9A. ALFA-HIUKKASET

Massaan ja painoon liittyen tarkastellaan α-säteilyä, sillä α-hiukkasilla voi esiintyä harvinainen yhteys painovoimareaktiivisten ryhmien ja ulkoisesti vuorovaikuttavien ”elektronisten ja magnetonisten” alkioryhmien välillä. Atomiytimestä lähtevien α-hiukkasten sanotaan olevan kahdesti ionisoituneen heliumin paljaita ydinhiukkasia, mikä ajatuksena on osittain oikein. Kuitenkin kahdesti ionisoitunut tarkoittaa heliumilla, että ensin on poistettu elektroniryhmä $(3 + 5) \cdot e_0$ ja sitten vielä poistetaan elektroniryhmä $(1 + 3) \cdot e_0$, jolloin heliumin kentässä tapahtuu muitakin muutoksia, kuten edellä kohdassa 9 on selostettu, vrt. yhtälöt 9.4, 9.6 ja 9.18L. Paljas ydin tarkoittaa puolestaan sitä, että protoneilla on vain ytimen kentän ensimmäinen kondensoitumispiste $p_i = p_0 / 137 = 137 \cdot e_0$ tai toisena kondensoitumispisteenä yksinäisten $e_0 / 2$ jakeiden muodostama tavanomainen kiertävä kenttä ilman, että siihen kuuluisi edes yhtälön 9.8J mukaista käänteistä ryhmää $8 \cdot q_m = e_0 / (1/2 + 1/2)$.

Kahdesti ionisoituminen ei siis ole sama asia kuin ”paljas”. Näiden perusero on siinä, että ionisoitunut sisältää edelleen elektronisia kondensoitumispisteitä, kun taas paljas α-hiukkanen sisältää vain ”elektronisen” $\rightarrow$ tosiasiallisesti magnetonisen m_m-kentän. Aivan ilmeisesti tämän magnetonien m_m muodostaman kentän ominaisnopeudesta tulee α-hiukkasten alkunopeus ja kantomatka. Kantomatka päättyy ja α-hiukkasen lento ikään kuin ”tyssääntyy” silloin, kun α-hiukkaselle syntyy elektroninen kondensoitumispiste, mikä alkaa vuorovaikuttamaan muiden atomien kanssa. Elektronisen kondensoitumispisteen voidaan ajatella syntyvän heti sen jälkeen, kun α-hiukkanen on ensin hiukkassieppauksilla ja omasta rakenteestaan luonut itselleen ensimmäisen käänteisen sidoskentän $\rightarrow$ jos α-hiukkasen kentän alkuperäinen koko on m_1, niin käänteinen tarkoittaa kokoa $1 / m_1$, mikä vasta tämän jälkeen kenttien koon kasvaessa saavuttaa normaalikoon $8 \cdot q_m = e_0 / (1/2 + 1/2)$. Paljas tarkoittaa myös sitä, että α-hiukkasen ollessa sidottuna muuhun atomiytimeen, sillä on protoniperusteisessa massajärjestelmässä ja perusrakenteena enintään massa

$$\alpha_p = 4 \cdot p_0 = 6{,}69050256 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \qquad (9A.1)$$

$$= 4{,}029112047 \cdot u$$

Hiiliperusteisessa massajärjestelmässä nämä massat ovat vastaavasti

$$\alpha_C = (1 - 1 / 137) \cdot \alpha_p = 6{,}641674631 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \qquad (9A.2)$$

$$= 3{,}999707198 \cdot u$$

Tämän takia ei ole oikein, että α-hiukkasten energialaskelmissa käytetään heliumin massaa $4{,}0026033 \cdot u$, minkä α-hiukkanen luo itselleen sieppauksilla vasta irtoamisen jälkeen. Kun α-hiukkasilla sanotaan olevan massan

$$He^+ - e_{91} = 6{,}64466178 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \qquad (9A.3)$$

$$= 4{,}0015061 \cdot u \qquad (9A.4)$$

niin tämäkään ei mene oikein, sillä He^+ -ionista ei poistu $e_{91} = 10 \cdot e_0 + 8 \cdot q_0$ vaan $(1 + 3) \cdot e_0$, minkä lisäksi tulee pieni muutos sidoskenttään. Jos helium olisi kahdesti ionisoitunut, niin sen massa olisi yhtälöstä 9.12B laskettuna ja protoniperusteisessa massajärjestelmässä

$$He^{++} = He^+ - 4 \cdot e_0 - e_0 / 8{,}59 + 2 \cdot e_0 / 8{,}59 \qquad (9A.5)$$

$= 6{,}694083534 \cdot 10^{-27}$ kg (9A.6)

$= 4{,}031268555 \cdot u$ (9A.7)

Hiiliperusteisessa massajärjestelmässä nämä samat tulokset ovat

$He^{++} = 6{,}645229471 \cdot 10^{-27}$ kg (9A.8)

$= 4{,}001847971 \cdot u$ (9A.9)

Toistettakoon tässä yhteydessä, että hiiliperusteista massajärjestelmää voidaan aivan hyvin käyttää laskelmissa, jos kaikki massat ilmoitetaan hiiliperusteisina, erikoisesti vety H ja protoni p_0 mukaan luettuina $\rightarrow$ protonista $p_0 = 1{,}67262564 \cdot 10^{-27}$ kg tulee hiiliperusteisena massana $(1 – 1 / 137 \cdot p_0 = 1{,}660418658 \cdot 10^{-27}$ kg. Edellisten yhtälöiden mukaisesta kahdesti ionisoituneesta He^{++} -ionista ei kuitenkaan ole kysymys α-säteilyssä, eivätkä nämä edellisten yhtälöiden hiukkaset luultavasti lentäisi mihinkään itsenäisesti.

Ennen kuin tarkastellaan syvällisemmin α-hiukkasta, niin todetaan, että säteily-yhtälöiden molemmilla puolilla massojen on täsmättävä toisiinsa $\rightarrow$ ei ole olemassa mitään massan muuttumista energiaksi tai päinvastoin, sillä on olemassa vain massan matemaattista energiaa, millä kylläkin on sitten fysikaalisia ilmenemismuotoja kuten paine, lämpötila, sähköjännite, jne. Tämän tapaisesti voidaan olettaa Einsteininkin asiaa käsitelleen, mistä kuitenkin moneen paikkaan on tullut päinvastainen väännös. Yhtälö $E = mc^2$ ilmoittaa yksinkertaisesti ja vain sen, mikä on massan m matemaattinen energia silloin, kun massa m on pilkottu fotoneiksi γ_0 = 91,12 nm (vrt. kohta 3, yhtälö 3.13) $\longrightarrow$ yhtälöstä $E = mc^2$ saattaa saada sen virheellisen käsityksen, että massa on sama asia kuin energia, koska c^2 = vakio. Tämä on täysin väärin ja massan m energiasisältö riippuu sen esiintymismuodosta. Esimerkiksi hiukkasfysiikassa m / 2 + m / 2 ei ole säännöllisillä hiukkasilla matemaattiselta energialtaan m vaan 2m samankaltaisesti kuin jos kaasumolekyyli jaetaan kahtia, niin kaasun tilavuus ja matemaattinen energia kaksinkertaistuvat. Tämän takia voidaan jo tässä yhteydessä todeta, että ne α-säteily-yhtälöt, joissa massat eivät täsmää, ovat kaikki jotenkin virheellisiä. Tämä sama koskee tietysti myös β-säteilyä, mikä yksinkertaisimmillaan tarkoittaa muutosta atomien elektroniryhmissä, kuten reaktiossa

$${}^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + \beta^- + x \qquad (9A.10)$$

missä yksi hiilen elektronikenttä $(1 + 1) \cdot e_0 / 2 + (1 + 3) \cdot e_0 / 2$ poistuu, jolloin myös rakenteet $n \cdot p_i$ muuttuvat typpeä vastaavaksi $\rightarrow$ tällä tavalla hiilen neljästä elektronikentästä tulee samalla typen kolme elektronikenttää. Vastaava hyvä esimerkki ”positroni-säteilystä” on

$${}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{12}_{6}C + \beta^+ + x \qquad (9A.11)$$

missä teoriassa on mahdollista, että kun hiilellä ei ole yhtään elektroniryhmää $(7 + 9) \cdot e_0 / 2$, niin typen suurimmasta elektronikentästä ”hyppää” jae $(7 + 9) \cdot e_0 / 2$ hiilen tarvitsemaksi neljänneksi elektronikentäksi vastaavin muutoksin sisemmissä rakenteissa $n \cdot p_i$. Neljäs elektronikenttä hiilelle voi kyllä syntyä muillakin luonnollisilla tavoilla. Näissä reaktioissa syntyneiden vapaiden elektroniryhmien matemaattinen energia $E = mc^2$ on pääosin alueella 0,1 ... 0,5 MeV mikä on myös tunnettu β-säteilyn sekä maksimi-intensiteettialue että pääalue. Tämä kaikki sopii hyvin siihen kokonaiskuvaan, mikä β-säteilystä on, mutta siitä huolimatta on aihetta uskoa, että varsinainen β-säteily tuleekin kenttien käänteisalkioryhmistä, joiden matemaattinen käänteisenergia E = hf on myös alueella 0,1 ... 0,5 MeV. Nämä β-hiukkaset ovat luonnolliselta kooltaan $r_0 / 5 ... 5 \cdot r_0$ ja kun termoni r_0 = 0,2555 MeV, niin edellinen antaa käänteisenergiana maksimiksi 1,25 MeV ja jälkimmäinen minimiksi 0,05 MeV. Näiden hiukkasten alkuperä on sekä elektroniryhmissä että atomiytimissä, mikä jälkimmäinen ajatus onkin fysiikassa tuttu pitkältä ajalta. Kuitenkin jälkimmäiset alkioryhmät E = hf = 0,1 ... 1 MeV ovat samalla myös edellisten elektroniryhmien E = mc^2 = 0,1 ... 1 MeV alkioryhmiä. Kummassakin tapauksessa alkioryhmät ovat aina kvantittuneita, mutta nämä ilmiöt yhdessä saattavat saada aikaiseksi sen, että β-spektri näyttää jatkuvalta, minkä lisäksi on tarkastettava se, ettei β-spektrin jatkuvuus synny jostain keinotekoisesta sähkökentästä samalla tavalla kuin se syntyy röntgen-säteilyn yhteydessä jännitekentästä, vrt. myös kohta 11A. Jatkuva β-spektri saattaa syntyä myös silloin, jos yhtälön 9A.10 mukaisessa prosessissa hiilen yksi elektronikenttä lähtee paloittain = muuttuvin alkioryhmin pilkkoutumaan β-säteilyksi. Oletettavasti tämä viimeksi mainittu asia on luonnollisin selitys jatkuvalle β-spektrille mahdollisine piikkeineen.

Kun α-säteilyä esiintyy yleisesti vain atomeilla, joiden järjestysluku on yli 80, niin näissä α-säteilijöissä voidaan heliumin ajatella olevan sekä normaaleina sidosryhminä (vrt. kohta 6 rakennekuva 6.7) että jotenkin ylimääräisenä atomiytimeen liittyneenä. Varsinaisina α-säteilyn lähteinä tulee pitää näitä ylimääräisiä atomiytimeen sitoutuneita helium-ytimiä, jolloin tärkeäksi kysymykseksi muodostuu se, että miten nämä helium-ytimet ovat sidostuneet atomiytimeen. Vaihtoehtoja on kaksi: joko helium-ytimet ovat sidostuneet ytimeen protoniydinten tavalliseen tapaan ”metallisin” sidoksin jakeiden a / 4 (vrt. rakennekuva 9.11E) kautta tai sitten helium-ytimet ovat sidostuneet atomiytimeen ”ionimaisin” sidoksin = ytimen kentän ensimmäiseen kondensoitumispisteeseen p_i kautta. Tämä jälkimmäinen sidostumistapa näyttää todennäköiseltä, mutta aloitetaan sidostumisen käsittely mahdollisesta ytimen ”metallisesta” normaalisidostumisesta.

Aluksi lasketaan, mitä yksi sidos merkitsee matemaattisena painoenergiana, mikä fysiikassa voi ilmetä vaikka vesiputouksen energiassa. Yksinkertaisin sidos syntyy, kun sekä heliumilta että tytäratomilta on avautunut yksi sidos, jonka toiset päätyjakeet muodostavat uuden keskinäisen sidoksen ja toiset päätyjakeet alkavat reagoimaan painovoimakentän kanssa. Kun helium-renkaan tapauksessa painovoimareaktiivisia ryhmiä on

$$4 \cdot (548 - 4) = 2176{,}35268 \text{ kappaletta} \qquad (9A.12)$$

niin yksi lisäreaktio tuo heliumin hiiliperusteiseen kirjallisuuspainoon lisäpainoa

$$1 \cdot 4{,}0026 \cdot U / 2176 = 1{,}839133582 \cdot 10^{-3} \cdot U \qquad (9A.13)$$

$$= 3{,}054 \ \ 10^{-30} \text{ kg} \qquad (9A.14)$$

$$\rightarrow 1{,}7131 \text{ MeV} \qquad (9A.14B)$$

Kun vastaava määrä lisäreaktioita tulee myös tytäratomille, niin emoatomin kahden lisäreaktion kokonaisarvo on matemaattisesti

$$2 \cdot 1{,}7131 = 3{,}426 \text{ MeV} \qquad (9A.15)$$

Tätä voidaan kutsua hyväksi sidokseksi, mikä edelleen paranee, jos auki jääneet ja painovoimakentän kanssa reagoivat alkioryhmät alkavat reagoida keskenään. Tällöin voidaan sanoa, että matemaattinen ”painoenergia” $\rightarrow$ 0 ja hajoamisaika $\rightarrow \infty$. Helium-ydin voi sidostua tytärytimeen myös ytimessä ”kaasumaisesti”, mikä tarkoittaa, että sidostuminen tapahtuu vasta kentän seuraavan kondensoitumispisteen avulla, jolloin sidostumiseen osallistuvat alkioryhmät ovat 1/137-osa edellisestä. Painoenergiassa tällainen ytimen ”kaasumainen” sidostuminen tarkoittaa, että painovoimareaktioita tulee käytännössä kaksinkertainen määrä. Painoenergian kokonaismuutokseksi tulee tällöin

$2 \cdot 3,426 = 6,852$ MeV (9A.16)

Tämä tulos 6,85 MeV vastaa α-hiukkasilla noin 1 sekunnin puoliintumisaikaa. Tällä edellä esitetyllä tarkastelulla halutaan osoittaa, että heliumin sitoutuminen yksinkertaisella sidoksella atomiytimeen lisää painovoimareaktioita juuri sellaisella määrällä, mikä antaa matemaattisen painoenergian lisäyksen 3 ... 7 MeV ja mikä sitten osuu tarkalleen fysiikan kokeellisten tulosten mukaisesti α-säteilyn tunnetulle luonnolliselle alueelle. Kun sitten kaikki tapahtuu päinvastoin ja α-hiukkanen irtoaa emoatomista, niin sidoskohtiin syntyy tavanomaiset kaksoissidokset, jolloin erillisten hiukkasten paino kevenee edellä esitetyllä määrällä.

Erikoista edellä esitetyssä on, että matemaattiset painoenergiat osuvat täsmälleen kokeellisen fysiikan vahvistamalle α-hiukkasten luonnolliselle energia-alueelle. Tällä asialla voi olla suuri teoreettinen merkitys, sillä nyt saattaa olla niin, että ihmiskunnan tuntemista hiukkasista ainoastaan α-hiukkanen rakentuu siten, että sen painovoimakenttään reagoiva ytimen kenttä ja ”elektroninen = magnetoninen” ulkokenttä ovat sekä muuttuvia että tarkalleen käänteisessä massasuhteessa. Tällöin on näiden kenttien yhteisen kondensoitumispisteen p_i oltava myös muuttuva $\rightarrow$ ominaisuus, minkä tavanomaisessa tapauksessa kondensoituneet elektroniryhmät suodattavat pois tavallisilta atomeilta. Ilmiö on samankaltainen kuin lämpötilan ja termojännitteen välinen yhteys, missä yhteisen elektronisen kondensoitumispisteen on myös oltava muuttuva. Tämä selittää sen, miten massoista ja painoista saadaan α-hiukkasilla samaa suuruutta olevia tuloksia, vaikka massat joudutaan ajattelemaan spektroskopisesti mitatuiksi ja sidokset ”ionimaisiksi” helium-ytimen ja tytäratomin välillä. Tätä ”ioni-sitoutumista” ja α-hiukkasen kenttiä tarkastellaan seuraavaksi yksityiskohtaisemmin.

Protoniytimen p_0 ominaiskenttä on termoni r_0-kenttä (vrt. rakennekuvat 7.27A ja 7.27B). Toiseen suuntaan termoni r_0 kentän ominaiskenttä on φ_0, mikä kondensoituu a-kvarkeiksi ja rakenteeksi 9.11E. Toiseen suuntaan r_0-kentän kondensoitumispiste on p_i, jonka ominaiskenttä on fononi s_0-kenttä ja jotka sidostavat sekä p_i jakeita toisiinsa että elektronikentät p_i-jakeeseen. Näistä tulevat tunnetut ja täsmälliset röntgen-säteilykuoret sekä Moseleyn kaava. Kun α-hiukkanen sitoutuu muuhun atomiytimeen, niin tämän sitoutumisen voidaan ajatella olevan rakennetta

He-ydin $\leftarrow r_0 \rightarrow p_i \leftarrow s_0 \rightarrow p_i \leftarrow r_0 \rightarrow$ muu ydin (9A.17)

Tämän mukaisesti α-hiukkanen sitoutuu atomiytimeen fononeilla $n \cdot s_0$, missä n voi olla murtoluku. Fononin s_0 ominaiskenttä on puolestaan juuri a-kvarkeista rakennettu, mistä muodostuu myös protoniytimen ydinkenttä rakenneyhtälön 9.11E mukaisesti. Tällä tavalla a-kvarkki on mukana sekä ytimen ”metallimaisessa” sidostumisessa $\rightarrow a / 4 = \text{pioni} = 137 \cdot b / 4$ että ytimen ”ioni-sidoksissa” $\rightarrow (1 + 3 + 5 + ...) \cdot a$ tai $1 \cdot a$, $3 \cdot a$, $5 \cdot a$, ... , joista sitten myös syntyy diskreetit energiat. Voidaan ajatella, että sidosryhmät ovat muotoa $N \cdot a$, minkä jälkeen on luonnollista ajatella, että mitä suurempi on N, niin sitä parempi on sidos. Kun gammasäteilyn suuruutta olevat alkioryhmät ovat näiden kenttien rakenneosia, niin tämän takia α-säteilyyn usein liittyy gammasäteilyä. Tämän jälkeen käydään α-hiukkasen kentät läpi vielä kerran tapahtumayhtälöiden muodossa ja aloitetaan tämä merkitsemällä painovoimareaktiivisten alkioryhmien lukumäärä = N_p, jolloin

paino $\sim N_p$ (9A.18)

Ytimen ”ioni-sidostuminen” tapahtuu ulospäin vuorovaikuttavan N-kentän kautta joko kokonaisena kenttänä = N-alkioryhmää tai määrättynä osana sitä. Kun tämä N-kenttä kasvaa, niin sen alkioryhmät pienenevät tavalliseen tapaan ja kun N_p on tällainen alkioryhmä tai vakiomäärä näitä alkioryhmiä, niin syntyy käänteinen verrannollisuus

$$N_p \sim 1 / N \qquad (9A.19)$$

Toisin sanoen α-hiukkasen painon kasvaessa verrannollisena N_p, niin vastaavasti N-kenttä ja massa pienenevät. Kun ”elektroninen tai magnetoninen” alkioryhmä pienenee, niin sen kentän ominaisnopeus kasvaa tunnetulla tavalla.

$$V \sim 1 / N^{1/2} \rightarrow v^2 \sim 1 / N \qquad (9A.20)$$

Koska α-hiukkasen voidaan ajatella saavan alkunopeutensa tästä kentästä, niin matemaattisella energialla E_α on myös yhtälöä 9A.19 vastaava verrannollisuus

$$E_\alpha = m_\alpha \cdot v^2 \sim 1 / N \qquad (9A.21)$$

Fysiikan kohdassa 7A.5 on tarkasteltu protonia ja neutronia. Tässä yhteydessä todetaan, että näiden kenttien perusalkioryhmä on

$$m_m^+ = 10 \cdot 13{,}6 \cdot m_m / 137 \qquad (9A.22)$$

$$= 0{,}9928558295 \cdot m_m \qquad (9A.23)$$

Perustellusti voidaan olettaa, että magnetoni m_m on myös α-hiukkasen kentän perusrakenneosa ja että heliumin tapauksessa tämä kenttä on rakennetta $(1 + 3) \cdot m_m = 4 \cdot m_m \rightarrow$ koko kenttä $= 137^2 \cdot 4 \cdot m_m$. Näiden rakenteiden ominaisnopeudet ovat

$$m_m = 2{,}560963466 \cdot 10^7 \text{ m/s} = v_1 \qquad (9A.24)$$
$$4 \cdot m_m = 1{,}280481733 \cdot 10^7 \text{ m/s} = v_2 \qquad (9A.25)$$

Näitä vastaaviksi α-hiukkasten matemaattisiksi energioiksi tulee hyvällä tarkkuudella hiiliperusteisessa massajärjestelmässä

$$E_{\alpha 1} = m_\alpha \cdot v_1^2 / 2 = 27{,}18778 / 2 \qquad (9A.26)$$

$$= 13{,}59389 \text{ MeV}$$

$$E_{\alpha 2} = m_\alpha \cdot v_2^2 / 2 = 3{,}398472 \text{ MeV} \qquad (9A.27)$$

Eräs käytännön alaraja α-hiukkasten luonnollisille alkioryhmille voi olla $(1 + 1) \cdot m_m = 2 \cdot m_m$ ja tätä vastaava α-hiukkasten maksimienergia on 13,59 / 2 = 6,8 MeV. Mielenkiintoista on, että tällä tavalla ominaiskenttien nopeuksista lasketut energiat täsmäävät painovoimareaktioista laskettuihin energioihin, yhtälöt 9A.15 ja 9A.16. Tämä merkitsee juuri sitä, että α-hiukkasilla on painovoimakentän kanssa reagoivien alkioryhmien määrä harvinaisella tavalla sekä muuttuva että ”ulkoisen magnetonisen” kentän koon kanssa korreloiva $\rightarrow$ tämä taas tarkoittaa sitä, että näiden kenttien yhteisenä kondensoitumispisteenä oleva p_i on muuttuva vastaavalla tavalla kuin termojännitteen ja lämpötilan muutoksissa on välttämätöntä, että myös elektroniset kondensoitumispisteet ovat muuttuvia.

Tunnettu on α-hiukkasten kantaman R ja α-hiukkasten nopeuden välinen empiirinen yhtälö

$$R = 9{,}6 \cdot 10^{-28} \cdot v^3 \qquad (9A.28)$$

Missä laadut ovat cm ja cm/s. Normaali α-hiukkasten kantama on 2 ... 11 cm ja nyt voidaan laskea, mitä edellä esitetty antaa tulokseksi tällä tavalla

$$4 \cdot m_m \rightarrow 1{,}28 \cdot 10^9 \text{ cm/s} \rightarrow 2 \text{ cm} \tag{9A.29}$$

$$2 \cdot m_m \rightarrow 1{,}81 \cdot 10^9 \text{ cm/s} \rightarrow 5{,}7 \text{ cm}$$

$$5 \cdot m_m / 4 \rightarrow 2{,}29 \cdot 10^9 \text{ cm/s} \rightarrow 11{,}4 \text{ cm}$$

$$m_m \rightarrow 2{,}56 \cdot 10^9 \text{ cm/s} \rightarrow 16 \text{ cm}$$

Tästä samasta yhtälöstä 9A.28 saadaan laskettua muutakin tärkeää ja verrataan toisiinsa kahta kentältään erilaista α-hiukkasta, joiden lentoajat ovat t_1 ja t_2. Tällöin voidaan johtaa empiiristeoreettinen yhtälöryhmä kohtuullisella tarkkuudella

$$t_1 / t_2 = (R_1 / v_1) / (R_2 / v_2) = v_1^2 / v_2^2 = f_1 / f_2 = (1 / m_1) / (1 / m_2) \tag{9A.30}$$

Tässä f_1 ja f_2 ovat α-hiukkasen kentän alkioryhmien suhteellisia värähdyslukuja ja vastaavasti m_1 ja m_2 ovat suhteellisia kentän alkioryhmien massoja. Tämä yhtälösarja vahvistaa sen, että kun f_1 ja f_2 liittyvät matemaattisesti suoraan kondensoitumispisteeseen p_i, niin kondensoitumispisteen p_i rakenteen tulee α-hiukkasilla olla muuttuva, mutta kokonaismassa voi olla säilyvä, niin kuin asia jäljempänä selvitettävien todellisten α-säteilijöiden osalta näyttää olevankin. Edelleen massojen m_1 ja m_2 käänteinen verrannollisuus lentoaikoihin vahvistaa sen, että pienempiä kentän alkioryhmiä omaavalla α-hiukkasella on pitempi lentoaika. Tämä voi näyttää järkevältä, sillä pienempien alkioryhmien on siepattava enemmän lisäalkioryhmiä, mutta miksi tämä käänteinen verrannollisuus on massoihin m_1 ja m_2 eikä puuttuvaan massaosaan Δm_1 ja Δm_2, mikä ensi näkemältä tuntuisi luonnollisemmalta. Tällä asialla voi olla seuraava yksinkertainen selitys.

Yhtälössä 9A.30 termi v_1^2 / v_2^2 jakaa yhtälöt kahteen osaan, joista vasemman puolimmaisen osan osoittaa oikeaksi yhtälö 9A.28 ja oikeanpuolimmainen osa on säännöllisten hiukkasten ominaisuus. Ongelmana on ymmärtää, miten voi olla

$$t_1 / t_2 = m_2 / m_1 \rightarrow t_1 \cdot m_1 = t_2 \cdot m_2 \tag{9A.31}$$

Tässä yhteydessä joudutaan palaamaan yhtälöihin 9.8J ja 9.16A, jolloin yhtälön 9.16A avulla ja atomien yleisten rakenteiden perusteella todetaan, että rakenneyhtälössä 9.8J pienin ”magneettinen sidosjae” ei olekaan $4 \cdot q_m = e_0 / (1 + 1)$ vaan α-hiukkasen tapauksessa

$$8 \cdot q_m = e_0 / 1 = e_0 / (1/2 + 1/2) \tag{9A.32}$$

Olipa α-hiukkasen kenttä minkä kokoinen tahansa, niin sen ensimmäinen tehtävä on rakentaa itsensä käänteisjae ja kun yksikkönä on ykkönen, niin hiukkasen perusjakeen käänteisjae on hiukkanen itse kääntyneenä $\rightarrow 1 / (1/2 + 1/2) \cdot m_1$. Jos hiukkanen kasvaa eräällä määräosalla k, esimerkiksi k = 1/137-osalla, joka värähdyksessä, niin lentoajassa t_1 hiukkanen α_1 kasvaa

$$t_1 \cdot f_1 \cdot m_1 / k = \Delta m = 1 / m_1 \tag{9A.33}$$

$$\rightarrow t_1 \cdot f_1 = k / m_1^2 \tag{9A.34}$$

$$\rightarrow (t_1 \cdot f_1) / (t_2 \cdot f_2) = t_1^2 / t_2^2 = f_1^2 / f_2^2 = m_2^2 / m_1^2 \tag{9A.35}$$

$$\rightarrow t_1 \cdot f_1 = (1 / m_1) / (1 / m_2) \tag{9A.36}$$

Tämä tulos 9A.36 on juuri se tulos, mihin fysiikan empiirinen ja kokeellisesti vahvistettu yhtälö 9A.28 johtaa, kun laskelmissa käytetään eräänlaisia keskiarvolukuja. Kun α-hiukkanen on saanut luotua ensimmäisen käänteisen magneettijakeensa, niin samalla syntyy ensimmäinen elektroninen kondensoitumispiste ja hiukkasen lento päättyy $\rightarrow$ tämän jälkeen α-hiukkanen täydentää itsensä heliumiksi, mikä voi tapahtua nopeasti α-hiukkasen omasta rakenteesta ja sieppauksilla muiden atomien elektronikentistä samankaltaisesti kuin miten lämpötila-alkioryhmät tasoittuvat. Aivan erilainen asia on sitten tunnettu Geiger-Nuttalin laki

$$\log t_{1/2} = A \cdot E_\alpha^{-1/2} + B \qquad (9A.37)$$

missä $t_{1/2}$ on α-hajoamisen puoliintumisaika ja A ja B kokemusperäisiä vakioita. Tämä laki pätee vakuuttavalla tavalla ja osoittaa, että α-hiukkasen irtoamisella on todennäköisyysluonne, mikä riippuu sidostumisasteesta, minkä taas ilmoittaa käänteisesti E_α. Tällä tavalla Geiger-Nuttalin laki liittyy edellä esitettyyn ja nyt voidaan jopa sidosryhmät laskea. Tämän α-hiukkasten tarkastelun tärkein teoreettinen anti on kuitenkin se, että "perinteiseen" atomiytimeen kuuluvan kentän ensimmäinen kondensoitumispiste $p_i \rightarrow 2 \cdot p_i$ ei ole α-hiukkasilla täysin rakenteeltaan koskematon ja että painovoimareaktiivisten ryhmien määrällä, mikä määrää painon, saattaa olla tarkalleen määrätty suhde α-hiukkasen ulompaan "elektroniseen = magnetoniseen" kenttään, minkä alkioryhmäkoko määrää α-hiukkasen alkunopeuden. Näillä asioilla on perustavanlaatuinen merkitys α-hiukkasten rakenteiden selvittämisessä.

Tämän jälkeen tarkastellaan todellisia tunnettuja α-hajoamisia luonnollisella alueella

$$^{212}Bi \rightarrow {}^{208}Tl + \alpha + 1{,}300571 \cdot p_i \text{ (6,21 MeV)} \qquad (9A.38A)$$

$$^{227}Th \rightarrow {}^{223}Ra + \alpha + 1{,}291728 \cdot p_i \text{ (6,04 MeV)} \qquad (9A.38B)$$

$$^{232}U \rightarrow {}^{228}Th + \alpha + 1{,}184660 \cdot p_i \text{ (5,32 MeV)} \qquad (9A.38C)$$

$$^{226}Ra \rightarrow {}^{222}Rn + \alpha + 1{,}105345 \cdot p_i \text{ (4,78 MeV)} \qquad (9A.38D)$$

$$^{236}U \rightarrow {}^{232}Th + \alpha + 1{,}061811 \cdot p_i \text{ (4,57 MeV)} \qquad (9A.38E)$$

$$^{238}U \rightarrow {}^{234}Th + \alpha + 1{,}018168 \cdot p_i \text{ (4,27 MeV)} \qquad (9A.38F)$$

Näissä yhtälöissä massataseet pätevät. Sulkuihin on merkitty α-hajoamisen "perinteiset" Q-arvot, mitkä myös pätevät, vaikka liike-energioista ei ollenkaan ole kysymys. Jäljempänä osoitetaan, että tämä päteminen syntyy puhtaasti hiukkasmatematiikasta eikä mistään muusta. Sekä α-hiukkasten että emoatomin ytimen kentän ensimmäisen vuorovaikuttavan kentän ja kondensoitumispisteen rakenne on

$$2 \cdot (1/2 + 3/2) \cdot p_i = 2 \cdot 2 \cdot p_i \qquad (9A.41)$$

Kun emoatomin sidosjaeosaan tästä tulee yhtälön 9A.38 osoittamat jakeet $n \cdot p_i$, niin yhteiseksi kentäksi ja sidosryhmäksi $z \cdot p_i$ tulee

$$z \cdot p_i = 2 \cdot p_i - n \cdot p_i \qquad (9A.42)$$

Tässä p_i on tavanomaiseen tapaan protonin p_0 ytimen kentän ensimmäinen kondensoitumispiste $\rightarrow$ $p_i = p_0 / 137$. Yhtälöissä 9A.38 on käytetty todellista α-hiukkasen massaa yhtälöstä 9A.2, mikä hiiliperusteisessa massajärjestelmässä on

α = 6,641674631 · 10^{-27} kg = 3,999707198 · u (9A.43)

On huomattava, että juuri tällä luvulla ja yhtälöiden 9A.38 luvuilla tulee tarkkoja oikeita tuloksia. Kun α-säteilyssä todellinen lähtijä on α-hiukkanen, mikä saa nopeutensa gravitaatiokentästä fotonien tapaan, niin silloin on tietysti myös oikein käyttää α-hiukkasta yhtälöissä. Heliumin muodon α-hiukkanen hankkii itselleen vasta irtoamisen jälkeen lentomatkansa aikana omista rakenteistaan ja ympäristöreaktioista. Fysiikan kannalta ajateltuna lähtijän on oltava α-hiukkanen, mutta mittaustarkkuuksien rajoissa saadaan samoja tuloksia heliumilla, koska näiden matemaattinen suhde on

α : He = 3,9997 / 4,0026 = 1 – 1 / 1382 (9A.44)

Edellä olevat yhtälöt 9A.38 sisältävät sen oletuksen, että irtoamishetkellä α-hiukkasen massa on aina sama = 4 · p_0 = 6,69050256 · 10^{-27} kg protoniperusteisessa massajärjestelmässä, mistä tulee tulos 9A.43 hiiliperusteisessa massajärjestelmässä. Tämä oletus, että α = 4 · p_0 juuri irrotessaan, saattaa jäljempänä olevien laskelmien mukaan hyvin päteä, jolloin tästä samasta massasta muodostuu α-hiukkaselle lyhyessä ajassa kahdesti ionisoitunut normaalirakenne, mikä sitten edelleen kehittyy helium-atomiksi. Kenttien alkioryhmät ovat kullakin α-hiukkasella omanlaisensa ja niiden rakenteen alkuperä on emoatomien kenttien rakenteessa $\rightarrow$ saatetaan jopa löytää yhteys α-hiukkasten kentän alkioryhmien ja emohiukkasen röntgen-spektrin välille, mikä ei aina kuitenkaan ole yhtä yksinkertainen kuin esimerkkitapauksessa = yhtälö 9A.80.

Kun sidosryhmä = osa α-hiukkasen kentästä, niin sidoshiukkasten kokonaismääräksi ajatellaan myös z · p_i. Tämä tilanne on osa α-hiukkasen fotonimaista luonnetta, sillä normaalissa tapauksessa sidoskenttä olisi z · p_i / 137. Kuitenkaan tätä 1/137-osan tai $1/137^2$-osan mahdollisuutta ei voida täysin poissulkea α-hiukkasilla. Tämän kentän alkioryhmät ovat magnetoneja m_m, joiden suuruus α-hiukkasten luonnollisella alueella on 2 · m_m ... 4 · m_m. Näistä muodostuva kokonaismäärä

$z \cdot p_i = z \cdot 137^2 \cdot m_m$ (9A.45)

seuraa α-hiukkasta α-hajoamisessa, mutta on huomattava, että alkioryhmä ei ole z · m_m, vaan tarkat alkioryhmät on laskettava erikseen z-luvun avulla, esim. taulukko 9A.85. Kun alkioryhmämäärä z · p_i seuraa α-hiukkasta, niin sidosryhmän jäljelle jäävä osa n · p_i = 2 · p_i – z · p_i pilkkoutuu tavallisen fissioreaktion mukaisesti muille atomien alkioryhmien alkioryhmille lisämääräksi $\rightarrow$ näiden b-kvarkkirakenne kasvaa ja lämpötila nousee. Ilmiö on samantapainen kuin mitä tasanpilkkoutumisesta on Nobel-fysiikassa 1998 esitetty. Tästä ajattelutavasta syntyy tarkkoja matemaattisia energialaskelmia ja lasketaan ensiksi malliksi fissioreaktio

${}^{212}Bi \rightarrow {}^{208}Tl + \alpha + 1{,}300571 \cdot p_i$ (9A.46)

$E = mc^2 = n \cdot p_i \cdot c^2$ (9A.47)

$= 1{,}30 \cdot 1{,}22096 \cdot 10^{-27} \cdot c^2 = 8{,}90490$ MeV (9A.48)

Tässä on energia $E = mc^2 = N \cdot \gamma_0 \cdot c^2$ rinnastettu alkioryhmämääriin N ja n, mikä tarkoittaa, että massa m = n · p_i on määrältään sama kuin N kappaletta fotoneja γ_0. Kerrataan vielä, että sen enempää matemaattinen energia kuin sen fysikaaliset seuraukset eivät ole yleispätevästi $E = mc^2$. Tämä käy hyvin ilmi esimerkiksi Avogadron-luvun olemassa olosta ja sellaisesta esimerkistä, missä laboratorioputouksesta juoksutetaan sama massa m nestemäistä vetyä ja nestemäistä happea $\rightarrow$ vety antaa 1/137-osan verran suuremman energian, mikä on suuri luku. Väärin on luonnollisesti myös ylösalaisin olevan ja pelkkiin sähkökenttiin liittyvän energian E = hf asettaminen yhtäsuureksi kuin energia $E = mc^2$.

Yhtälön 9A.48 tulos 8,9 MeV ei ole sama kuin yhtälön 9A.38A mukainen perinteinen Q-arvo. Fysiikassa on kuitenkin laskelmissa käytetty heliumia He = 4,0026033 · u, kun α-hiukkasen massa on hiiliperusteisessa massajärjestelmässä α = 3,9997072 · u. Osoittautuu, että se on tarkalleen tämä massaero He – α, mikä aiheuttaa eron yhtälön 9A.47 ja perinteisten Q-arvojen välillä. Esimerkiksi tuloksesta 8,9 MeV voidaan laskea

$$\text{He} - \alpha = 2{,}8961 \cdot 10^{-3} \cdot \text{u} \tag{9A.49}$$

$$2{,}89 \cdot 10^{-3} \cdot c^2 = 2{,}697701 \text{ MeV} \tag{9A.50}$$

$$\text{Tulos 9A.48} = \begin{array}{r} 8{,}90490 \text{ MeV} \\ \underline{-\,2{,}69770 \text{ MeV}} \\ 6{,}20720 \text{ MeV} \end{array} \tag{9A.51}$$

Tämä on tarkalleen tulos 9A.38A käytännön kertoimella k = 1,000. Yksinkertaisinta tässä vaiheessa on ymmärtää tämä asia siten, että joko α-hiukkanen vie mennessään myös hiukkasmäärän He – α tai sieppaa sen jälkikäteen, jolloin matemaattisesta energiasta 8,9 MeV jää vaikkapa lämpötila-alkioryhmien muotoon 6,21 MeV. Tosiasioiksi jää, että α-hiukkasen on jotenkin hankittava alkioryhmämäärä $2{,}89 \cdot 10^{-3} \cdot$ u muuttuakseen heliumiksi sekä se, että energia 6,21 MeV antaa matemaattisesti oikeita tuloksia ja että kondensoitumispisteet $n \cdot p_i$ antavat fysiikassa oikeita tuloksia. Nämä molemmat asiat osoitetaan jäljempänä yksiselitteisesti oikeiksi. Vastaava laskelma voidaan tehdä kaikille yhtälön 9A.38 rakenteille ja tulokset ovat vakuuttavat

$$6{,}21 \text{ MeV} \rightarrow 6{,}21 \text{ MeV} \rightarrow k = 1{,}000 \tag{9A.53}$$

$$6{,}04 \text{ MeV} \rightarrow 6{,}15 \text{ MeV} \rightarrow k = 1 - 1 / 56$$

$$5{,}32 \text{ MeV} \rightarrow 5{,}42 \text{ MeV} \rightarrow k = 1 - 1 / 56$$

$$4{,}78 \text{ MeV} \rightarrow 4{,}87 \text{ MeV} \rightarrow k = 1 - 1 / 52$$

$$4{,}57 \text{ MeV} \rightarrow 4{,}57 \text{ MeV} \rightarrow k = 1{,}000$$

$$4{,}27 \text{ MeV} \rightarrow 4{,}27 \text{ MeV} \rightarrow k = 1{,}000$$

Keskimmäisistä tuloksista näkyy tunnettu siirtymä, minkä alkuperä on alkioryhmärakenteissa, mutta jonka fysiikka kirjoittaa likiarvomuodossa

$$k = 1 - 4 / A \tag{9A.54}$$

Tässä A = atomin massaluku. Osamäärän 4 / A alkuperä voi hyvin olla varausryhmän q_0 suhteessa elektroniin e_0, mikä on $q_0 / e_0 = 1 / 35{,}20008$ (yhtälö 9.8G) ja mikä periytyy. Kahdesti ionisoituneena tällä on suuruus 1 / 17,6 ja eräs käänteisalkioryhmä 17,6 / 1000 = 1 / 56,8. Kuitenkin myös positiivisia siirtymiä on pidettävä mahdollisena samoin kuin pienempiä b-kvarkkiryhmiin liittyviä siirtymiä. Kuten edellä on todettu, niin liike-energioista ei tässä yhteydessä ollenkaan ole kysymys, joten näitä ei mitenkään myöskään voida jakaa osiin. Kuitenkin kun α-hiukkanen saa nopeutensa gravitaatiokentästä, niin tulee ajatella, että gravitaatiokenttään kohdistuu vastakkaissuuntainen voima, minkä takia gravitaatiokenttä ja sitä kautta emoatomi saa jotain liikettä vastakkaiseen suuntaan. Missään edellä ei vielä ole käytetty α-hiukkasen todellista nopeutta v_α, vaan kaikkialla on käytetty vakionopeutta = c, mikä johtaa N-lukuihin. Periaatteessa on tietysti yhdentekevää, mitä nopeutta käytetään N-yhtälöissä ja hiukkasfysiikan matemaattisessa yhtälössä E = mv^2, kunhan vain kaikki luvut ilmoitetaan samalla nopeudella ja oikeilla hiukkasilla lasketuiksi.

Edellä esitetyissä tuloksissa 9A.53 α-hiukkasen kenttä säilyttää koko ajan alkuperäisen alkioryhmäkokonsa riippumatta siitä, että sieppaako se erotuksen He – α mukaansa jakeesta $n \cdot p_i$ vai sieppaako α-hiukkanen tämän alkioryhmämäärän jälkeenpäin. Tämä yksin selittää yhtälöt 9A.53 täysin. Ongelmana onkin selvittää se, että miten fysiikka on voinut saada samoja tuloksia käyttämällä α-hiukkasten nopeuksia v_α, mikä ei näytä ollenkaan järkevältä. Tarkemmassa analysoinnissa osoittautuu, että tulolla $v_\alpha \cdot$ He on yksinkertainen matemaattinen yhteys niihin N-lukuihin, massoihin ja nopeuksiin, joita hiukkasilla todellisessa fysiikassa esiintyy. Seuraavaksi koetetaan laskea tämä yhteys mahdollisimman tarkasti ja aloitetaan se korjaamalla heliumin atomimassa hiiliperusteisessa massajärjestelmässä yhtälön 9.19G mukaisesti oikeaksi

$$4{,}00260033 \cdot (1 - 1 / 60833{,}986) \cdot u = 4{,}0025375 \cdot u \qquad (9A.55)$$

$$\mathrm{He} : \alpha = 4{,}00253 : 3{,}99970 = 1 + 1 / 1413{,}167 \qquad (9A.56)$$

$$\mathrm{He} - \alpha = 4{,}00253 - 3{,}99970 = 2{,}830314 \cdot 10^{-3} \cdot u \qquad (9A.57)$$

$$= 4{,}6998502 \cdot 10^{-30}\ \mathrm{kg} \qquad (9A.58)$$

$$= 0{,}3850524 \cdot p_i \qquad (9A.59)$$

Tuloksen 9A.59 sijasta fysiikka käyttää tulosta 9A.49, mikä oli

$$\mathrm{He} - \alpha = 2{,}8961 \cdot 10^{-3} \cdot u \qquad (9A.60)$$

$$= 4{,}8090905 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg} \qquad (9A.61)$$

$$= 0{,}3940024 \cdot p_i \qquad (9A.62)$$

Käytetään näitä lukuja aluksi laskelmissa ja muutetaan ne vasta lopuksi todellisuutta vastaaviksi. Näissä korjauksissa joudutaan yhtälön 9A.56 lisäksi käyttämään fysiikan kohdasta 9 tunnettua suhdetta

protoniperusteinen massa He / hiiliperusteinen massa He =
$$= 1 / (1 - 1 / 137{,}0220425) \qquad (9A.63)$$

Koska α-hiukkasen irtoamisen ajatellaan tapahtuvan silloin, kun α-kenttä saa heliumin kentän massan, niin yhtälön 9A.62 mukainen massa $0{,}394 \cdot p_i$ siirtyy kondensoitumispisteistä $n \cdot p_i$ α-hiukkaseen yhtälöissä 9A.38. Tällöin irtoamishetkellä tämän sidosjakeen ja kondensoitumispisteen uusi koko on $n \cdot p_i - 0{,}394 \cdot p_i$. Värähdyksessä tämä puolittuu ja pilkkoutuu tavanomaiseen tapaan, jolloin kentän käänteisalkioryhmä on

$$2 \cdot (p_i / 137^2) / (n - 0{,}394) = 2 \cdot m_m / (n - 0{,}394) = 2 \cdot m_m / (n - \Delta) \qquad (9A.64)$$

Kun magnetonin m_m nopeudeksi merkitään v_{m_m}, niin hiukkasfysiikassa säännöllisille hiukkasille pätevän yhtälön mv^2 = vakio perusteella voidaan kirjoittaa

$$v_\alpha{}^2 / v_{m_m}{}^2 = m_m / (2 \cdot m_m / (n - \Delta)) \qquad (9A.65)$$

$v_\alpha{}^2 / (c / 11{,}7)^2 = (n - \Delta) / 2$ (9A.66)

$v_\alpha{}^2 \cdot 4 \cdot 137 \cdot p_i / 2 = n \cdot p_i \cdot c^2 – \Delta \cdot p_i \cdot c^2$ (9A.67)

$v_\alpha{}^2 \cdot \alpha / 2 = n \cdot p_i \cdot c^2 – He \cdot c^2 + \alpha \cdot c^2$ (9A.68)

Tämän jälkeen tehdään mittaustarkkuuksien rajoissa yhtälölle 9A.68 yhtälön 9A.56 verran matemaattista väkivaltaa ja kirjoitetaan

$v_\alpha{}^2 \cdot He / 2 = n \cdot p_i \cdot c^2 – He \cdot c^2 + \alpha \cdot c^2$ (9A.69)

Tämä on se matemaattinen syy, miksi fysiikka on saanut nopeutta v_α käyttämällä oikeaa suuruutta olevia tuloksia tietämättä ollenkaan, miksi näin on. Kun sitten lähdetään nurinpäin laskemaan yhtälössä 9A.65 olevaa α-hiukkasen alkioryhmää, niin on huomattava, että tämän yhtälön osoittajassa on protoniperusteinen massa m_m ja että todellinen lähtijä on α-hiukkanen. Näitä vastaavat korjauskertoimet saadaan yhtälöistä 9A.56 ja 9A.63, jolloin kokonaiskertoimeksi tulee

$1 / (1 + 1 / 1413) \cdot 1 / (1 – 1 / 137) = 1{,}0066394$ (9A.70)

Protoniperusteisessa massajärjestelmässä saadaan tämän jälkeen emoatomin käänteiskentän ja α-hiukkasen kentän yhtä suureksi alkioryhmäksi irtoamishetkellä

$(1 / 1{,}0066394) \cdot (2 \cdot m_m) / (n – \Delta) = 1{,}9868 \cdot m_m / (n – 0{,}394)$ (9A.71)

Osoittautuu, että tämä yhtälö johtaa hyvin tarkasti oikeisiin tuloksiin, jotka ovat yhtäpitäviä muilla tavoilla saatujen tulosten kanssa. Tässä yhteydessä voidaan huomioida, että jo 1% virhe yhtälössä 9A.71 hävittää tämän yhtäpitävyyden. Tämän jälkeen voidaan luetteloida eri α-hiukkasten kenttien alkioryhmät.

Energia	1,9868 / (n – 0,394)	nopeudesta v_α laskettu		
6,21 MeV	$2{,}1915 \cdot m_m$	$2{,}1913 \cdot m_m$	k = 1,000	(9A.72A)
6,04 MeV	$2{,}2131 \cdot m_m$	$2{,}2522 \cdot m_m$	k = 1 – 1 / 57,6	(9A.72B)
5,32 MeV	$2{,}5128 \cdot m_m$	$2{,}5571 \cdot m_m$	k = 1 – 1 / 57,7	(9A.72C)
4,78 MeV	$2{,}7930 \cdot m_m$	$2{,}8459 \cdot m_m$	k = 1 – 1 / 53,8	(9A.72D)
4,57 MeV	$2{,}9751 \cdot m_m$	$2{,}9767 \cdot m_m$	k = 1,000	(9A.72E)
4,27 MeV	$3{,}1831 \cdot m_m$	$3{,}1859 \cdot m_m$	k = 1,000	(9A.72F)

Kun tunnetut röntgen-spektrit tulevat samoista emoatomeista kuin edellä luetellut alkioryhmät $n \cdot m_m$, niin on mielenkiintoista verrata näiden suhdetta. Tällaisen suhteen voidaan ajatella aina olevan olemassa, vaikka se ei aina olekaan yhtä yksinkertainen kuin nyt malliksi otettavalla torium ^{227}Th:lla. Kun toriumilla on yhtälöiden 9A.38 ja 9A.41 mukaisesti jotenkin tasajaolliset alkioryhmälukumäärät 1,29172 ja 0,708272, niin täytyy olla olemassa alkioryhmämäärä

$0{,}708272 \cdot 1{,}29172 \cdot p_i = 0{,}914894774 \cdot p_i$ (9A.73)

$= 0{,}914 \cdot 137^2 \cdot m_m$ (9A.74)

Kun tämä kääntyy ja pilkkoutuu kahdesti radiohiukkasten tapaan (vrt. yhtälöt 7A.56B ja 7A.56C), niin eräiksi käänteiskentän alkioryhmiksi saadaan

$$m_m / (0{,}914 \cdot 137^2) \cdot (1 / 137^2) = 1{,}0930218 \cdot \text{a-kvarkki} \qquad (9A.75)$$

$$= 1{,}0930218 \cdot r_0 / 137 \qquad (9A.76)$$

Toriumin perusröntgenviivat ovat

L II 0,0138 nm $\rightarrow$ $\gamma_0 / 6603 \rightarrow 2{,}844 \cdot r_0$ (9A.77A)
L III 0,0133 nm

M II 0,0118 nm
M III 0,0117 nm $\rightarrow$ $\gamma_0 / 7788 \rightarrow 2{,}411 \cdot r_0$ (9A.77B)
M IV 0,0116 nm

raja 0,0113 nm $\rightarrow$ $\gamma_0 / 8064 \rightarrow 2{,}329 \cdot r_0$ (9A.77C)

Aallonpituus ilmoittaa hiukkasen sähkökentän koon ja sähkökenttien rakennetekijä on yleisesti 1,37 tai $1{,}37^{1/2} = 1{,}17$. Näistä tekijöistä löydetään myös yhtälöiden 9A.77 rakenne-erot, mutta tunnetusti rakenneluku löytyy myös atomimassaluvuista Z ja A. Otetaan malliksi aallonpituus 0,0117 nm, minkä hiukkasen sähkökentän alkioryhmä on $2{,}411 \cdot r_0$. Fysiikan kohdan 2 yhtälöiden 2.41 ja 2.43 mukaisesti tällaisen hiukkasen kokonaismassa on

$$(N + 1/2) \cdot r_0 = (2{,}411 + 0{,}5) \cdot r_0 = 2{,}911066 \cdot r_0 \qquad (9A.80)$$

Tämä on siis röntgen-hiukkanen $\lambda = 0{,}0117$ nm ja tämän suhde määrättyyn α-hiukkasen alkioryhmään = yhtälö 9A.76 on

$$1{,}093 / (137 \cdot 2{,}911) = 2{,}74 \cdot 10^{-3} = 2 \cdot 1{,}37 / 1000 \qquad (9A.80)$$

Toisin sanoen toriumin ^{227}Th emittoiman α-hiukkasen alkioryhmille ja toisaalta toriumin röntgen-spektrille löydetään yksinkertaisin mahdollinen yhteys = rakenneluku 137.

Fysiikassa täytyy olettaa, että α-hiukkasten lentomatkat ja alkunopeudet on hyvin määritelty. Kun fysiikka on käyttänyt heliumin massaa He = $4{,}0026033 \cdot$ u ja yhtälöä

$$v_\alpha^{\,2} \cdot \text{He} / 2 = E \qquad (9A.81)$$

niin tällä tavalla tulevat energiat ja nopeudet matemaattisesti tarkasti sidotuksi toisiinsa. Olettamalla α-hiukkasen alkunopeus v_α tarkasti määritellyksi, niin yhtälöllä

$$(v_{m_m}^{\;2} / v_\alpha^{\,2}) \cdot m_m = n \cdot m_m \qquad (9A.82)$$

voidaan tarkasti määritellä kunkin α-hiukkasen kentän alkioryhmä $n \cdot m_m$, kun tiedetään, että $v_{m_m} = 2{,}560963466 \cdot 10^7$ m / s. Näin juuri on tehty taulukossa 9A.72. Tämän jälkeen voidaan tarkastella sitä, mitä yhtälön 9A.41 määrittelemän rakenteen 1/2 + 3/2 = 2 kenttä 3/2 ja yhtälön 9A.42 määrittelemä sidososuus z = 2 – n antavat alkioryhmiksi $\rightarrow$ α-hiukkasten nopeuksiksi. Yhtälöistä 9A.38 ja 9A.82 saadaan aluksi taulukko

6,21 MeV	$1{,}7300 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}69943 \cdot p_i$	(9A.83A)
6,04 MeV	$1{,}7064 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}70827 \cdot p_i$	(9A.83B)
5,32 MeV	$1{,}6015 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}81534 \cdot p_i$	(9A.83C)
4,78 MeV	$1{,}5189 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}89466 \cdot p_i$	(9A.83D)
4,57 MeV	$1{,}4843 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}93819 \cdot p_i$	(9A.83E)
4,27 MeV	$1{,}4356 \cdot 10^7$ m / s	$z = 0{,}98184 \cdot p_i$	(9A.83F)

Tämä hiukkasryhmä $z \cdot p_i = z \cdot 137^2 \cdot m_m = 2 \cdot p_i - n \cdot p_i$ kuuluu siis sekä α-hiukkaselle että ”emoatomille”, se sidostaa ne toisiinsa. Kun α-hiukkasen sanotaan käyttäytyvän kuin kahdesti ionisoitunut helium, niin tällä voidaan ajatella olevan varaukseen liittyvä suhteellinen ryhmä $2 \cdot q_\alpha = 2 / 35{,}2$ samalla tavalla kuin elektronikentissä on yhtälöstä 9.8G tuleva $q_s = q_0 / e_0 = 1 / 35{,}2000875$. Osoittautuu, että juuri tällä tarkalla luvulla q_α saadaan oikeita tuloksia ja että q_α:n tulee olla juuri tämä tarkka luku, pienetkin poikkeamat poistavat yhtäpitävyyden. Edelleen kun alkioryhmämäärä z kuuluu kenttiin 1 ja 3, niin silloin α-hiukkasen kentässä 3 tulee olla alkioryhmä

$$3 \cdot (1 + 2 / 35{,}2) \cdot z \cdot p_i / 137^2 = 3{,}1704541 \cdot z \cdot m_m \tag{9A.84}$$

Näin saatavat tulokset on taas parasta taulukoida vertailujen ja tarkistusten tekemiseksi. Tällöin saadaan taulukon 9A.83 avulla

Nimellisenergia	$3{,}17 \cdot z$	kentän nopeus	
6,21 MeV	$2{,}2175 \cdot m_m$	$1{,}7198 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85A)
6,04 MeV	$2{,}2455 \cdot m_m$	$1{,}7090 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85B)
5,32 MeV	$2{,}5850 \cdot m_m$	$1{,}5928 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85C)
4,78 MeV	$2{,}8365 \cdot m_m$	$1{,}5206 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85D)
4,57 MeV	$2{,}9745 \cdot m_m$	$1{,}4849 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85E)
4,27 MeV	$3{,}1129 \cdot m_m$	$1{,}4515 \cdot 10^7$ m / s	(9A.85F)

Nämä tulokset ovat käytännössä täysin yhtäpitävät edellisten tulosten kanssa ja varsinkin yhtälöstä 9A.71 saatujen tulosten kanssa, vaikka näihin tuloksiin onkin päädytty aivan eri reittiä. Tällä asialla on hyvin suuri merkitys koko teoreettiselle fysiikalle, sillä on oletettavaa, että samantyyppiset rakenteet ja yhtäpitävyydet esiintyvät muuallakin. Tästä voidaan mahdollisesti tehdä tärkeä määritelmä α-hiukkasia koskevana: *kun emoatomin sidosfermionin käänteiskentän alkioryhmä saavuttaa saman koon kuin α-hiukkasen bosonikentän alkioryhmä, niin α-hiukkanen irtoaa ja lähtee liikkeelle.*

Tämän jälkeen voidaan koettaa tehdä kaaviokuva α-hiukkasten sitoutumisesta ja tehdään se konkreettisesti toriumille ^{227}Th. Tässä kaaviossa merkitään jakeen $1 \cdot p_i / 2 + 3 \cdot p_i / 2 = 2 \cdot p_i$ rakenteeksi suoraan $1{,}292 \cdot p_i + 0{,}708 \cdot p_i = 2 \cdot p_i$, mutta käytännössä nämä ovat kentässä pilkkoutuneita alkioryhmiin

$$1{,}292 \cdot 0{,}708 \cdot (1/2) \cdot (3/2) / 137^m = 1{,}37234 / (2 \cdot 137^m) \qquad (9A.86)$$

tai näiden johdannaisiin. Yhtälön 9A.86 laskutoimitus saattaa olla vain matemaattinen suoritus, mutta sen tulos $1{,}37234 = 1{,}37 + 2 \cdot 1{,}37^{1/2} / 1000$ on mielenkiintoinen, sillä se saattaa liittyä jäljempänä esitettävään α-spektriin. Toriumin ^{227}Th rakennekaavioksi α-hiukkasen kohdalta saadaan

$2 \cdot p_i$ (9A.87)

$\uparrow$

kenttä = 0 ... $2 \cdot 10^{-15}$ m

$\downarrow$

α-ydin

$\uparrow$

kenttä $\rightarrow r_0 / 2 \rightarrow 2^{1/2} \cdot 1{,}4 \cdot 10^{-15} = 2 \cdot 10^{-15}$ m

$\downarrow$

$1{,}292 \cdot p_i$

$\underline{0{,}708 \cdot p_i}$ $\leftarrow\rightarrow$ vaihtohiukkaset

$2{,}000 \cdot p_i$ $\uparrow$

etäisyys = 0

$\downarrow$

$0{,}708 \cdot p_i$ $\leftarrow\rightarrow$ vaihtohiukkaset

$\underline{1{,}292 \cdot p_i}$

$2{,}000 \cdot p_i$

$\uparrow$

$r_0 / 4 = 1{,}4 \cdot 10^{-15}$ m

$\downarrow$

”emoydin” $\rightarrow$ sisin ydin $\rightarrow R = 5 \cdot 10^{-15}$ m

$\uparrow$

keskimääräinen etäisyys = $(1{,}4 + 0{,}7 + 0{,}35) \cdot 10^{-15} = 2{,}5 \cdot 10^{-15}$ m

$\downarrow$

muut p_i-kentät

Koska α-hiukkasilla on tunnetusti diskreetit spektrit, niin tarkastellaan tässä yhteydessä yksityiskohtaisemmin toriumin ^{227}Th α-spektriä. Seuraavat yhtälöt pätevät energioiden E ja α-hiukkasten kentän alkioryhmien m välillä

$$(v_1^2 \cdot M_{He}) / (v_2^2 \cdot M_{He}) = v_1^2 / v_2^2 = m_2 / m_1 = E_1 / E_2 \qquad (9A.88)$$

$$\rightarrow m_2 = m_1 \cdot E_1 / E_2 \qquad (9A.89)$$

Tässä halutaan nimenomaan määritellä alkioryhmien m_2 kokoa verrattuna alkioryhmään $m_1 \rightarrow 6{,}04$ MeV ja erikoisesti alkioryhmään m_1 tulleen lisäalkiomäärän suhteellinen koko. Tähän sopii yhtälö 9A.89 ja huomioimalla, että kentän alkioryhmien koko kasvaa ja nopeus pienenee, kun energia E_α pienenee. Tällöin yhtälöstä

$$6{,}04 = (1 + x) \cdot E_\alpha \qquad (9A.90)$$

saadaan ratkaistua alkioryhmät ja niiden suhteellinen muutos x, jolloin toriumin tunnetusta α-spektristä syntyy taulukko

Energia MeV	x	perusenergia arvolla x	(9A91)
6,04			
6,010	0,5 / 100	6,040	
5,979	1 / 100	6,039	
5,916	2 / 100	6,034	
5,866	3 / 100	6,042	
5,805	4 / 100	6,037	
5,754	5 / 100	6,042	
5,698	6 / 100	6,040	

Ei ole epäilystäkään siitä, etteikö α-hiukkasella E_α = 6,04 MeV olisi alkioryhmillä lisäjaollisuus 1 / 100, tämän osoittaa taulukko 9A.91 vakuuttavasti. Kun energiaa E_α = 6,04 MeV vastaava alkioryhmä kentässä on 2,245 · m_m, niin nämä on aivan ilmeisesti rakennettu alkioryhmistä

$$2{,}245 \cdot m_m / 100 = 3{,}0764 \cdot \gamma_0 \tag{9A.92}$$

$$= 3 \cdot 1{,}0255 \cdot \gamma_0 \tag{9A.93}$$

Tämä on yksinkertaisinta ja ehkä oikeinkin ymmärtää helium-ytimen kentän 3 varaukselliseksi fotonialkioryhmäksi γ_3^-, mutta tästä syntyy muitakin tuttuja alkioryhmiä. Toriumin ^{227}Th kymmenestä ensimmäisestä ”viritystilasta” taulukossa 9A.91 puuttuu kolme ”energiatasoa”. Kun rakenneluku 137 voidaan kirjoittaa muodoissa 100 · 1,37 = 137 · 1, niin edelliset voivat kuulua rakenteeseen 100 · 1,37 ja puuttuvat 3 energiatasoa rakenteeseen 137 · 1. Näille taulukosta 9A.91 puuttuville energiatasoille saadaan

MeV	x	perusenergia arvolla x	(9A.94)
6,04			
5,960	1,37 / 100	6,042	
5,710	$1{,}37^{1/2}$ / 200	6,044	
5,706	$137^{1/2}$ / 200	6,040	

Energioiden 5,710 MeV ja 5,706 MeV alkioryhmien ero on 1,37 / 2000 ja kun tämä alkioryhmä poistetaan α-hiukkasesta 5,710 MeV, niin näiden α-hiukkasten perusenergiatasoksi saadaan matemaattisesti 6,04008 MeV. Tällä tavalla on selvitetty mallinomaisesti, mistä tulee toriumin ^{227}Th α-hiukkasten 10 ensimmäistä viritystasoa. Useissa α-spektrien tapauksissa voidaan päästä vielä syvemmälle todellisiin rakenteisiin, sillä alkioryhmäkoot 100 ja 137 ovat edelleen moninkertaisia rakenteita. Yhtälöiden 9A.99 mukaisia tavanomaisia spektrejä ei α-hiukkasilla kuitenkaan ole, mutta α-hajoamisessa tällaiset spektrit voivat liittyä emoatomiin ja sitä kautta α-hiukkaseen. Kun rakenteet $n \cdot p_i$ ajatellaan samanlaisiksi kuin ulommat elektronirakenteet $n \cdot e_0$, niin näille voidaan ajatella samojen sääntöjen pätevän. Otetaan malliksi tällä kertaa α-hajoaminen

$$^{212}Po \rightarrow {}^{208}Pb + \alpha + 1{,}7016 \cdot p_i \ (8{,}945 \text{ MeV}) \qquad (9A.95)$$

Tässä α-sitoutuminen tapahtuu kenttään 5 jäljempänä esitettävillä perusteilla. Tämän takia poloniumilla ^{212}Po on α-sitoutumisen kohdalla ytimessään kondensoitumispisteet $(1 + 3) \cdot p_i$ ja $(3 + 5) \cdot p_i$, joilla on yhteinen kenttärakenne (1 + 3 + 5). Tämän lisäksi kondensoitumispisteitä $(1 + 3) \cdot p_i$ ja $(3 + 5) \cdot p_i$ sitoo kentässä toisiinsa käänteisjae 1 / (3 + 5). Koska kaikilla näillä tulee olla yhteinen alkioryhmä, niin kentän alkioryhmillä tulee olla jaollisuus ja siten eräs alkioryhmien kokonaismäärä

$$(1 + 3) \cdot (3 + 5) \cdot ((1 + 3 + 5) / (3 + 5) = (1 + 3) \cdot (1 + 3 + 5) \qquad (9A.96)$$

Tämän tuloksen tulee edelleen olla jaollinen kenttien 3 ja 5 käänteisalkioryhmillä 1 / 3 ja 1 / 5, kummallekin erikseen. Tästä seuraa, että tässä mallitapauksessa ytimen kentässä röntgen-spektrit syntyvät jaollisuudesta

$$(1 + 3) \cdot (1 + 3 + 5) / 5 = ((1 + 3) \cdot (1 + 3 + 5)) / ((1 + 3 + 5) – (1 + 3)) \qquad (9A.97)$$

$$= (m^2 \cdot n^2) / (n^2 – m^2) \qquad (9A.98)$$

$$1 / \lambda = (1 / \lambda_x) \cdot (1 / m^2 – 1 / n^2) \qquad (9A.99)$$

Tässä λ_x on eräs tarkka kullekin atomiytimelle ominainen perusaallonpituus ytimen röntgenalueella ja edelleen tässä mallitapauksessa röntgen-aallonpituudella λ tulee olla joku määrätty yhteys irtoavan α-hiukkasen alkioryhmiin ja alkunopeuteen v_α.

Poloniumin ^{212}Po α-hajoamisesta voidaan laskea seuraavat tulokset

$$^{212}Po \rightarrow {}^{208}Pb + \alpha + 1{,}7016 \cdot p_i \ (8{,}945 \text{ MeV}) \qquad (9A.100)$$

$$z = 2 – 1{,}7016 = 0{,}2984 \quad (9A.101)$$

$$(5 / 3) \cdot 3{,}17 \cdot z \cdot p_i / 137^2 = 1{,}534 \cdot m_m \qquad (9A.102)$$

$$2{,}56096 \cdot 10^7 / 1{,}534^{1/2} = 2{,}067 \cdot 10^7 \text{ m / s} \qquad (9A.103)$$

$$\rightarrow 8{,}866 \text{ MeV} \qquad (9A.104)$$

$$= (1 – 1 / (2 \cdot 56{,}6)) \cdot 8{,}945 \text{ MeV} \qquad (9A.105)$$

Tämä laskelma osoittaa, että asiaa on aivan ilmeisesti käsitelty oikein. Keinotekoiset lyhytaikaiset α-hajoamiset perinteisellä Q-energia-alueella 5,5 ... 13,7 MeV saattavat järjestelmällisesti liittyä erääseen emoatomin kenttään 5, kun taas luonnolliset α-hajoamiset alueella 3,5 ... 7,0 MeV saattavat liittyä järjestelmällisesti kenttiin 3. Lopuksi voidaan vielä yksiselitteisesti kerrata, että ei ole olemassa mitään liike-energian muuttumista massaksi tai päinvastoin ja erikseen vielä, että energialla $E = mc^2$ ei ole yleispätevyyttä ja katettakin sillä on vain silloin, kun se rinnastetaan N-lukuun. Nämä asiat liittyvät osittain einsteinilaiseen valohiukkasen vakionopeuteen, mikä on vielä virheellisempi kuin yhtälö $E = mc^2$ ja mistä vakionopeudesta ei ole löytynyt yhtään ainoaa pitävää todistetta.