

BAB 2

SIFAT INTI

Seperti banyak sistem diatur oleh hukum mekanika kuantum, inti adalah objek yang agak misterius dan misterius yang sifat jauh lebih sulit untuk mengkarakterisasi daripada orang-orang dari benda-benda makroskopik. daftar instruksi yang diperlukan untuk karakteristik semua interaksi timbal balik dari 50 nukleon dalam inti medium bisa berisi sebanyak 50! (faktorial) atau sekitar 10^{64} suku! Oleh karena itu kita harus memilih pendekatan yang berbeda dan mencoba untuk secara khusus mengungkapkan karakteristik keseluruhan dari seluruh inti. Apakah ada sifat fisik beberapa yang dapat terdaftar untuk memberikan deskripsi yang cukup tentang inti apapun?

Hingga batas tertentu, kita dapat menggambarkan inti dengan jumlah parameter yang relatif sedikit : radius, massa, dan kerapatan inti. Ini adalah sifat statis inti yang kita bahas dalam bab ini. Dalam bab berikutnya kita membahas sifat dinamis dari inti, termasuk probabilitas peluruhan dan reaksi inti. Untuk memahami sifat-sifat statis dan dinamis dalam hal interaksi antara nukleon individual adalah tantangan berat yang dihadapi ahli fisika nuklir.

2.1 Radius Inti

Seperti jari-jari atom, jari-jari inti bukanlah suatu kuantitas yang dapat didefinisikan secara tepat: atom atau inti adalah tidak merupakan bola padat dengan batas-batas tertentu. Baik potensial Coulomb yang mengikat atom dan distribusi muatan listrik yang dihasilkan meluas ke takhingga , meskipun keduanya menjadi diabaikan kecil pada jarak jauh melampaui jari-jari atom (10^{-10} m). Apa yang diperlukan adalah sebuah definisi operasional dari apa yang harus kita ambil sebagai nilai jari-jari atom. Misalnya kita mungkin mendefinisikan jari-jari atom menjadi jari-jari rata-rata terbesar dari berbagai populasi keadaan elektronik dalam sebuah atom. Sifat seperti itu akan sangat sulit untuk diukur, dan definisi yang lebih praktis digunakan, seperti jarak antara atom dalam ion senyawa yang mengandung atom tersebut. Hal ini juga menyebabkan beberapa

kesulitan karena kita mendapatkan jari-jari yang berbeda untuk atom bila terdapat dalam senyawa yang berbeda atau keadaan valensi yang berbeda

Untuk inti, situasi yang lebih baik dalam beberapa aspek dan lebih buruk pada aspek lain. Seperti kita akan segera bahas, kepadatan nukleon dan potensial nuklir memiliki kergantungan spasial yang sama, relatif konstan selama jarak pendek, di luar itu nilainya akan turun dengan cepat ke nol. Oleh karena itu karakter yang relatif alami untuk bentuk nuklir dengan dua parameter: jari-jari rata-rata, di mana kepadatan adalah setengah nilai yang berada di pusat, dan ketebalan kulit, di mana kepadatan turun dari dekat maksimumnya ke dekat minimumnya.

Masalahnya kita menghadapi kesulitan dalam menentukan hasil yang digambarkan distribusi : jari-jari yang kita ukur tergantung pada jenis eksperimen yang kita lakukan untuk mengukur bentuk nuklir. Dalam beberapa percobaan, seperti hamburan elektron energi tinggi, sinar X muonic, pergeseran isotop secara optik dan sinar X, dan perbedaan energi inti cermin, kita mengukur interaksi Coulomb partikel bermuatan dengan nukleus. Percobaan ini kemudian akan menentukan distribusi muatan inti (terutama distribusi proton tetapi juga melibatkan distribusi neutron, karena struktur internal mereka). Dalam percobaan lain, seperti hamburan Rutherford, peluruhan α , dan sinar X pionic, kita mengukur interaksi kuat nuklir dari partikel nuklir, dan kita akan menentukan distribusi nukleon, yang disebut distribusi materi nuklir.

(1) Distribusi Muatan Nuklir

Cara biasa yang kita lakukan untuk menentukan ukuran dan bentuk suatu objek adalah menguji hamburan radiasi dari objek. Untuk melihat objek dan rinciannya, panjang gelombang radiasi harus lebih kecil dari dimensi obyek. Untuk inti, dengan diameter sekitar 10 fm, kita membutuhkan $\lambda \leq 10$ fm, sesuai dengan $p \geq 100$ MeV/c. Berkas elektron dengan energi 100 MeV sampai 1 GeV dapat diproduksi dengan akselerator energi tinggi, seperti akselerator linear Stanford, dan dapat dianalisis dengan spektrometer yang tepat untuk memilih hanya elektron yang terhambur secara elastis dari target nuklir yang dipilih. Minimum pertama dalam pola difraksi jelas dapat dilihat; untuk difraksi oleh disk melingkar

diameter D , minimum pertama akan muncul di $\theta = -\sin^{-1}(1,22\lambda / D)$, dan estimasi yang dihasilkan untuk jari-jari nuklir 2,6 fm untuk ^{16}O dan 2,3 fm untuk ^{12}C . Ini adalah, bagaimanapun, hanya perkiraan kasar karena potensial hamburan adalah masalah tiga dimensi yang hanya dapat didekati dengan difraksi oleh disk dua dimensi.

Hasil hamburan elastis dari inti berat, ^{208}Pb , menunjukkan beberapa minima dalam pola difraksi yang dapat dilihat. Minima ini tidak jatuh ke nol seperti pada pola difraksi cahaya, karena inti tidak memiliki batas yang tajam. Mari kita mencoba untuk membuat masalah ini lebih kuantitatif. Fungsi gelombang awal elektron adalah dalam bentuk $e^{ik_i \cdot r}$, sesuai untuk partikel bebas dari momentum $p_i = \hbar k_i$. Elektron terhambur juga dapat dianggap sebagai partikel bebas dengan momentum $p_f = \hbar k_f$ dan fungsi gelombang $e^{ik_f \cdot r}$. Interaksi $V(r)$ mengubah gelombang datang ke dalam gelombang terhambur, dan probabilitas untuk transisi akan sebanding dengan kuadrat kuantitas

$$F(k_i \cdot k_f) = \int \psi_f^* V(r) \psi_i dv \quad (2.1)$$

$$F(q) = \int e^{iq \cdot r} V(r) dv \quad (2.2)$$

selain konstanta normalisasi, yang dipilih sehingga $F(0) = 1$. Di sini $q = k_i - k_f$, yang pada dasarnya perubahan momentum dari elektron terhambur. Interaksi $V(r)$ tergantung pada kerapatan muatan inti $Z\rho_e(r')$, di mana r' adalah koordinat suatu titik dalam volume nuklir dan ρ_e memberikan distribusi muatan inti. Artinya, sebuah elektron yang berada di r memiliki energi potensial karena unsur muatan dQ yang terletak di r'

$$\begin{aligned} dV &= -\frac{edQ}{4\pi\epsilon_0|r-r'|} \\ &= -\frac{Ze^2\rho_e(r')dv'}{4\pi\epsilon_0|r-r'|} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Untuk mendapatkan energi interaksi lengkap $V(r)$, kita menjumlahkan atas semua kontribusi yang kita jumlahkan seluruh kontribusi dQ dalam inti

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho_e(r') dv'}{|r-r'|} \quad (2.4)$$

Menulis $q \cdot r = qr \sin \theta$ dalam Persamaan 2.2 dan mengintegrasikan dalam r, hasil normalisasi adalah

$$F(q) = \int e^{iq \cdot r'} V(r') dv' \quad (2.5)$$

dan jika $\rho_e(r')$ hanya bergantung pada besarnya r' (bukan pada θ' atau ϕ') kita memperoleh

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int \sin qr' \rho_e(r') r' dr' \quad (2.6)$$

Kuantitas ini adalah fungsi dari q, besarnya q. Karena kita awalnya mengasumsikan bahwa hamburan itu elastis, maka $|p_i| = |p_f|$ dan q hanyalah fungsi dari sudut hamburan α antara p_i dan p_f , manipulasi vektor menunjukkan $q = (2p/\hbar) \sin \alpha/2$ dimana p adalah momentum elektron. Mengukur probabilitas hamburan sebagai fungsi dari sudut α kemudian memberi kita ketergantungan memberi kita ketergantungan Persamaan 2.6 pada q. Kuantitas F(q) dikenal sebagai faktor bentuk, dan inversi numerik dari Persamaan 2.6 sebenarnya merupakan inversi transformasi Fourier, kemudian memberi kita $\rho_e(r')$.

Dari hasil prosedur ini untuk beberapa inti yang berbeda didapatkan salah satu kesimpulan yang luar biasa jelas, yaitu kerapatan muatan inti pusat hampir sama untuk semua inti. Nukleon tampaknya tidak berkumpul di dekat pusat inti, melainkan memiliki distribusi yang cukup konstan keluar ke permukaan. Kesimpulan dari pengukuran yaitu distribusi materi nuklir adalah sama. Dengan demikian jumlah nukleon per satuan volume kurang lebih konstan.

$$\rho = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \text{constant} \quad (2.7)$$

dimana R adalah jari-jari nuklir berarti. Jadi $R \propto A^{1/3}$, dan mendefinisikan proporsionalitas konstan R_0 memberikan

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.8)$$

Dari pengukuran hamburan elektron, dapat disimpulkan bahwa $R_0 = 1,2$ fm. Pengukuran ini memberikan deskripsi paling rinci dari distribusi muatan inti yang lengkap. Kerapatan muatan secara umum konstan sampai suatu titik tertentu dan kemudian turun relatif lambat ke nol. Jarak di mana penurunan ini terjadi hampir independen dari ukuran inti, dan biasanya konstan. Kita mendefinisikan parameter ketebalan kulit t sebagai jarak di mana kerapatan muatan jatuh dari 90% dari nilai yang berada di pusat sampai 10%. Nilai t adalah sekitar 2,3 fm. Berdasarkan hasil hamburan elektron, diperoleh hubungan antara jari-jari nuklir dan nomor massa, Akar rata-rata kuadrat (rms) dari radius $\langle r^2 \rangle^{1/2}$, disimpulkan langsung dari distribusi elektron yang terhambur; untuk bola bermuatan seragam $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2$, di mana R adalah jari-jari bola. Ketergantungan R pada $A^{1/3}$ adalah sekitar valid untuk rentang dari inti yang paling ringan ke inti terberat. Dari kemiringan garis, kita menyimpulkan $R_0 = 1,23$ fm.

Kepadatan muatan inti juga dapat diperiksa oleh studi yang cermat transisi atomik. Dalam memecahkan persamaan Schrodinger untuk kasus atom dengan elektron tunggal, selalu diasumsikan bahwa elektron mengalami potensial Coulomb oleh inti yang dapat dianggap sebagai muatan titik, $V(r) = -Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r$. Karena inti nyata tidak merupakan titik, fungsi gelombang elektron dapat menembus ke $r < R$, dan dengan demikian elektron menghabiskan sebagian besar waktunya di dalam distribusi muatan inti, di mana elektron mengalami interaksi yang sangat berbeda.. Sebagai pendekatan yang agak kasar, kita dapat mengasumsikan inti menjadi sebuah bola bermuatan seragam dengan radius R , dimana energi potensial elektron untuk $r \leq R$ adalah

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\} \quad (2.9)$$

Sedangkan untuk $r \geq R$, energi potensial memiliki bentuk inti berupa titik.

Energi total E dari elektron dalam keadaan ψ_n dari suatu titik sebagian bergantung pada nilai ekspektasi dari energi potensial

$$\langle V \rangle = \int \psi_n^* V \psi_n dv \quad (2.10)$$

di mana V adalah energi potensial Coulomb inti berupa titik. Jika kita mengasumsikan (sebagai pendekatan pertama) bahwa perubahan dari titik inti ke inti berbentuk bola bermuatan seragam tidak signifikan mengubah fungsi gelombang elektronik ψ_n , maka energi E' elektron dalam keadaan inti berbentuk bola bermuatan seragam tergantung pada nilai ekspektasi potensi V' :

$$\langle V' \rangle = \int_{r < R} \psi_n^* V' \psi_n dv + \int_{r > R} \psi_n^* V \psi_n dv \quad (2.11)$$

di mana integral kedua hanya melibatkan $1/r$ energi potensial. Pengaruh inti berbentuk bola adalah mengubah energi dari keadaan elektronik, relatif terhadap nilai inti berbentuk titik, sebesar $\Delta E = E' - E = \langle V' \rangle - \langle V \rangle$, langkah terakhir berikut langsung dari asumsi kita bahwa fungsi gelombang adalah sama, dalam hal ini energi kinetik yaitu E dan E' adalah identik. Menggunakan $1s$ fungsi gelombang hidrogenik, kita menemukan

$$\Delta E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Z^4}{a_0^3} \int_0^R e^{-2Zr/a_0} \left\{ \frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^3} \right\} r^2 dr \quad (2.12)$$

Faktor eksponensial dalam integran hampir mendekati satu, karena $R/a_0 = 10^{-5}$, dan dengan mengevaluasi suku yang tersisa memberikan

$$\Delta E = \frac{2}{5} \frac{Z^4 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{R^2}{a_0^3} \quad (2.13)$$

Perbedaan ΔE ini adalah perbedaan antara energi dari keadaan $1s$ dalam atom dengan inti berbentuk titik dan energi $1s$ dalam atom dengan inti bermuatan seragam dengan radius R . Yang terakhir ini pendekatan yang adil untuk inti nyata. Jika kita hanya bisa menemukan bentuk atom dengan inti berbentuk titik maka kita bisa mengukur ΔE dan menyimpulkan R . Karena tidak ada inti seperti itu ada,

strategi terbaik berikutnya adalah menentukan E' dari pengukuran (dari sinar X K, misalnya) dan menghitung nilai E untuk inti berbentuk titik dari fungsi gelombang $1s$. Sayangnya, fungsi gelombang atom tidak diketahui dengan ketepatan yang cukup untuk melakukan hal ini ΔE perbedaan yang sangat kecil, mungkin 10^{-4} dari E , dan fungsi gelombang atom hidrogen sederhana $1s$ tidak cukup untuk menghitung E untuk presisi dari 1 bagian dalam 10^4 (efek relativistik dan adanya elektron adalah dua faktor yang juga mempengaruhi energi $1s$). Dengan demikian pengukuran tunggal dari energi sinar X K tidak dapat digunakan untuk menyimpulkan radius nuklir.

Mari kita mengukur dan membandingkan energi sinar X K (yang dihasilkan dari transisi elektronik $2p \rightarrow 1s$) dalam dua isotop bertetangga dengan nomor massa A dan A' . Dengan mengambil $E_K(A)$ dan $E_K(A')$ mewakili energi sinar X K yang diamati, kita memiliki

$$E_K(A) - E_K(A') = E_{2p}(A) - E_{1s}(A) - E_{2p}(A') - E_{1s}(A') \quad (2.14)$$

Jika kita mengasumsikan bahwa $2p$ energi yang berbeda diabaikan, perbedaan $1s$ energi yang tersisa mengurangi perbedaan antara nilai-nilai ΔE dari Persamaan 2.13, karena $E_{1s} \equiv E' = E + \Delta E$ dan nilai E inti berbentuk titik akan sama untuk isotop A dan A' . Dengan demikian

$$E_K(A) - E_K(A') = \Delta E(A') - \Delta E(A)$$

$$\Delta E = \frac{2 Z^4 e^2}{5 4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a_0^3} R_0^2 (A^{2/3} - A'^{2/3}) \quad (2.15)$$

Kuantitas $E_K(A) - E_K(A')$ disebut pergeseran isotop sinar X K, dan plot terhadap $A^{2/3}$ dari urutan pergeseran isotop berbeda isotop A semua dibandingkan dengan referensi yang sama A' harus memberikan garis lurus yang dari kemiringannya kita bisa menyimpulkan R_0 . Kesesuaian dengan $A^{2/3}$ adalah ketergantungan yang sangat baik. Kemiringannya, bagaimanapun, tidak memberikan nilai yang masuk

akal dari R_0 , karena fungsi gelombang 1s digunakan dalam Persamaan 2.12 bukanlah representasi yang sangat baik dari fungsi gelombang 1s yang benar. Yang dihitung energi sinar X K, misalnya, sekitar 10% lebih rendah dari nilai yang diamati. Perhitungan rinci yang memperlakukan 1s elektron relativistik dan memperhitungkan efek elektron lainnya memberikan hubungan yang lebih realistis antara kemiringan dan nilai R_0 . Nilai-nilai yang dihasilkan berada di kisaran 1,2 fm, dan ini sesuai dengan hasil percobaan hamburan elektron. Hal ini juga memungkinkan untuk mengukur pergeseran isotop untuk radiasi optik dalam atom (transisi antara kulit elektron terluar yang menghasilkan cahaya tampak). Karena orbit elektronik terletak lebih jauh dari inti daripada orbit 1s, fungsi gelombang mereka terintegrasi atas volume nuklir, seperti dalam Persamaan 2.12, memberikan pergeseran jauh lebih kecil daripada yang kita peroleh untuk 1s elektron lebih dalam. Telah kita bahas bahwa keadaan s ($l = 0$ fungsi gelombang) memberikan batas nol pada r kecil. Jika transisi optik melibatkan keadaan s, pergeseran isotop mereka dapat cukup besar untuk diukur secara tepat, khususnya dengan menggunakan teknik-teknik modern laser interferometer. Lagi diharapkan ketergantungan pada $A^{2/3}$ konsisten dengan data. Pengukuran di berbagai macam inti konsisten dengan $R_0 = 1,2$ fm.

Efek dari ukuran nuklir pada sinar X dan transisi optik sangat kecil, sekitar 10^{-4} sampai 10^{-6} dari energi transisi. Alasan efek ini sangat kecil berkaitan dengan perbedaan dalam skala 10^4 antara radius Bohr a_0 dan jari-jari nuklir R . Untuk integral dari bentuk Persamaan 2.12 untuk memberikan efek besar, fungsi gelombang atom harus besar pada nilai-nilai r dekat R , tetapi yang terjadi fungsi gelombang atom besar dekat $r = a_0/Z$, yang jauh lebih besar dari R . Kita dapat memperbaiki situasi ini dengan menggunakan atom muonic. Muon adalah partikel identik dengan elektron dalam semua karakteristik kecuali massanya, yang merupakan 207 kali massa elektronik. Karena jari-jari Bohr berbanding terbalik dengan massa, orbit muonic memiliki 1/207 jari-jari orbit elektronik yang sesuai. Bahkan, dalam inti berat seperti Pb, orbit 1s muonic memiliki jari-jari rata-rata dalam nuklir radius R .

Muon tidak hadir dalam materi biasa, tetapi harus dibuat secara artifisial menggunakan akselerator besar yang menghasilkan berkas kuat intensitas π meson. π meson kemudian meluruh dengan cepat (10^{-8} s) ke muon. Berkas dari muon dihasilkan kemudian difokuskan ke target sesuai yang dipilih: atom target dari penangkapan muon masuk ke orbit mirip dengan orbit elektronik. Awalnya muon berada dalam keadaan utama kuantum yang sangat tinggi n , dan terjun ke arah keadaan dasar $1s$, dan foton yang dipancarkan, dalam analogi dengan foton yang dipancarkan dalam transisi elektronik antara tingkat energi. Tingkat energi atom hidrogen tergantung langsung pada massa elektron; oleh karena itu kita mengharapkan tingkat energi muonic dan transisi oleh karena itu kita mengharapkan tingkat energi muonic dan energi transisi menjadi 207 kali tingkat energi dan energi transisi elektronik. Karena sinar X K biasa berada di kisaran energi puluhan keV, sinar X K muonic akan memiliki energi beberapa MeV. Hasil eksperimen menunjukkan bahwa beberapa sinar X K muonic khas; pergeseran isotop lebih besar dibandingkan dengan pergeseran isotop sinar X K elektronik; yang biasanya 10^{-2} eV per unit perubahan dalam A . Berbeda dengan kasus dengan sinar X K elektronik, di mana ketidakpastian dalam fungsi gelombang atom membuatnya sulit untuk menafsirkan perubahan isotop, kita dapat menggunakan energi sinar X muonic diamati secara langsung untuk menghitung parameter dari distribusi muatan nuklir. Hasil pengukuran menunjukkan kesimpulan rms jari-jari, berdasarkan sekali lagi pada model inti berbentuk bola bermuatan seragam. Data secara kasar konsisten dengan $R_0 A^{1/3}$, dengan $R_0 = 1,25$ fm. Namun cara lain untuk menentukan radius muatan inti adalah dari pengukuran langsung dari perbedaan Coulomb energi inti. Perhatikan, 3_1H_2 dan 3_2He_1 misalnya. Untuk mendapatkan 3He menjadi 3H , kita harus mengubah proton menjadi neutron. Ada bukti kuat yang menunjukkan bahwa kekuatan nuklir tidak membedakan antara proton dan neutron. Mengubah proton menjadi neutron seharusnya tidak mempengaruhi energi nuklir dari sistem tiga nukleon; hanya energi Coulomb harus berubah, karena kedua proton di 3He mengalami tolakan yang tidak ditemukan di 3H . Perbedaan energi antara 3He dan 3H dengan

demikian adalah ukuran energi Coulomb dari kedua proton, dan biasanya untuk energi tolakan Coulomb dapat digunakan untuk menghitung jarak antara proton-proton dan dengan demikian juga dapat ditentukan ukuran inti

Pertimbangkan sekarang inti yang lebih kompleks, seperti ${}_{92}^{238}\text{U}_{146}$. Jika kita mencoba untuk mengubah proton menjadi neutron kita sekarang memiliki keadaan yang sangat berbeda, karena 92 proton akan menjadi 147 neutron. Karena neutron dan proton masing-masing harus mematuhi prinsip Pauli, orbital dari 92 proton akan berbeda dari orbital 147 neutron, dan secara umum tidak mungkin untuk menghitung efek ini untuk akurasi yang memadai untuk dapat mengekstrak energi Coulomb. Situasi ini diselesaikan jika kita memilih kasus (seperti dengan ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{H}$) di mana tidak ada perubahan orbital yang terlibat, yaitu, di mana jumlah proton terakhir yang membuat perubahan itu identik dengan jumlah neutron terakhir setelah terjadi perubahan. Nomor atom Z dari inti pertama harus sama dengan nomor neutron N dari inti kedua (dan dengan demikian N yang pertama sama dengan Z dari kedua). Pasangan seperti inti disebut inti cermin karena salah satu berubah menjadi yang lain dengan memantulkan di cermin yang mempertukarkan proton dan neutron. Contoh pasangan seperti inti cermin adalah ${}_{7}^{13}\text{N}_6$ dan ${}_{6}^{13}\text{C}_7$, atau ${}_{20}^{39}\text{Ca}_{19}$ dan ${}_{19}^{39}\text{K}_{20}$.

Energi Coulomb dari bola bermuatan seragam dengan radius R adalah

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{R} \quad (2.16)$$

di mana Q adalah muatan total bola. Perbedaan Coulomb energi

The difference in Coulomb energy between the mirror pairs is thus

Perbedaan energi Coulomb antara pasangan cermin dengan demikian

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} [Z^2 - (Z-1)^2] \\ &= \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} (2Z-1) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Karena Z merupakan nomor atom inti dari nomor atom yang lebih tinggi, N inti haruslah $Z - 1$, dan $A = 2Z - 1$. Dengan $R = R_0 A^{1/3}$ diperoleh

$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0} A^{2/3} \quad (2.18)$$

Perbedaan energi Coulomb dapat langsung diukur dalam dua cara. Salah satu inti pada pasangan dapat meluruh ke inti yang lainnya melalui peluruhan β nuklir, di mana proton berubah menjadi neutron dengan emisi elektron positif (positron). Energi maksimum positron adalah ukuran dari perbedaan energi antara inti. Metode kedua untuk mengukur perbedaan energi adalah melalui reaksi nuklir; untuk contoh, ketika sebuah inti seperti ^{11}B dibombardir dengan proton, kadang-kadang neutron akan dipancarkan meninggalkan inti sisa ^{11}C . Energi proton minimum yang diperlukan untuk menimbulkan reaksi ini adalah ukuran perbedaan energi antara ^{11}B dan ^{11}C . Perbedaan energi yang diukur diplot terhadap $A^{2/3}$. Sebagai yang diharapkan dari Persamaan 2.18 ketergantungan sangat mendekati linear. Kemiringan garis memberikan $R_0 = 1,22 \text{ fm}$.

Meskipun pengukuran dari radius muatan inti menggunakan teknik yang sangat berbeda, mereka semua pada dasarnya memberikan hasil yang sama: jari-jari nuklir bervariasi dengan nomor massa sebagai, $R_0 A^{1/3}$ dengan $R_0 = 1,2-1,25 \text{ fm}$.

(2) Distribusi Materi Nuklir

Sebuah eksperimen yang melibatkan gaya nuklir antara dua inti sering menunjukkan ukuran jari-jari nuklir. Penentuan variasi spasial dari gaya antara inti memungkinkan perhitungan jari-jari nuklir. Dalam hal ini jari-jari lebih menunjukkan karakteristik dari nuklir, dibandingkan daripada gaya Coulomb: Oleh karena jari-jari tersebut mencerminkan distribusi semua nukleon dalam inti, tidak hanya proton.

Sebagai contoh pengukuran yang menentukan ukuran distribusi materi nuklir, kita mempertimbangkan sebuah percobaan di mana sebuah inti ^4He (partikel α) ditembakkan pada inti target yang jauh lebih berat ^{197}Au . Jika pemisahan antara dua inti selalu lebih besar dari jumlah jari-jari mereka, masing-masing selalu berada di luar jangkauan gaya nuklir partikel yang lain, sehingga hanya gaya Coulomb yang bekerja. Situasi ini dikenal sebagai hamburan Rutherford.

Probabilitas untuk hamburan pada sudut tertentu tergantung pada energi dari partikel datang persis seperti yang diperkirakan oleh rumus Rutherford, ketika energi dari partikel datang di bawah nilai tertentu. Jika energi partikel α datang meningkat, gaya Coulomb dari inti dapat diatasi dan mereka dapat mendekati cukup dekat untuk memungkinkan gaya nuklir untuk bertindak. Dalam hal ini rumus Rutherford tidak lagi berlaku.

Sebagai contoh lain, kita mempertimbangkan bentuk peluruhan radioaktif di mana sebuah partikel α dipancarkan dari inti. Partikel α melepaskan diri dari potensial nuklir dan menembus penghalang potensial Coulomb. Probabilitas peluruhan α dapat dihitung dari pendekatan penetrasi penghalang standar menggunakan persamaan Schrodinger. Nilai-nilai dihitung tergantung pada nuklir radius materi R , dan perbandingan dengan mengukur probabilitas peluruhan maka nilai-nilai R dapat ditentukan.

Metode ketiga untuk menentukan radius materi nuklir adalah pengukuran energi sinar X π -mesic. Metode ini sangat mirip dengan teknik sinar X muonic yang dibahas di atas untuk mengukur radius muatan. Perbedaan antara kedua teknik hasil perbedaan antara muon dan π meson: muon berinteraksi dengan inti melalui gaya Coulomb, sedangkan π meson berinteraksi dengan inti melalui gaya nuklir dan gaya Coulomb. Seperti muon yang bermuatan negative, π meson melakukan deeksitasi seperti orbit elektron dan memancarkan foton yang dikenal sebagai sinar X π -mesic. Ketika fungsi gelombang π -meson mulai tumpang tindih dengan inti, tingkat energi yang bergeser sedikit dari nilai yang dihitung hanya menggunakan interaksi Coulomb. Selain itu, π meson bisa langsung diserap ke dalam inti, terutama dari orbit dalam, sehingga ada lebih sedikit transisi sinar X di antara tingkat-tingkat dalam. Laju hilangnya π meson memberikan cara lain untuk menentukan radius nuklir.

Semua efek ini pada prinsipnya bisa digunakan sebagai dasar untuk menyimpulkan jari-jari nuklir. Namun, perhitungan sangat sensitif terhadap timbulnya tumpang tindih antara partikel probe dan distribusi materi nuklir. Untuk perhitungan ini karena itu sangat salah untuk menggunakan model bola seragam

dengan asumsi kepadatan konstan untuk R dan nol di luar R . Kita sebaiknya menggunakan distribusi, seperti yang pada Gambar. 3.4 dengan ekor yang tepat di luar radius rata-rata.

Kita tidak akan masuk ke rincian perhitungan, yang jauh lebih rumit daripada perhitungan kami sebelumnya radius muatan. Kita hanya memberikan hasil, yang mungkin tampak agak mengejutkan: jari-jari muatan dan materi inti hampir sama, sampai jarak sekitar 0,1 fm. Keduanya menunjukkan ketergantungan terhadap $A^{1/3}$ dengan $R_0 = 1,2$ fm. Karena inti berat memiliki sekitar 50% lebih neutron dari proton, kita mungkin mengharapkan radius neutron menjadi agak lebih besar dari jari-jari proton; Namun, tolakan proton cenderung mendorong proton ke luar dan gaya nuklir neutron-proton cenderung menarik neutron ke dalam, sampai sampai neutron dan proton benar-benar bercampur sehingga jari-jari muatan dan materi hampir sama.

2.2. Massa Dan Skala Massa

Massa atomik dinyatakan secara konvensional dalam satuan massa atom (sma) atau atomic mass unit (amu) ditulis dengan notasi u. Sebelum tahun 1960 ada dua standar satuan massa digunakan orang yaitu standar yang digunakan dalam fisika berdasar pada isotop O^{16} dan standar yang digunakan dalam kimia berdasar pada massa atom rata-rata elemen oksigen.

Massa isotop yang tepat sekarang ditentukan dalam satuan massa atom dengan massa isotop C^{12} yang didefinisikan mempunyai harga 12 satuan massa atom. Jadi massa isotop sebuah atom C^{12} per definisi adalah 12 u. Dengan mengambil 1 Mol C^{12} mempunyai massa 12 kg dan memiliki jumlah atom sebanyak bilangan Avogadro yaitu $6,023 \times 10^{26}$ kmol⁻¹ diperoleh

$$1 \text{ u} = 1,66042 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

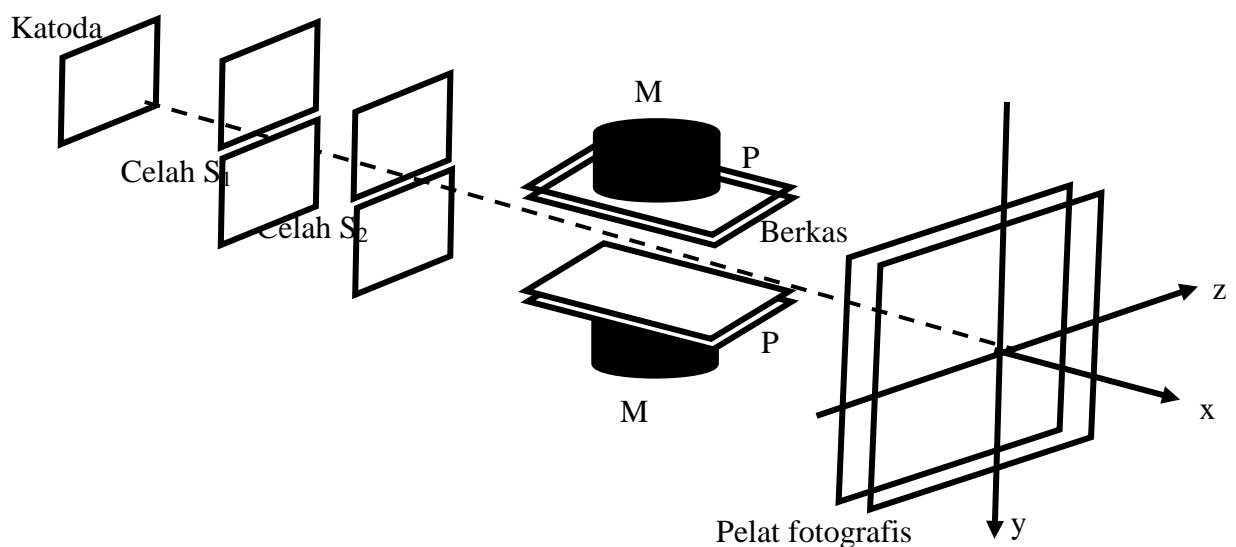
Instrumen yang biasa dipakai untuk mengukur massa atomik disebut spectrometer massa atau spektrograf massa. Teknik pengukuran massa isotop makin sempurna dengan dikembangkannya spektrograf massa oleh Aston, Dempster, Bainbridge dan Nier.

2.3 Pengukuran Massa Isotop

Menurut Thomson bahan-bahan yang tidak radioaktifpun juga terdiri dari campuran isotop-isotop. Meskipun peralatan pengukur massa radioaktif dewasa ini sudah sangat maju dibandingkan dengan metoda pengukuran massa isotop awal yang dikembangkan oleh Thomson, prinsip dasarnya masih sama yaitu penyimpangan ion oleh medan listrik dan medan magnet. Dengan penggunaan medan listrik dan medan magnet kita dapat menghitung nilai q/M dari ion positif dari unsur yang sedang diteliti dan dengan mengetahui nilai muatan q maka massa ion M dapat dihitung. Analisis sinar positif merupakan metoda pengukuran isotop yang lebih awal dikembangkan sebelum spektrometer massa Dempster, dan spektrometer massa Bainbridge.

2.3.1 Analisis Sinar Positif

Skema susunan peralatan analisis sinar positif dapat dilihat seperti pada Gambar 2.1. Ion positif dihasilkan gas dalam tabung diantara anoda dan katoda



Gambar 2.1 Skema Analisis Sinar Positif.

dengan cara lucutan muatan. Katoda terdiri dari silinder dengan panjang 7 cm yang ditempatkan pada leher tabung. Sebuah lubang yang sempit dengan diameter 1 mm dibuat pada katoda. Tabung lucutan beroperasi dengan beda potensial 30.000 sampai 50.000 volt.

Dibawah beda potensial yang tinggi dalam tabung ion bergerak menuju katoda dan kemudian bergerak menurut sumbu menuju pelat PP dan elektomagnet MM yang dipasang diluar tabung. Pelat PP merupakan sebuah kapasitor yang dihubungkan dengan sumbe arus DC. Kedua medan yaitu medan listrik E dan medan magnet B bekerja secara tegak lurus dan bersamaan pada berkas ion. Setelah melewati kedua medan berkas ion akan menumbuk sebuah pelat fotografis. Jejak ion akan kelihatan seperti lintasan parabola setelah pelat itu dicuci.

Medan listrik E menyimpangkan ion dalam arah bidang medan listrik, sementara medan magnet B menyimpangkan ion tegak lurus bidang medan magnet. Jika nilai E dan B dibuat tetap maka ion memiliki nilai q/M yang sama tetapi memiliki nilai kecepatan v yang berbeda akan menghasilkan jejak parabola pada pelat fotografis. Persamaan parabola ini dapat dijelaskan berikut ini.

Misalkan lintasan ion dinyatakan dalam arah sumbu x dan medan listrik dan medan magnet dalam arah y positif. Pengaruh medan listrik adalah mempercepat ion positif dalam arah sumbu y , sehingga

$$F_{y\text{listrik}} = qE = Ma_y \quad (2.19)$$

Dimana q adalah muatan ion positif, E adalah kuat medan diantara pelat, M adalah massa ion positif, dan a_y adalah percepatan dalam arah sumbu y yang ditimbulkan oleh medan listrik E . Jika kecepatan ion sebelum memasuki medan adalah v yaitu dalam arah sumbu x , dan dengan panjang pelat adalah l , maka waktu t yang diperlukan oleh ion positif untuk melintasi medan ini

$$t = \frac{l}{v} \quad (2.20)$$

Dengan menggabungkan kedua persamaan ini diperoleh

$$y = \frac{1}{2} a_y t^2 = \frac{1}{2} \frac{qEt^2}{Mv^2} \quad (2.21)$$

Medan magnet yang bekerja pada ion menyimpangkan ion dalam arah tegak lurus pada B dan v yaitu dalam arah sumbu z. Gaya yang bekerja pada ion dalam arah sumbu z adalah

$$F_{z \text{ magnet}} = qvB = Ma_z \quad (2.22)$$

Dimana B adalah kuat medan magnet a_z adalah percepatan dalam arah sumbu z. Simpangan dalam sumbu z diberikan oleh

$$z = \frac{1}{2} a_z t^2 = \frac{1}{2} \frac{qvBt^2}{Mv^2} = \frac{1}{2} \frac{qBt^2}{Mv} \quad (2.23)$$

Eliminasi v dari persamaan di atas diperoleh

$$z^2 = \frac{(l^2 B^2 q)}{2EM} y$$

$$z^2 = (kq/M)y \quad (2.24)$$

Merupakan persamaan parabola karena $k = \frac{l^2 B^2}{2E}$ adalah konstan. Ion positif yang sama harga q/M tetapi berbeda kecepatannya, akan membentuk sebuah parabola tunggal. Ion yang memiliki kecepatan paling besar akan sedikit disimpangkan dan akan sangat dekat dengan titik asal.

Thomson menggunakan metoda ini untuk berbagai jenis gas, yaitu H₂, O₂, CO, CO₂, dan Ne. Untuk Ne Thomson memperoleh dua parabola yang menunjukkan bahwa neon merupakan campuran dari dua isotop. Nilai dari q/M adalah

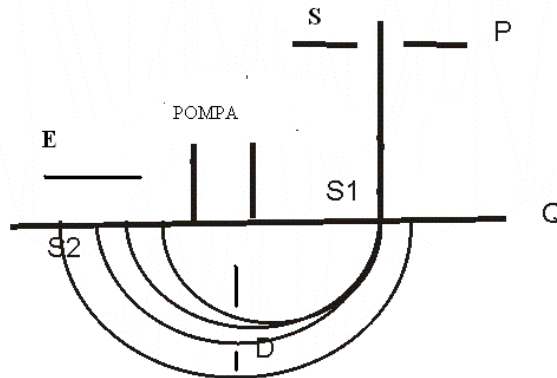
$$q/M = z^2 / ky \quad (2.25)$$

Yang menghasilkan nilai $M = 20$ dan 22 amu.

2.3.2 Spektrometer Massa Dempster

Berikut ini cara kerja spektrograf massa yang diciptakan oleh Dempster seperti dapat dilihat pada Gambar 2.1. Sebuah ion positif yang massanya M dan muatannya q

dihasilkan di dalam sumber S yang berada dalam keadaan diam di dalam suatu ruang di dalam mana terjadi lucutan gas. Ion tersebut dipercepat dengan oleh medan listrik E yang terdapat antara pelat P dan Q atau perbedaan potensial V dan memasuki sebuah medan magnet B melalui celah S₁ dengan kecepatan v.



Gambar 2.2 Skema spektrometer massa Demster.

Di dalam medan magnet ion bergerak dalam lintasan setengah lingkaran dan memasuki celah S₂ dan kemudian dideteksi oleh sebuah elektrometer, pada jarak 2 R dari celah masuk, di mana R adalah jari-jari lintasan. Sebuah layar D dipasang untuk memfokuskan berkas memasuki celah S₂. Energi kinetik ion besarnya adalah

$$\frac{1}{2} Mv^2 = qV \quad (2.26)$$

Gaya magnet qvB yang bekerja pada ion merupakan gaya sentripetal pada gerak ion,

$$qvB = Mv^2/R \quad (2.27)$$

Dengan mengeliminasi v dari Persamaan (2.13) diperoleh

$$q/M = 2V/B^2R^2 \quad (2.28)$$

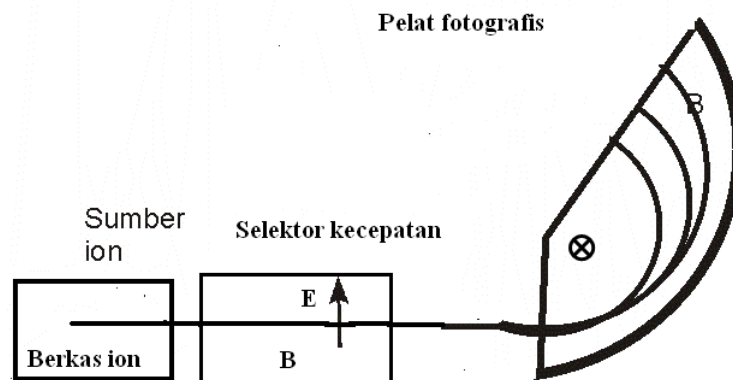
Dari Persamaan (2.14) dapat dilihat bahwa jari-jari lintasan R hanya bergantung pada nilai q/M .

2.3.3 Spektrometer Massa Bainbridge

Spektrometer massa jenis lain adalah spektrometer massa yang dikembangkan oleh Bainbridge seperti yang dapat dilihat pada Gambar 2.2. Sebuah sumber ion

menghasilkan berkas atom atau molekul terionisasi. Seringkali gas atau material yang sedang diselidiki ditembak dengan elektron untuk menghasilkan ion, atau ion dapat juga dihasilkan dari lucutan muatan listrik diantara sebuah elektroda.

Peralatan berikutnya adalah selektor kecepatan terdiri dari medan listrik dan medan magnet yang saling tegak lurus. Medan E memberikan gaya qE yang mengarah ke atas. Gaya magnet qvB mengarah ke bawah. Untuk ion yang tidak mengalami penyimpangan berarti kedua gaya saling menghapuskan, dimana



Gambar 2.3 Skema spektrometer massa Bainbridge.

$$qE = qvB$$

$$v = \frac{E}{B} \tag{2.29}$$

Peralatan terakhir adalah suatu selektor momentum yang terdiri dari medan magnet serbasama yang akan membelokkan berkas ion dalam lintasan melingkar dengan jari-jari yang ditentukan oleh

$$mv = qBr$$

$$r = \frac{mv}{qB} \tag{2.30}$$

Karena q , B , dan v adalah konstan, masing-masing massa yang berbeda akan menghasilkan r lintasan yang berbeda. Massa dapat ditentukan dengan persamaan

$$m = \frac{qB^2}{E} r \quad (2.31)$$

2.4 Kesetaraan Massa dan Energi

Dalam kebanyakan peristiwa nuklir seperti reaksi nuklir dan peluruhan radioaktif hampir selalu terjadi perubahan massa inti. Sebenarnya massa itu tidak hilang atau bertambah tetapi berubah menjadi energi seperti yang dinyatakan oleh hubungan yang diperoleh Einstein dari postulat relativitas khusus :

$$E = mc^2 \quad (2.32)$$

Kalau perubahan massa dinyatakan dalam kg, biasanya kesetaraan energinya dinyatakan dalam joule, sedangkan jika massa dinyatakan dalam u, kesetaraan massanya dinyatakan dalam Mev (Mega elektron volt). Satu elektron volt (ev) sama dengan $1 \text{ e} \times 1 \text{ volt} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ coulomb} \times 1 \text{ volt} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ joule}$. Jadi jika 1 kg diubah menjadi energi maka energi yang dihasilkan adalah

$$\begin{aligned} E = mc^2 &= 1 \text{ kg} \times (3 \times 10^8 \text{ m}^{\text{s}^{-1}})^2 \\ &= 9 \times 10^{16} \text{ joule} \end{aligned}$$

2.5 Kerapatan Nuklir

Untuk menghitung kerapatan atau massa jenis inti perlu diketahui massa dan volume inti. Massa inti ditentukan dengan spektrometer massa sedangkan untuk menghitung volume inti perlu ditentukan jari-jari inti. Beberapa metoda telah dikembangkan untuk menghitung jari-jari inti yaitu metoda nuklir dan metoda elektromagnetik. Ternyata jari-jari inti R sebanding dengan nomor massa pangkat $\frac{1}{3}$, $A^{\frac{1}{3}}$ atau

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (2.33)$$

Harga r_0 bervariasi dari $1,2 \times 10^{-13}$ cm sampai $1,48 \times 10^{-13}$ cm sedangkan untuk keperluan perhitungan biasanya diambil

$$r_0 = 1,35 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

Kerapatan inti besarnya adalah

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{M}{\frac{4\pi}{3} R^3} = \frac{M}{\frac{4\pi}{3} r_0^3 A} \quad (2.34)$$

dimana M adalah massa inti. Untuk mendapatkan pemahaman tentang nilai numerik dari kerapatan inti ini, marilah kita hitung kerapatan dari proton. Untuk proton $A = 1$, $r_0 = 1,35 \times 10^{-13}$ cm, dan $M = m_p = 1,67 \times 10^{-24}$ g sehingga kerapatan proton adalah

$$\rho = 10^5 \text{ ton/mm}^3$$

PERTANYAAN DAN SOAL-SOAL

1. Hitunglah bahwa $1 \text{ u} = 1,66042 \times 10^{-27} \text{ kg}$.
2. Jika massa sebesar 1 u berubah menjadi berapakah energi yang dihasilkan
 - a. Dalam satuan joule
 - b. Dalam satuan MeV
3. Tentukan posisi pada pelat kolektor dari berkas ion bermuatan tunggal dengan nomor massa 16,17, dan 18 yang dipercepat melalui beda potensial 2000 volt, dan memasuki medan magnet homogen 2000 gauss yang arahnya tegak lurus pada berkas.
4. Suatu berkas ion lithium bermuatan tunggal, sesudah dipercepat melalui beda potensial 2000 volt, kemudian memasuki medan magnet homogen 0,3 tesla yang arahnya tegak lurus pada berkas. Ion lithium kemudian menumbuk pelat fotografis .Berapakah jarak pisah antara ion Li^{6+} dan Li^{7+} pada pelat tersebut.
5. .Hitunglah kerapatan dari proton ($A=1$, $M = 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$)