

Στοιχεία Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων (5ου εξαμήνου, χειμερινό 2012-13)

Τμήμα G3: Κ. Κορδάς & Χ. Πετρίδου

Μάθημα 8

- α) Αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου – πυρηνική
δύναμη και δυναμικό**
- β) Πυρηνικό μοντέλο των φλοιών**

Κώστας Κορδάς

Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

Πυρηνική & Στοιχειώδη Ι, Αριστοτέλειο Παν. Θ/νίκης, 19 Νοεμβρίου 2012

Σήμερα

- **Πυρηνικό δυναμικό - δυναμικό Yukawa, σύστημα δευτερίου**
 - Βιβλίο C&G, Κεφ. 3, παρ. 3.3, παρ. 3.4
 - Σημειώσεις Πυρηνικής, Κεφ. 6
- **Πυρηνικό μοντέλο των φλοιών - εκτίμηση βάθους δυναμικού, ενεργειακών σταθμών και μαγικών αριθμών**
 - Βιβλίο C&G, Παράρτημα Β, Κεφ. 5, 5.1-5.7
 - Σημειώσεις Πυρηνικής, Κεφ. 8
- **Χαρακτηριστικά πυρήνων πέρα από το μέγεθος και τη μάζα: σπιν (spin), ομοτιμία (parity), μαγνητική ροπή, ηλεκτρική τετραπολική ροπή**
 - Βιβλίο C&G, Παράρτημα Γ , παρ. 1.3, Κεφ. 5, παρ. 5.5-5.7
 - Σημειώσεις Πυρηνικής, Κεφ. 1, σελ. 4-5 (μαγνητική ροπή)
- **Ιστοσελίδα:** <http://www.physics.auth.gr/course/show/125>

Αναλογία με ένα πρότυπο δέσμιου συστήματος – το άτομο

Περιγραφή ενός συστήματος με κυματοσυναρτήσεις

Έστω ψ μια κυματοσυνάρτηση που περιγράφει ένα σύστημα.

$$A \psi = \alpha \psi$$

“Τελεστής”

= μια “πράξη” πάνω στην κυματοσυνάρτηση ψ που αν δίνει πάλι την ψ , αλλά πολλαπλασιασμένη με μια σταθερά α , τότε λέμε ότι

Το α είναι μια ιδιοτιμή του τελεστή A , και η ψ είναι μια ιδιοσυνάρτηση του τελεστή A

Παράδειγμα:

$$i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = E \psi$$

“Τελεστής” ενέργειας

Η E είναι μια ιδιοτιμή του τελεστή ενέργειας, και η ψ είναι μια ιδιοσυνάρτηση του τελεστή της ενέργειας.

$$-i \hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi = p \psi$$

“Τελεστής” ορμής

Κυματοσυναρτήσεις που ικανοποιούν την κυματική εξίσωση Schroedinger

- Schroedinger: ψάχνει κυματική εξίσωση που ικανοποιεί:

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (\text{όπου } p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$$

$$E \psi = \frac{p^2}{2m} \psi \rightarrow i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi$$

Όπου: $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \equiv \text{o Λαπλασιανός τελεστής} = \text{η Λαπλασιανή}$

$|\psi|^2 = \text{πυκνότητα πιθανότητας} = \text{πιθανότητα ανά μονάδα όγκου να βρούμε το σωματίδιο σε μία περιοχή του χώρου}$

Για να βρούμε την ενέργεια E ενός συστήματος λύνουμε:

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) \rightarrow E \psi = \left[\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \psi \rightarrow \nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar} (E - V(\vec{r})) \psi = 0$$

$$H \psi = E \psi, \text{ όπου } : H \equiv \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \equiv \text{o Χαμιλτονιανός τελεστής} \equiv \text{η Χαμιλτονιανή}$$

$$H \equiv T + V = \text{κινητική} + \text{δυναμική ενέργεια}$$

Εξίσωση Schroedinger.
την εφαρμόζουμε σε
οποιαδήποτε
συνάρτηση ψ

Άτομο υδρογόνου κβαντομηχανικά (1)

- Η εξίσωση Schroedinger

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \psi = 0$$

με το δυναμικό Coulomb: $V(\vec{r}) = V(r) = \frac{q_1 q_2}{r} = e \frac{(-e)}{r} = \frac{-e^2}{r}$

και $\psi(\vec{r}) = R(r) Y(\theta, \varphi)$, και $y = r R(r)$

γίνεται: $\frac{\partial^2}{\partial r^2} y + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_l(r)) y = 0$

Οπότε έχουμε να λύσουμε την πιο πάνω μονοδιαστατη εξίσωση του Schroedinger, όπου το “ενεργό δυναμικό” είναι ίσο με το άθροισμα του Coulomb κι ενός όρου λόγω στροφορμής

$$V_l(r) = \frac{-e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_e r^2}$$

Πόσο μακριά μας πάει στην περιγραφή του συστήματος ένα τέτοιο κεντρικό δυναμικό;

Άτομο υδρογόνου κβαντομηχανικά (2)

- Λύση της εξίσωσης Schroedinger $\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \psi = 0$

με το δυναμικό Coulomb: $V(\vec{r}) = V(r) = \frac{q_1 q_2}{r} = e \frac{(-e)}{r} = \frac{-e^2}{r}$

και $\psi(\vec{r}) = R(r) Y(\theta, \varphi)$

- Δίνει:

συναρτήσεις $R(r)$ και $Y(\theta, \varphi)$, όπου $\psi = R(r) Y(\theta, \varphi)$ είναι **ιδιοσυναρτήσεις**

α) της Χαμιλτονιανής, με ιδιοτιμές ενέργειας

$$E = \left(\frac{1}{2} a^2 m c^2 \right) \frac{1}{n^2}$$

β) του τελεστή $\mathbf{L}^2$ της τροχιακής στροφορμής με ιδιοτιμές:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times (-i\hbar \nabla)$$

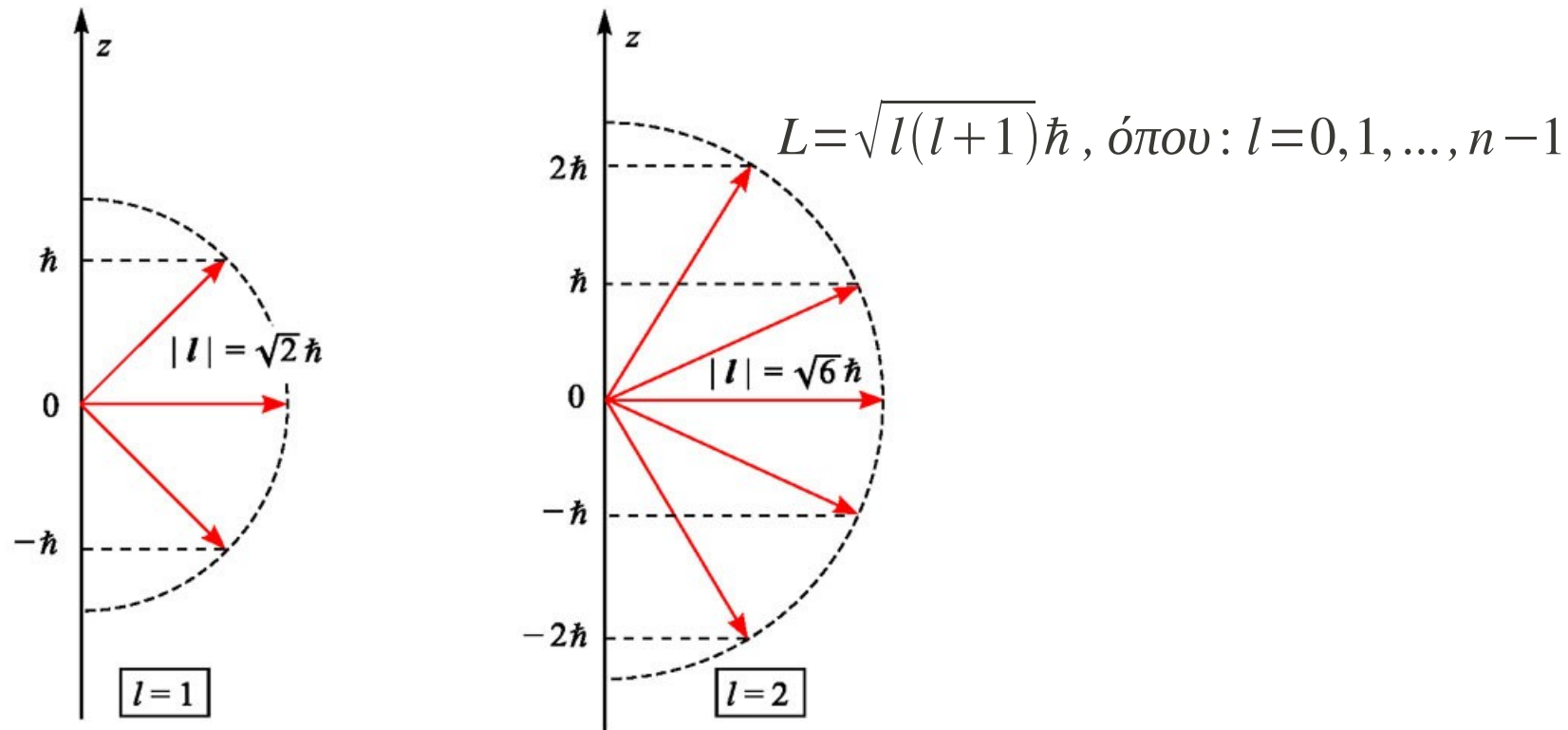
$$\text{όπου: } \nabla \equiv \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z}$$

$$L^2 Y_{lm} = l(l+1)\hbar^2 Y_{lm}, \text{ όπου: } l = 0, 1, \dots, n-1$$

- γ) του τελεστή L_z , προβολής της L σ'έναν άξονα, με ιδιοτιμές:

$$L_z Y_{lm} = m_l \hbar Y_{lm}, \text{ όπου: } m_l = -l, \dots, 0, \dots, l$$

Κβάντωση στροφορμής



ΣΧΗΜΑ 9.9: Το κβαντωμένο διάνυσμα της στροφορμής για $\ell = 1$ και $\ell = 2$. Λόγω της κβάντωσης της προβολής του πάνω σε έναν άξονα, το «διάνυσμα» της στροφορμής –αν η σχεδίασή του ως διανύσματος έχει νόημα– μπορεί να έχει μόνο ορισμένους διακριτούς προσανατολισμούς στον χώρο. Φαινόμενο που αποδίδεται με τον όρο «κβάντωση προσανατολισμού» ή «κβάντωση χώρου». Σημειώστε επίσης –γιατί αυτό είναι το πιο προκλητικό από όλα– ότι το διάνυσμα ℓ ουδέποτε ευθυγραμμίζεται με τον άξονα z . Ακόμα και στην κατάσταση μέγιστης προβολής του σε αυτόν τον άξονα σχηματίζει γωνία μαζί του αφού είναι πάντα $(\ell_z)_{\max} = \hbar\ell < |\ell| = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$.

Υδρογόνο: Ακτινικές ιδιοσυναρτήσεις $R_{n\ell}(r)$

ΠΙΝΑΚΑΣ 9.3. Οι ακτινικές συναρτήσεις $R_{n\ell}$ μέχρι $n = 3$

	$\ell = 0$	$\ell = 1$	$\ell = 2$
$n = 1$	$R_{10} = 2e^{-r}$		
$n = 2$	$R_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{r}{2}\right) e^{-r/2}$	$R_{21} = \frac{r}{2\sqrt{6}} e^{-r/2}$	
$n = 3$	$R_{30} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(1 - \frac{2r}{3} + \frac{2r^2}{27}\right) e^{-r/3}$	$R_{31} = \frac{8r}{27\sqrt{6}} \left(1 - \frac{r}{6}\right) e^{-r/3}$	$R_{32} = \frac{4r^2}{81\sqrt{30}} e^{-r/3}$

Υδρογόνο: Γωνιακές ιδιοσυναρτήσεις $Y(\theta, \phi)$

ΠΙΝΑΚΑΣ 9.2. Οι σφαιρικές αρμονικές μέχρι $\ell = 2$

	$\ell = 0$	$\ell = 1$	$\ell = 2$
$m = 2$			$Y_{22} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta e^{2i\phi}$
$m = 1$		$Y_{11} = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{i\phi}$	$Y_{21} = \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \cos \theta \sin \theta e^{i\phi}$
$m = 0$	$Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$	$Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta$	$Y_{20} = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1)$
$m = -1$		$Y_{1,-1} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{-i\phi}$	$Y_{2,-1} = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\phi}$
$m = -2$			$Y_{2,-2} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta e^{-2i\phi}$

Ενέργεια: εξάρτηση και από τροχιακή στροφορμή

- Η ενέργεια εξαρτάται κι από την “τροχιακή στροφορμή”, L (“orbital angular momentum”):

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \text{ όπου } l = 0, 1, \dots, n-1$$

Συμβολισμός καταστάσεων:

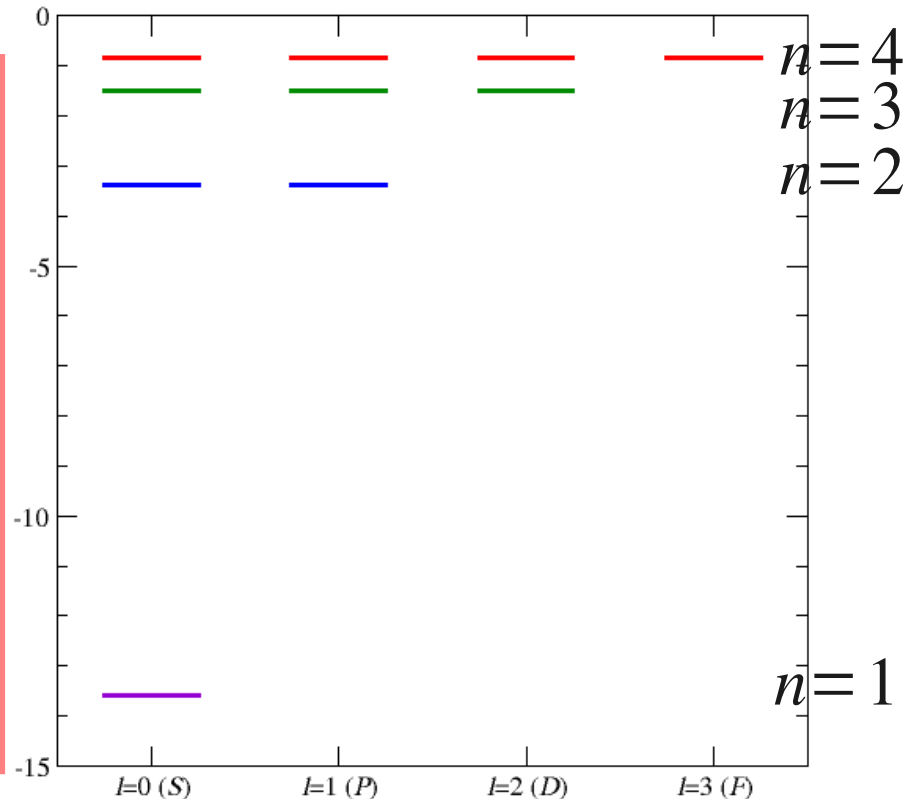
$ns, np, nd, nf, \dots$ Π.χ, $2p: (n=2, l=1)$

$s: l=0; p: l=1; d: l=2; f: l=3, \dots$

Υδρογόνο

Energy Levels of Hydrogen ($n=1-4$)

Shells K ($n=1$, violet), L ($n=2$, blue), M ($n=3$, green) and N ($n=4$, red)



Ενέργεια σύνδεσης (eV)

Στο υδρογόνο, οι ενεργειακές καταστάσεις με ίδιο n , αλλά διαφορετική τροχιακή στροφορμή l είναι διαφορετικές, αν και πολύ κοντά.

Σε άλλα άτομα είναι πολύ πιο διακριτές όμως. Π.χ., Na

Κβαντικός αριθμός τροχιακής στροφορμής

Ενέργεια: εξάρτηση και από τροχιακή στροφορμή

- Η ενέργεια εξαρτάται κι από την τροχιακή στροφορμή

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \text{ όπου } l = 0, 1, \dots, n-1$$

Συμβολισμός καταστάσεων:

$ns, np, nd, nf, \dots$ Π.χ, $2p: (n=2, l=1)$

$s: l=0; p: l=1; d: l=2; f: l=3, \dots$



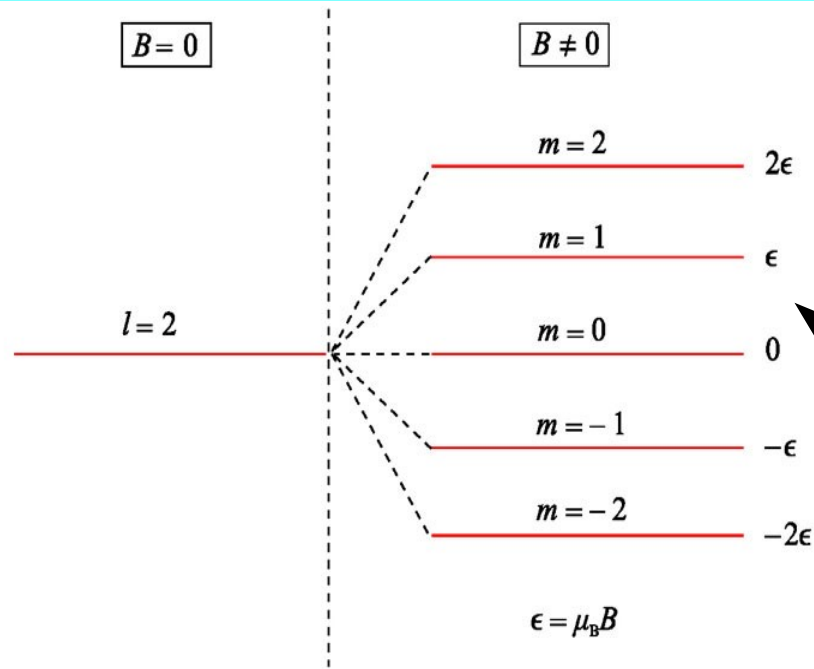
Άτομο υδρογόνου κβαντομηχανικά (3)

E , L^2 , L_z είναι τελεστές που αντιμετίθονται με τη Χαμιλτονιανή, άρα τα αντίστοιχα φυσικά μεγέθη διατηρούνται, άρα οι αριθμοί n , l , m_l χαρακτηρίζουν την κατάσταση του συστήματος
→ είναι καλοί κβαντικοί αριθμοί

Διαφορετικές καταστάσεις $\{n, l, m_l\}$ με ίδια ενέργεια:
εκφυλισμένες καταστάσεις

Κάτω όμως από κάποιες συνθήκες, μπορώ να τις...
αποκαλύψω;

Διαχωρισμός εκφυλισμένων ενεργειακών σταθμών υδρογόνου σε μαγνητικό πεδίο $B = B \hat{z}$



Ενέργεια λόγω αλληλεπίδρασης του ηλεκτρονίου (της **τροχιακής μαγνητικής ροπής** του, μ) με το μαγνητικό πεδίο B :

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

Το ηλεκτρόνιο συμπεριφέρεται σαν μαγνήτης με διπολική μαγνητική ροπή:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2m_e c} \vec{L} = \frac{-e}{2m_e c} \vec{L}$$

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

Μαγνητόνη του Bohr, μ_B :

$$\mu_B \equiv \frac{e \hbar}{2m_e c}$$

$$\mu = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

$$\mu_z = -\mu_B m_l$$

$$U = m_l (\mu_B B)$$

ΣΧΗΜΑ 10.4: Ο διαχωρισμός Zeeman για μια στάθμη με $l = 2$. Η τοποθέτηση του ατόμου σε ένα μαγνητικό πεδίο προκαλεί άρση του περιστροφικού εκφυλισμού μιας στάθμης με κβαντικό αριθμό l , και δημιουργία $2l + 1$ νέων σταθμών συμμετρικά διατεταγμένων ως προς την αρχική και με σταθερή μεταξύ τους απόσταση ίση με $\epsilon = \mu_B B$.

Από τον προκαλούμενο διαχωρισμό των ενεργειακών επιπέδων, μπορούμε π.χ να μετρήσουμε το μαγνητικό πεδίο ενός αστεριού

Μαγνητική ροπή λόγω ιδιοστροφορμής (spin) και συνεισφορά στην ενέργεια όταν σε μαγνητικό πεδίο $B = B \hat{z}$

- Στην προηγούμενη σελίδα είδαμε τη μαγνητική ροπή που έχει το ηλεκτρόνιο λόγω περιστροφής γύρω από τον πυρήνα (λόγω τροχιακής στροφορμής, l).
- Το ηλεκτρόνιο έχει όμως και μια εσωτερική στροφορμή, μια ιδιοστροφορμή (= spin = σπίν) ανεξάρτητα από το αν κινείται ή όχι. Το σπίν είναι μια ιδιότητα του ηλεκτρονίου, όπως το φορτίο που έχει

$$S = \sqrt{s(s+1)} \hbar, \text{ όπου: } s = 1/2$$

$$S_z = m_s \hbar, \text{ όπου: } m_s = -1/2, +1/2$$

Λόγω του σπίν, το υδρογόνο έχει μια μαγνητική ροπή μ_s :

$$\vec{\mu}_s = g_e \left(\frac{q}{2 m_e c} \right) \vec{S} = g_e \frac{-e}{2 m_e c} \vec{S} = -g_e \mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar}$$

Το ηλεκτρόνιο είναι
στοιχειώδες $\rightarrow g_e = 2$

$$\mu_B \equiv \frac{e \hbar}{2 m_e c}$$

$$\mu_s = -g_e \mu_B \sqrt{s(s+1)}$$

$$\mu_{s,z} = -g_e \mu_B m_s$$

$$U_s = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}$$

δυναμική ενέργεια λόγω σπιν: $U_s = \pm \mu_B B$, για $m_s = \mp 1/2$

Ολική στροφορμή (J) = τροχιακή (L) + σπίν (S)

- Κάθε ιδιοκατάσταση της ενέργειας, στροφορμής κ' σπιν στο άτομο χαρακτηρίζεται από 4 κβαντικούς αριθμούς $\{n, l, m_l, m_s\}$
 - Για κάθε συγκεκριμένο l , υπάρχουν $(2l + 1) \cdot 2$ ανεξάρτητες καταστάσεις, Y_{lm}

- Ολική στροφορμή J ενός σωματιδίου: άθροισμα τροχιακής στροφορμής και σπίν

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \text{ και } J_z = L_z + S_z, \text{ όπου: } J_z^{max} = l + 1/2$$

- J^2 και J_z μπορούν να έχουν ιδιοκαταστάσεις ίδιες με L^2 και S^2 , οπότε να χαρακτηρίζω μία κατάσταση από τους κβαντικούς αριθμούς:

$$\{n, l, s, j, m_j\}$$

$$J^2 Y_{lm} = j(j+1)\hbar^2 Y_{lm}, \text{ όπου: } j = l \pm 1/2$$

$$J_z Y_{lm} = m_j \hbar Y_{lm}, \text{ όπου: } m_j = -j, \dots, 0, \dots, j$$

Ενέργεια: εξάρτηση και από σπίν

Κάθε ιδιοκατάσταση της ενέργειας, στροφορμής κ' σπιν στο άτομο χαρακτηρίζεται από 4 κβαντικούς αριθμούς $\{n, l, j, m_j\}$

Ολική στροφορμή ατόμου: άθροισμα τροχιακής στροφορμής και σπίν

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, j = l \pm 1/2$$

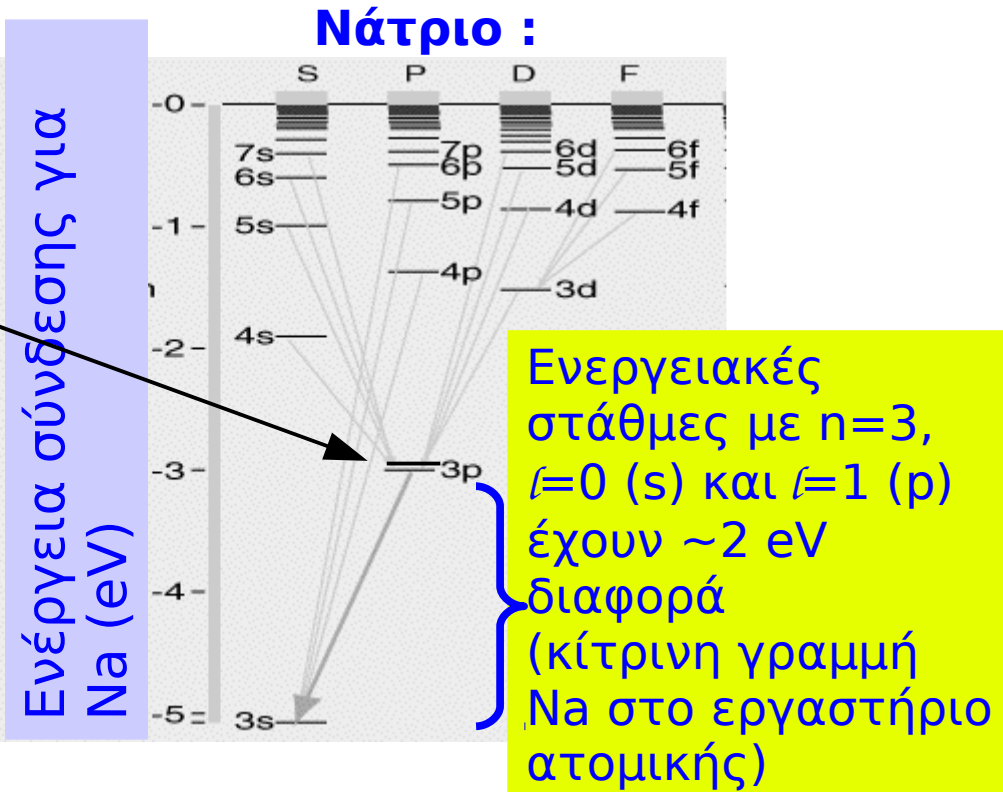
$$\text{Για } l=1 \rightarrow j = 1 \pm 1/2 = 3/2 \text{ ή } 1/2$$

Διπλή κίτρινη γραμμή του Νατρίου (θυμάστε στο εργαστήριο ατομικής;)
Αποτέλεσμα της **σύζευξης σπίν-τροχιάς (Spin-orbit coupling = $L \cdot S$ coupling)**: σύζευξη του σπιν του ηλεκτρονίου με το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί το πρωτόνιο, το οποίο θεωρούμε σαν περιστρεφόμενο γύρω από το ηλεκτρόνιο, όταν βρίσκμαστε πάνω στο ηλεκτρόνιο)

Συμβολισμός καταστάσεων:

$$ns_J, np_J, nd_J, nf_J, \dots$$

$$\text{Π.χ, } 2p_{1/2} : (n=2, l=1, j=1/2)$$



Ακόμα ένας κβαντικός αριθμός: Ομοτιμία (parity)

- Είδαμε ότι κάθε ιδιοκατάσταση της ενέργειας, στροφορμής και σπιν στο άτομο χαρακτηρίζεται από 4 κβαντικούς αριθμούς $\{n, l, m_l, m_s\}$. Ο τρόπος που συμπεριφέρεται η αντίστοιχη κυματοσυνάρτηση σε αναστροφή του χώρου (που είναι το αποτέλεσμα της εφαρμογής του τελεστή της ομοτιμίας/parity, P , πάνω της) μπορεί να ορίσει κι άλλον έναν κβαντικό αριθμό: την ομοτιμία ή parity

$$P(\vec{r}) = -\vec{r} \left\{ \begin{array}{l} P(\psi(\vec{r})) = \psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r}) : \text{άρτια συνάρτηση} \rightarrow \text{Parity} = +1 \\ P(\psi(\vec{r})) = \psi(-\vec{r}) = -\psi(\vec{r}) : \text{περιττή συνάρτηση} \rightarrow \text{Parity} = -1 \end{array} \right.$$

- Κι έτσι γράφουμε το σπίν και την ομοτιμία ως J^P
π.χ., κατάσταση: $\frac{3}{2}^+$

- Σημείωση: για τις σφαιρικές συναρτήσεις Y_{lm} (σελ 10):

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r} : P(Y(\theta, \varphi)) = Y(\pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^l Y(\theta, \varphi), \text{ οπότε: } \text{Parity} = (-1)^l$$

Αντίστοιχοι κβαντικοί αριθμοί
ορίζονται και στο δέσμιο σύστημα
που μας απασχολεί –
τους πυρήνες

Για τα άτομα είδαμε ότι
περιγράφουμε τις καταστάσεις τους
με την εξίσωση Schroedinger και το
δυναμικό Coulomb

Για τους πυρήνες, τι δυναμικό να
χρησιμοποιήσουμε;

Χαρακτηριστικά της πυρηνικής δύναμης

- **Εκλτική**
 - και μάλιστα υπερνικάει τις απωστικές δυνάμεις Coulomb των πρωτονίων στους πυρήνες
- **Μικρής εμβέλεια**
 - γιατί ξέρουμε ότι έχουμε τέλεια συμφωνία μόνο με Coulomb στα ατομικά φαινόμενα
 - Περίπου 1 fm , από σκεδάσεις σωματίων α
- **Κορεσμένη**
 - Δεν αισθάνεται κάθε νουκελόνιο όλα τα άλλα, αλλιώς η ενέργεια σύνδεσης θα αυξάνοταν με $A(A-1)$. Όμως αυξάνεται με A (θυμηθείτε: $B/A \sim 8 \text{ MeV}$)
- **Ανεξάρτητη του φορτίου**
 - Η πυρηνική δύναμη είναι ίδια για τις αλληλεπιδράσεις pp , nn , np
- **Σε πολύ μικρές αποστάσεις γίνει απώθητική (repulsive core)**

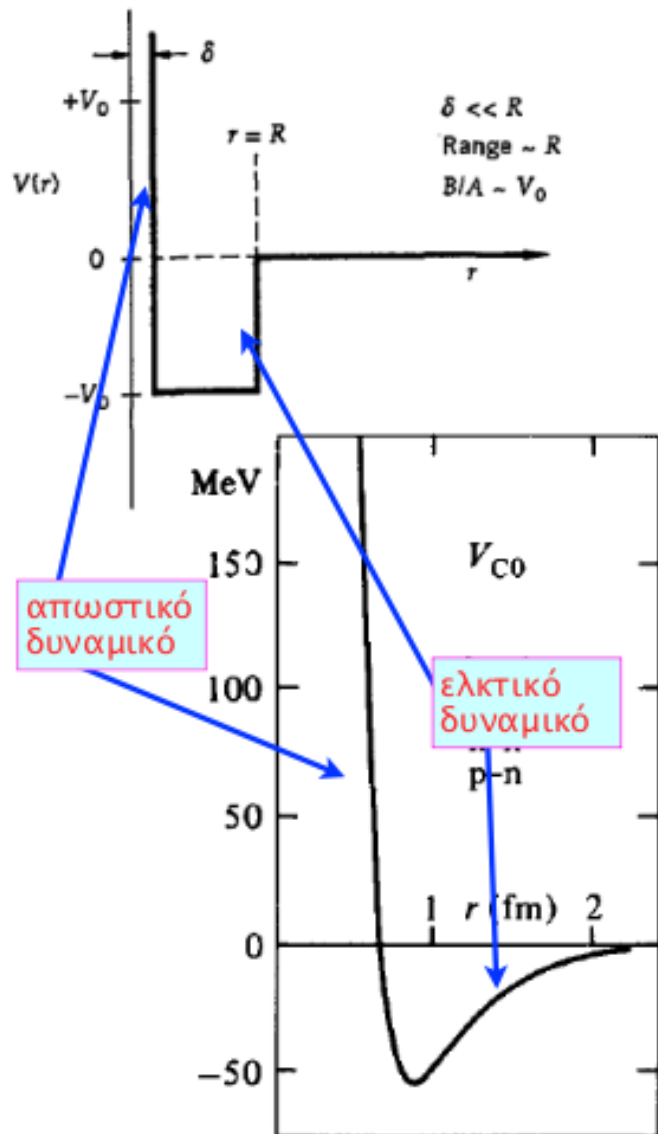
Δυναμικά με τη σωστή συμπεριφορά

- Το δυναμικό, V (=δυναμική ενέργεια), δύο νουκλεονίων πρέπει να περιγράφει τις βασικές ιδιότητες του πυρήνα: κορεσμό, μικρή εμβέλεια

$$F = -\frac{\partial V}{\partial r}$$

- δυναμικό $V \rightarrow$ Χαμιλτονιανή $H \rightarrow$ λύνουμε την εξίσωση Schroedinger $\rightarrow$ για τα δύο νουκλεόνια, προσαρμόζουμε τη λύση στα πειραματικά δεδομένα (υπολογίζουμε τις παραμέτρους της λύσης)
- Πειραματικά δεδομένα από
 - σκεδάσεις pn , np , nn (δυσκολες πειραματικά)
 - τη μελέτη των ιδιοτήτων του δευτερίου
- Δοκιμάζουμε διάφορα Δυναμικά:
 - Στατικά Δυναμικά: Coulomb, Yukawa (διαφέρουν ως προς τη συνάρτηση)
 - Αλληλεπιδράσεις Νουκλεονίου-Νουκλεονίου: Δυναμικό Παρισιού

Κεντρικά δυναμικά – εξάρτηση μόνο από απόσταση, όχι διεύθυνση



- Από το δυναμικό δύο νουκλεονίων πρέπει να προκύπτει η δύναμη κορεσμού

- ▶ Τα δυναμικά δίνουν μια **ελκτική δύναμη** για r -εμβέλεια: $F = -\partial V / \partial r$ και μια **απωστική δύναμη** για πολύ μικρό r

- Το απωστικό δυναμικό Coulomb

$$V(r) \propto \frac{1}{r}$$

είναι δυνατόν να δημιουργεί δυσκολίες στους υπολογισμούς.

- Συχνά για μικρές ορμές νουκλεονίων το αντικαθιστούμε με το “**πηγάδι δυναμικού**”, ή με το **δυναμικό Yukawa**

$$V(r) \propto \frac{e^{-\frac{mc}{\hbar}r}}{r}$$

Δυναμικό Yukawa

- Αλληλεπίδραση μεταξύ των νουκλεονίων με την ανταλλαγή ενός **σωματιδίου-διαδότη με σχετικά μεγάλη μάζα, m**
 - Πεπερασμένη ακτίνα δράσης
 - Εκπομπή και απορρόφηση του σωματιδίου διαδότη με παραβίαση της ενέργειας που δεν μπορεί να διαρκέσει πάνω από

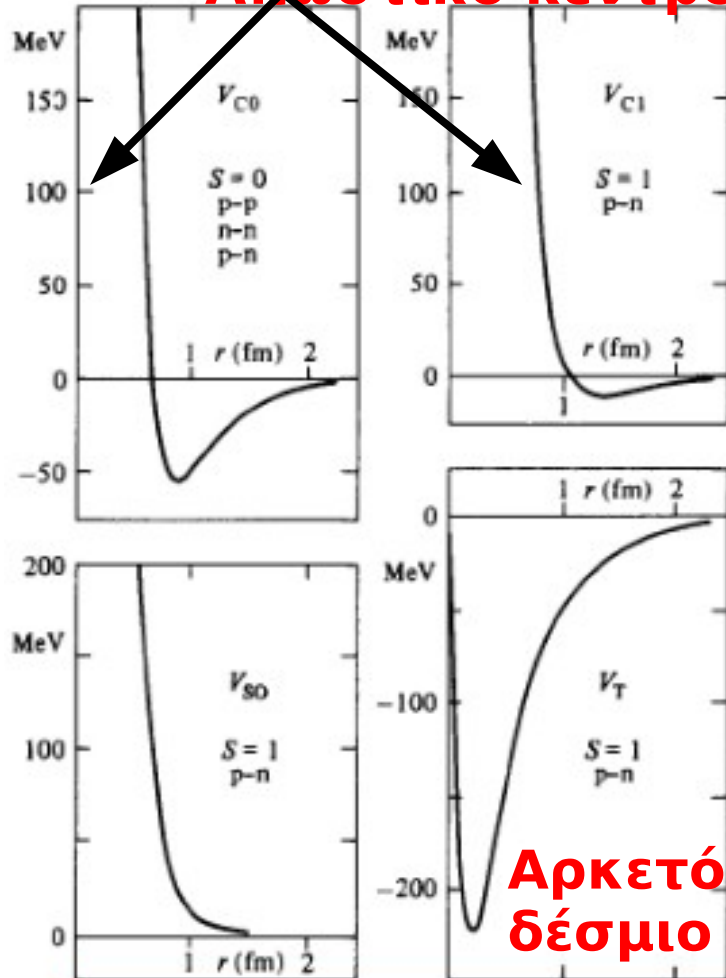
$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar \rightarrow m c^2 \Delta t \simeq \hbar$$

$$Εμβέλεια = R = c \Delta t = \frac{\hbar}{m c}$$

- Χρησιμοποιώντας την εμβέλεια (~ 1.4 fm) υπολογίζεις $m \sim 140$ MeV ($\sim$ μάζα πιονίου: οπότε αρχικά υποθέσαμε ότι ο διαδότης των πυρηνικών δυνάμεων μεταξύ νουκλεονίων ήταν το πiónιο)

Αλληλεπίδραση νουκελονίου-νουκλεονίου – “δυναμικό Παρισιού”

Απωστικό κέντρο



Αρκετό βάθος για δέσμιο σύστημα

Για ολικό $S=1$, υπάρχουν **τεσσερεις** **συνεισφορές** στο δυναμικό

Δυναμικό = άθροισμα διαφόρων όρων:

$$V(r) = V_{C1}(r) + V_T(r)\Omega_T + V_{SO}(r)\Omega_{SO} + V_{SO2}(r)\Omega_{SO2}$$

• Περιλαμβάνει:

- ▶ συνάρτηση για τις επιτρεπτές (αντισυμμετρικές) καταστάσεις δύο πρωτονίων ή δύο νετρονίων ή νετρονίου πρωτονίου
- ▶ συνάρτηση για τις **συμμετρικές** καταστάσεις (εφικτές μόνο στο σύστημα πρωτονίου-νετρονίου)

Για ολικό $S=0$, τα νουκλεόνια “αισθάνονται” μόνο ένα **κεντρικό δυναμικό παντα**

$$\Omega_T = 3 \frac{(\sigma_1 \cdot \mathbf{r})(\sigma_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \sigma_1 \cdot \sigma_2$$

$$\hbar \Omega_{SO} = (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \mathbf{L}$$

$$\hbar^2 \Omega_{SO2} = (\sigma_1 \cdot \mathbf{L})(\sigma_2 \cdot \mathbf{L}) + (\sigma_2 \cdot \mathbf{L})(\sigma_1 \cdot \mathbf{L}).$$

Οι 4 όροι στο $V(r)$: **κεντρικό, τανυστικό δυναμικό & 2 όροι σύζευξης $L \cdot S$**

Δευτέριο (1)

- Είναι η μόνη δέσμια κατάσταση νουκλεονίου-νουκλεονίου (n-p) που υπάρχει: ($A=2, Z=N=1$)
 - ▶ Μπορεί να διαχωριστεί στα n, p με ακτινοβολήση $E_\gamma \geq 2.2245 \text{ MeV}$ (ενέργεια σύνδεσης)
 - ▶ Το δευτέριο ΔΕΝ έχει διεγερμέν
 - ▶ Στροφορμή $J = 1\hbar$
 - ▶ Μαγνητική διπολική ροπή μ_d και
 - ▶ Ηλεκτρική τετραπολική ροπή

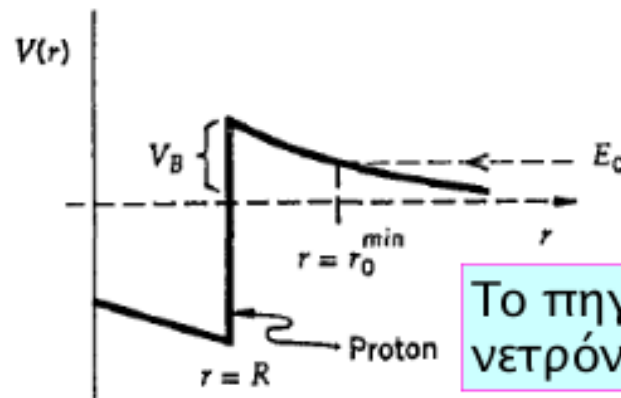
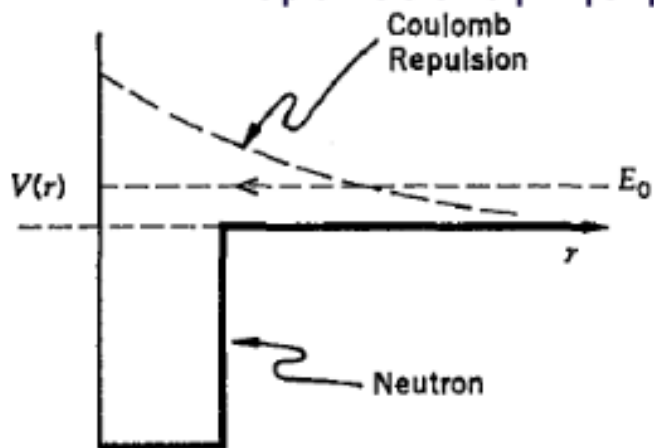
binding energy = 2.2245 MeV,
angular momentum $j = 1$,
magnetic moment = $0.8574(e\hbar/2m_p)$,
electric quadrupole moment = 0.286 fm^2 .

Παρατηρούμε: $\mu_d \neq \mu_n + \mu_p$ (αλγεβρικό άθροισμα) Αλλά ούτε είναι πολύ διαφορετικό. Αποκλείεται η ύπαρξη τροχιακής στροφορμής ($L = 0$)

- Έχουμε τις εξής επιλογές με: $S_p = 1/2, S_n = 1/2$
 - $S_d = 1$ ($S_z = -1, 0, 1$)
 - $S_d = 0$ ($S_z = 0$)
- Η κατάσταση $S_d = 0$ ΔΕΝ είναι δέσμια

Δευτεριο (2)

- Γιατί η τετραπολική ροπή του δευτερίου δεν είναι μηδέν?
 - ▶ $L=0$ πρόκειται για **S** “σφαιρική” κατανομή φορτίου
 - ▶ Πιθανή εξήγηση:
 - ▶ Δεν είναι καθαρή S αλλά έχει κι ένα μικρό ποσοστό D ($D \equiv I=2$: σχετική στροφορμή p-n)
- Για να βρούμε τις κυματοσυναρτήσεις χρησιμοποιούμε σφαιρικό πηγάδι δυναμικού:
- Η εξίσωση Schroedinger: $d^2u/dr^2 + 2\mu/\hbar^2 (V_0 - E)u$ $u = r \psi(r)$ ($L=0$)
- Η κυματοσυνάρτηση πρέπει να τείνει στο μηδέν για $r > R$ (δυναμικού)



Το πηγάδι δυναμικού για νετρόνια και για πρωτόνια