K5
Beta-spectroscopy and Fermi theory of beta decay

Sönderfall en introduktion

Kalibreringen av utrustningen

Teori om beta sönderfall
- Bevarade storheter
- Skalmodellen
- Fermi teori

Genomförandet av labben

Rapporten

Vad avgör om ett sönderfall sker spontant?

Vad avgör om ett sönderfall sker spontant?

- Q-Värde $Q = E_i - E_f = (m_i - m_f)c^2 > 0$

Vad avgör om ett sönderfall sker spontant?

- Q-Värde $Q = E_i - E_f = (m_i - m_f)c^2 > 0$
- Bevarade storheter t.ex. $\vec{p}$ och $\vec{J}$

Vad avgör om ett sönderfall sker spontant?

- Q-Värde $Q = E_i - E_f = (m_i - m_f)c^2 > 0$
- Bevarade storheter t.ex. $\vec{p}$ och $\vec{J}$
- fysisk mekanism så som
  - Stark växelverkan: α-sönderfall
  - Svag växelverkan: β-sönderfall
  - Elektromagnetisk växelverkan:γ-sönderfall

β-sönderfall historiskt

$$X \to Y + \beta^{\pm}$$

β-sönderfall historiskt

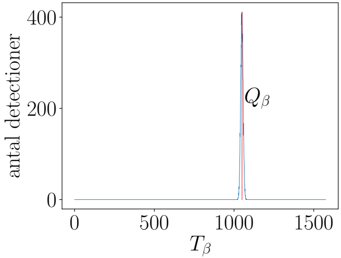
$$X \to Y + \beta^{\pm}$$

- Laddning

$$q_{\beta} = \pm e$$

β-sönderfall historiskt

- Förväntat spektrum



$$X \to Y + \beta^{\pm}$$

- Laddning

$$q_\beta = \pm e$$

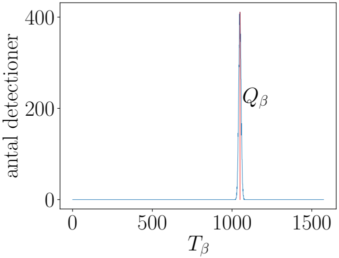
β-sönderfall historiskt

$$X \to Y + \beta^{\pm}$$

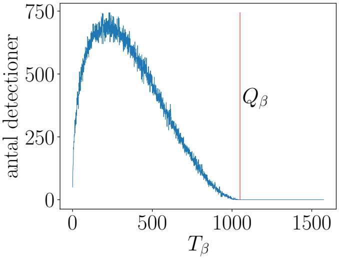
- Laddning

$$q_\beta = \pm e$$

- Förväntat spektrum



- Faktiskt spektrum



β-sönderfall

$$^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N}$$

β-sönderfall

$$ {}_{Z}^{A}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^{-}} $$

β-sönderfall

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e $$

β-sönderfall

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} $$

β-sönderfall

$$
{}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e
$$

$$
{}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}_{N+1} + e^+ + \nu_e
$$

β-sönderfall

$$
{}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}_{Z+1}^{A}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e
$$

$$
{}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} {}_{Z-1}^{A}\mathrm{X}_{N+1} + e^+ + \nu_e
$$

$$
{}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} + e^-
$$

β-sönderfall

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}_{N+1} + e^+ + \nu_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} + e^- \xrightarrow{\mathrm{EC}} $$

β-sönderfall

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}_{Z+1}^{\ \ A}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} {}_{Z-1}^{\ \ A}\mathrm{X}_{N+1} + e^+ + \nu_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} + e^- \xrightarrow{\mathrm{EC}} {}_{Z-1}^{\ \ A}\mathrm{X}_{N+1} + \nu_e $$

β-sönderfall

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}_{N+1} + e^+ + \nu_e $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N} + e^- \xrightarrow{\mathrm{EC}} {}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}_{N+1} + \nu_e $$

Av β^+ och EC, vilket är mest sannolik?

β-sönderfall av ${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$

$${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$$

β-sönderfall av ${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$

$$ {}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82} \xrightarrow{\beta^-} $$

β-sönderfall av ${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$

$$
{}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82} \xrightarrow{\beta^-} {}^{137}_{56}\mathrm{Ba}_{81} + e^- + \bar{\nu}_e
$$

β-sönderfall av ${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$

$$ {}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82} \xrightarrow{\beta^-} {}^{137}_{56}\mathrm{Ba}_{81} + e^- + \bar{\nu}_e $$

Vad blir Q värdet?

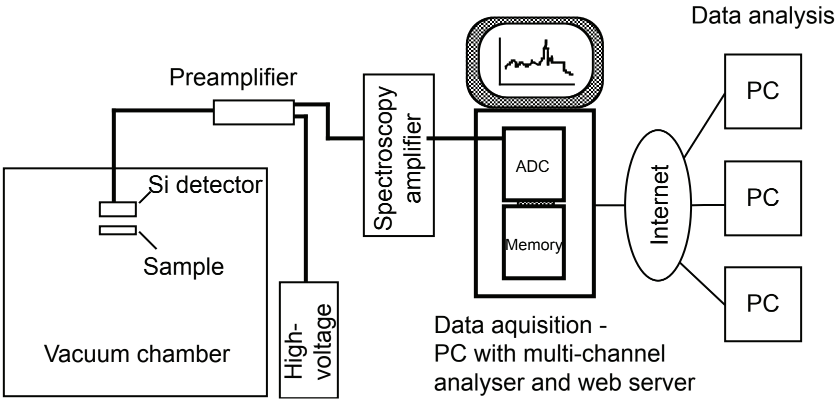
β-sönderfall av ${}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82}$

$$ {}^{137}_{55}\mathrm{Cs}_{82} \xrightarrow{\beta^-} {}^{137}_{56}\mathrm{Ba}_{81} + e^- + \bar{\nu}_e $$

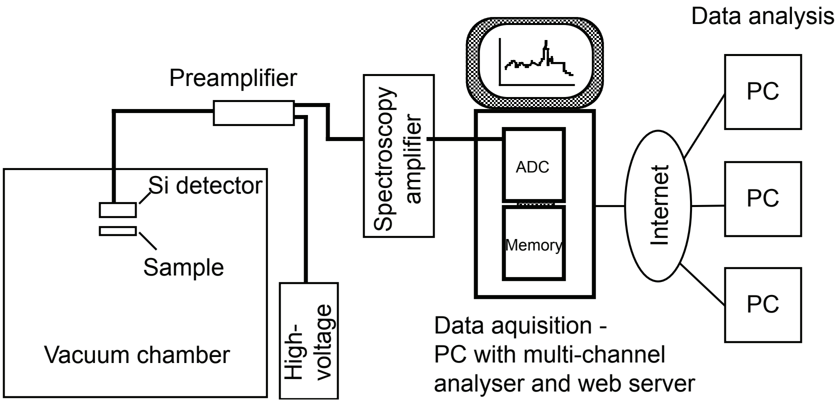
Vad blir Q värdet?

$$ Q = 1.1728\mathrm{MeV} $$

Uppställning

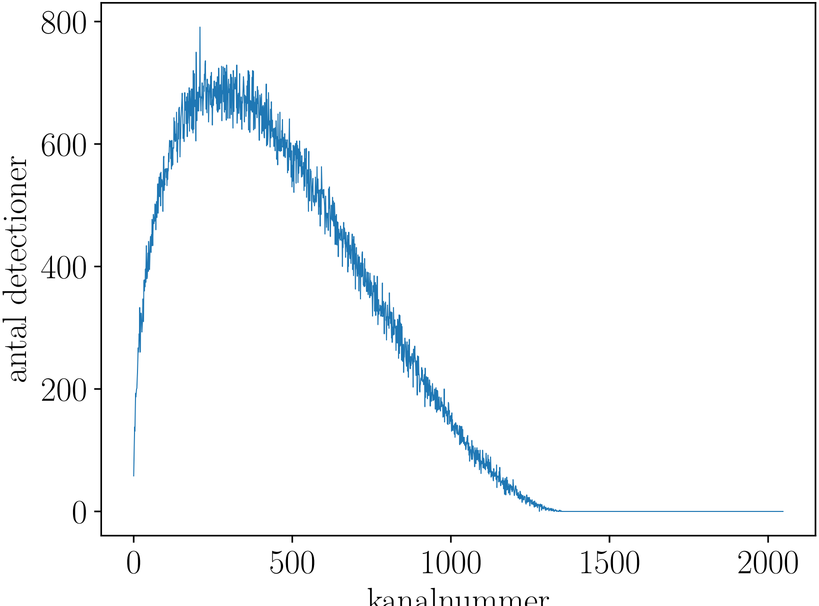


Uppställning

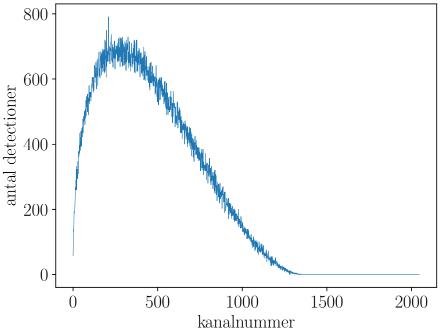


$$T_e = aI + b = An + B$$

Histogrammet

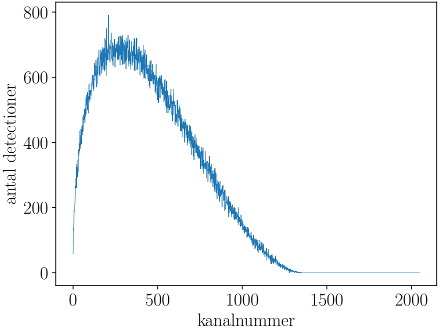


Histogrammet



$$T_e = aI + b = An + B$$

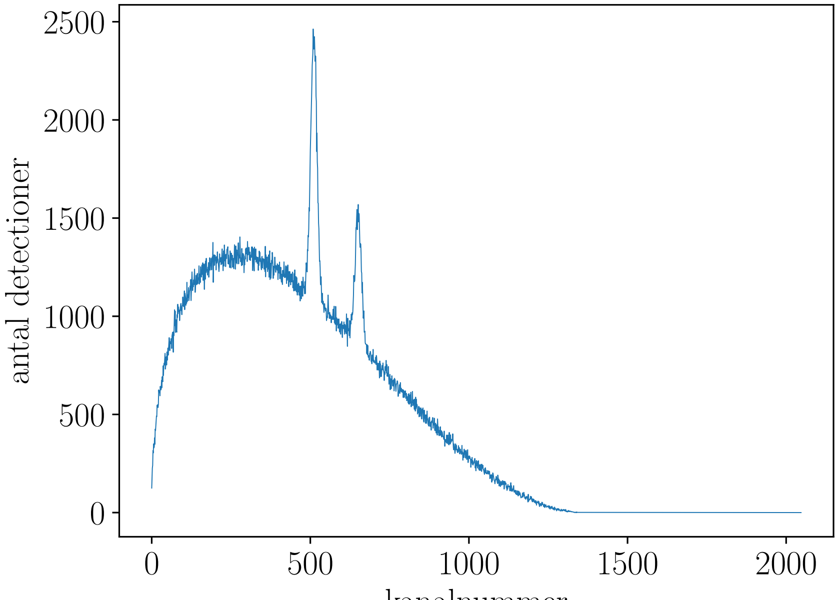
Histogrammet



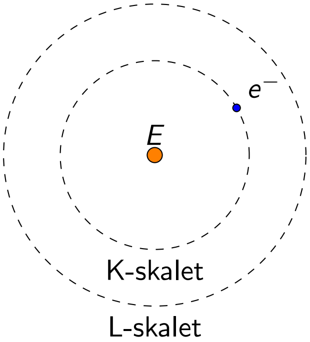
$$T_e = aI + b = An + B$$

Hur kan vi ta reda på A och B?

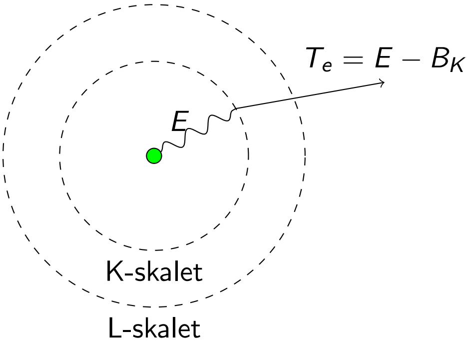
Histogrammet



Konversionselektroner

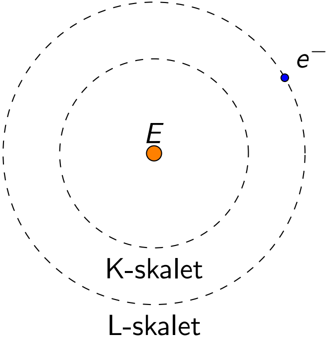


Konversionselektroner



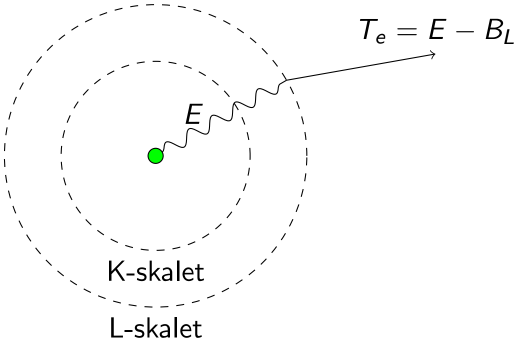
Virtuella fotoner

Konversionselektroner

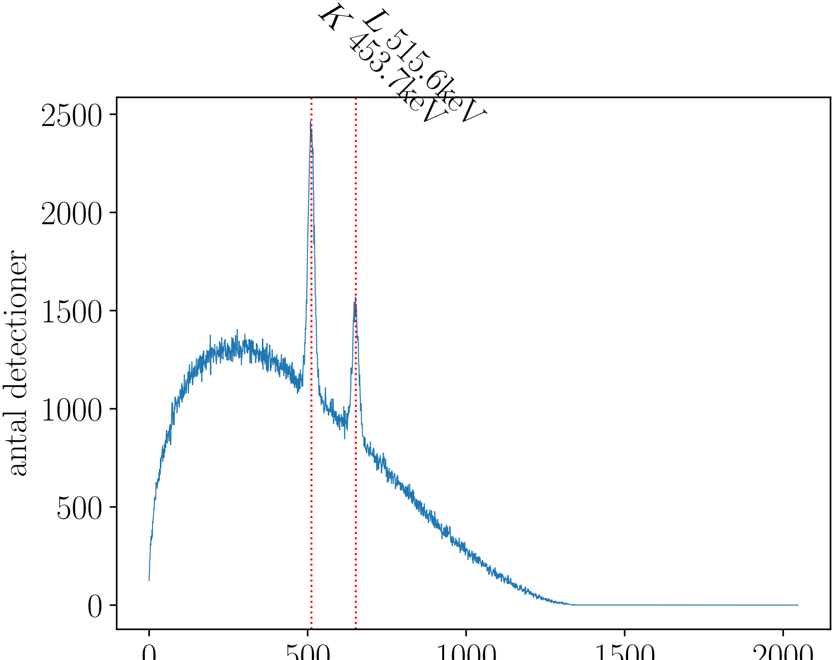


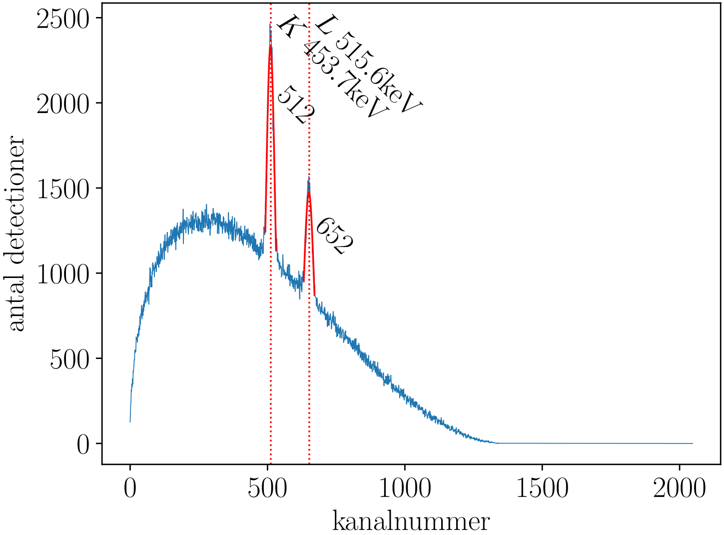
Virtuella fotoner

Konversionselektroner

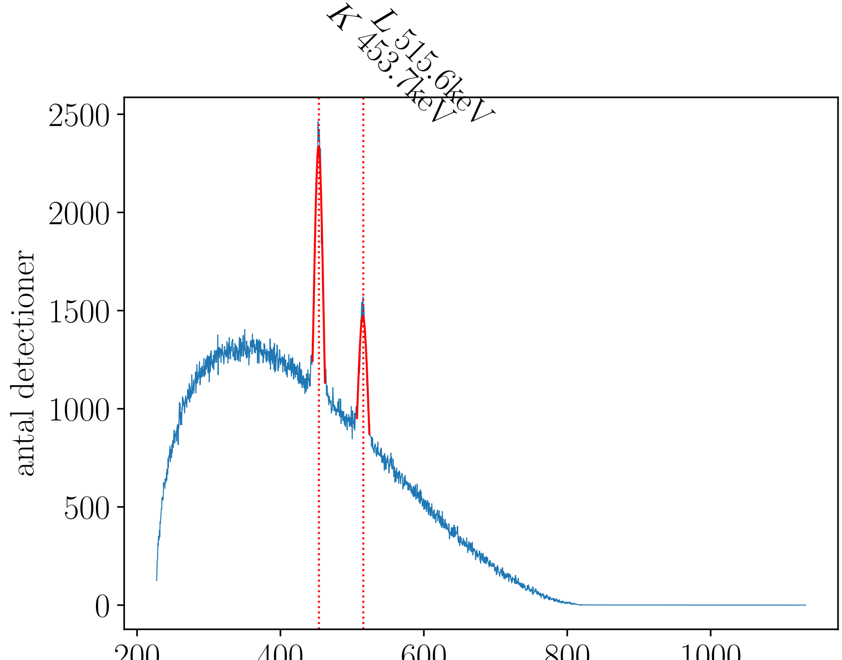


Virtuella fotoner


K 453.7keV
L 515.6keV
antal detectioner
2500
2000
1500
1000
500
0
0
500
1000
1500
2000



$$T_e = An + B = 0.442 \cdot n + 227$$


K 453.7keV
L 515.6keV
antal detectioner
2500
2000
1500
1000
500
0
200
400
600
800
1000

Låt oss titta på utrustningen!!!

Genomför kalibreringen

- Använd antingen medtagen dator eller någon av lab datorerna
- Använd MATLAB
- Använd de MATLAB filer som finns på Pingpong
- Hämta spectrumet från servern med hjälp av “getk5_n1024()”

Intermezzo

Övergångsregler

Hur bestäms övergångsreglerna?

Övergångsregler

Hur bestäms övergångsreglerna?

Från bevarade storheter, i vårt fall rörelsemängdsmoment

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_{\beta}$$

Övergångsregler

Hur bestäms övergångsreglerna?
Från bevarade storheter

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_{\beta}$$

$$\vec{J}_{\beta} = \vec{L}_{\beta} + \vec{S}_{\beta}$$

$$\vec{S}_{\beta} = \vec{S}_{e^-} + \vec{S}_{\bar{\nu}}$$

Rörelsemängdsmoment in kvantmekanik

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z)$$

Rörelsemängdsmoment in kvantmekanik

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z)$$

$$J_i : \mathcal{H} \to \mathcal{H}, \quad [J_x, J_y] = i\hbar J_z$$

Rörelsemängdsmoment in kvantmekanik

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z)$$

$$J_i : \mathcal{H} \to \mathcal{H}, \quad [J_x, J_y] = i\hbar J_z$$

Kan alla komponenterna av $\vec{J}$ mätas samtidigt?

Rörelsemängdsmoment in kvantmekanik

$$\vec{J} = (J_x, J_y, J_z)$$

$$J_i : \mathcal{H} \to \mathcal{H}, \quad [J_x, J_y] = i\hbar J_z$$

Kan alla komponenterna av $\vec{J}$ mätas samtidigt?
Nej! Bara en komponent och normen av $\vec{J}$ kan mätas.
Vi väljer m som kvanttal för komponent J_z och J för normen och det gäller att

$$J \geq |m|$$

Addition av rörelsemängdsmoment

Om vi har

$$\vec{J} = \vec{J_1} + \vec{J_2}$$

då gäller triangelolikheten för normkvanttalet

$$|J1 - J2| \leq J \leq J1 + J2$$

och

$$m = m_1 + m_2$$

Övergångsregler

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_{\beta}$$

$$\vec{J}_{\beta} = \vec{L}_{\beta} + \vec{S}_{\beta}$$

$$\vec{S}_{\beta} = \vec{S}_{e^-} + \vec{S}_{\bar{\nu}}$$

$$|I_{\mathrm{D}} - J_{\beta}| \leq I_{\mathrm{M}} \leq I_{\mathrm{D}} + J_{\beta}$$

$$|L_{\beta} - S_{\beta}| \leq J_{\beta} \leq L_{\beta} + S_{\beta}$$

$$|S_{e^-} - S_{\bar{\nu}}| \leq S_{\beta} \leq S_{e^-} + S_{\bar{\nu}}$$

Övergångsregler

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_{\beta}$$

$$\vec{J}_{\beta} = \vec{L}_{\beta} + \vec{S}_{\beta}$$

$$\vec{S}_{\beta} = \vec{S}_{e^-} + \vec{S}_{\bar{\nu}}$$

$$|I_{\mathrm{D}} - J_{\beta}| \leq I_{\mathrm{M}} \leq I_{\mathrm{D}} + J_{\beta}$$

$$|L_{\beta} - S_{\beta}| \leq J_{\beta} \leq L_{\beta} + S_{\beta}$$

$$|S_{e^-} - S_{\bar{\nu}}| \leq S_{\beta} \leq S_{e^-} + S_{\bar{\nu}}$$

$$\Delta I = |I_{\mathrm{M}} - I_{\mathrm{D}}| \leq J_{\beta}$$

Övergångsregler

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_{\beta}$$

$$|I_{\mathrm{D}} - J_{\beta}| \leq I_{\mathrm{M}} \leq I_{\mathrm{D}} + J_{\beta}$$

$$\vec{J}_{\beta} = \vec{L}_{\beta} + \vec{S}_{\beta}$$

$$|L_{\beta} - S_{\beta}| \leq J_{\beta} \leq L_{\beta} + S_{\beta}$$

$$\vec{S}_{\beta} = \vec{S}_{e^-} + \vec{S}_{\bar{\nu}}$$

$$|S_{e^-} - S_{\bar{\nu}}| \leq S_{\beta} \leq S_{e^-} + S_{\bar{\nu}}$$

$$\Delta I = |I_{\mathrm{M}} - I_{\mathrm{D}}| \leq J_{\beta} \quad S_{\beta} \in \{0, 1\}$$

Övergångsregler

$$\vec{I}_{\mathrm{M}} = \vec{I}_{\mathrm{D}} + \vec{J}_\beta \qquad |I_{\mathrm{D}} - J_\beta| \leq I_{\mathrm{M}} \leq I_{\mathrm{D}} + J_\beta$$

$$\vec{J}_\beta = \vec{L}_\beta + \vec{S}_\beta \qquad |L_\beta - S_\beta| \leq J_\beta \leq L_\beta + S_\beta$$

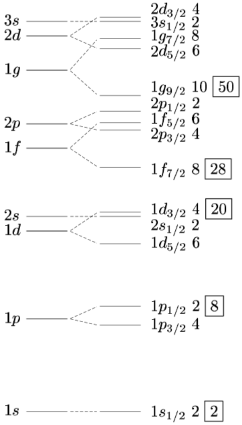
$$\vec{S}_\beta = \vec{S}_{e^-} + \vec{S}_{\bar{\nu}} \qquad |S_{e^-} - S_{\bar{\nu}}| \leq S_\beta \leq S_{e^-} + S_{\bar{\nu}}$$

$$\Delta I = |I_{\mathrm{M}} - I_{\mathrm{D}}| \leq J_\beta \quad S_\beta \in \{0, 1\}$$

Paritet

$$\vec{x} \to -\vec{x} \quad \Rightarrow \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x}) \to \pi_{\mathrm{M}} \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x}), \quad \pi_{\mathrm{M}} \in \{-1, 1\}$$

$$\pi_{\mathrm{M}} = \pi_\beta \cdot \pi_{\mathrm{D}}, \quad \pi_\beta = (-1)^{L_\beta}$$



- Centralpotential
- Diskreta energinivåer, likt elektronskalen
- Enpartikel kvanttal så n, l, s, j, m (eventuellt fler så som isospinn)
- Beror av parametrar som måste bestämmas experimentellt

Fermis gyllene regel

$$\lambda_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f| \hat{H}_\beta |i\rangle|^2 \rho(E_f)$$

- λ_{fi} övergångshastigheten från initial tillståndet till sluttillstånden
- $\langle f| H_\beta |i\rangle$ Sönderfalls matriselementet för β-sönderfall
- $\rho(E_f)$ Sluttillståndstätheten

Interaktionshamiltonianen

$$\hat{H}_\beta = G_\beta \hat{\tau}^{\pm} \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$$

Interaktionshamiltonianen

$$\hat{H}_\beta = G_\beta \hat{\tau}^{\pm} \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$$

- G_β Interaktionskonstant

Interaktionshamiltonianen

$$\hat{H}_\beta = G_\beta \hat{\tau}^\pm \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$$

- G_β Interaktionskonstant
- $\hat{\tau}^\pm$ en operator som byter en neutron (proton) mot en proton (neutron)

Interaktionshamiltonianen

$$\hat{H}_\beta = G_\beta \hat{\tau}^{\pm} \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$$

- G_β Interaktionskonstant
- $\hat{\tau}^{\pm}$ en operator som byter en neutron (proton) mot en proton (neutron)
- $\delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$ interaktionen sker i en punkt i rummet

Interaktionshamiltonianen

$$\hat{H}_\beta = G_\beta \hat{\tau}^{\pm} \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$$

- G_β Interaktionskonstant
- $\hat{\tau}^{\pm}$ en operator som byter en neutron (proton) mot en proton (neutron)
- $\delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$ interaktionen sker i en punkt i rummet

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Vågfunktionerna

$$\langle \vec{x} | i \rangle = \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})$$

$$\langle \vec{x} | f \rangle = \phi_{e^-}(\vec{x}) \phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) \Psi_{\mathrm{D}}(\vec{x})$$

Planvågsapproximationen

$$\phi_{e^-}(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_{e^-}\cdot\vec{x}}$$

$$\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_{\bar{\nu}}\cdot\vec{x}}$$

$$\phi_{e^-}(\vec{x})\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{V} e^{i(\vec{k}_{e^-}+\vec{k}_{\bar{\nu}})\cdot\vec{x}}$$

Den tillåtna approximationen

$$\phi_{e^-}(\vec{x})\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{V} e^{i(\vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}})\cdot\vec{x}}$$

Bevarande av rörelsemängd ger:

$$\vec{P}_{\mathrm{D}} + \hbar(\vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}}) = \vec{P}_{\mathrm{M}}$$

Den tillåtna approximationen

$$\phi_{e^-}(\vec{x})\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{V} e^{i(\vec{k}_{e^-}+\vec{k}_{\bar{\nu}})\cdot\vec{x}}$$

Bevarande av rörelsemängd ger:

$$\vec{P}_{\mathrm{D}} + \hbar(\vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}}) = \vec{P}_{\mathrm{M}}$$

vi har att

$$M_{\mathrm{M}} \approx M_{\mathrm{D}} \gg m_{e^-} \gg m_{\bar{\nu}}$$

vilket ger

$$\vec{P}_{\mathrm{M}} \approx \vec{P}_{\mathrm{D}} \quad \vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}} \approx 0$$

Den tillåtna approximationen

$$\phi_{e^-}(\vec{x})\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{V} e^{i(\vec{k}_{e^-}+\vec{k}_{\bar{\nu}})\cdot\vec{x}}$$

$$\vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}} \approx 0$$

Den tillåtna approximationen

$$\phi_{e^-}(\vec{x})\phi_{\bar{\nu}}(\vec{x}) = \frac{1}{V}$$

$$\vec{k}_{e^-} + \vec{k}_{\bar{\nu}} \approx 0$$

Matriselementet

$$\langle f|\,\hat{H}_\beta\,|i\rangle = \int \phi^*_{e^-}(\vec{x})\phi^*_{\bar{\nu}}(\vec{x})\Psi^*_{\mathrm{D}}(\vec{x})G_\beta\tau^+\Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})d^3x$$

Matriselementet

$$\langle f|\,\hat{H}_\beta\,|i\rangle = \frac{G_\beta}{V}\int \Psi^*_{\mathrm{D}}(\vec{x})\tau^+\Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x})d^3x$$

Matriselementet

$$\langle f| \, \hat{H}_\beta \, |i\rangle = \frac{G_\beta}{V} \int \Psi_{\mathrm{D}}^*(\vec{x}) \tau^+ \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x}) d^3x$$

$$M_{fi} = \int \Psi_{\mathrm{D}}^*(\vec{x}) \tau^+ \Psi_{\mathrm{M}}(\vec{x}) d^3x$$

Fermis gyllene regel igen

$$\lambda_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | \hat{H}_\beta | i \rangle |^2 \rho(E_f)$$

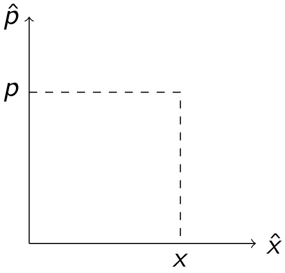
Fermis gyllene regel igen

$$\lambda_{fi} = \frac{2\pi G_\beta^2}{\hbar V^2} |M_{fi}|^2 \rho(E_f)$$

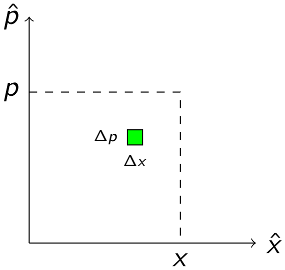
Fermis gyllene regel igen

$$\lambda_{fi} = \frac{2\pi G_\beta^2}{\hbar V^2} |M_{fi}|^2 \rho(E_f)$$

Tillståndstätheten för en partikel i en dimension



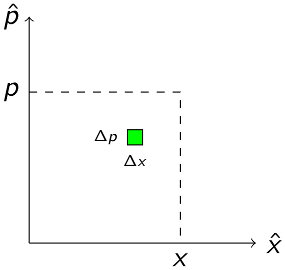
Tillståndstätheten för en partikel i en dimension



- Heisenbergs osäkerhetsprincip ger

$$\Delta p \Delta x \geq h = 2\pi\hbar$$

Tillståndstätheten för en partikel i en dimension



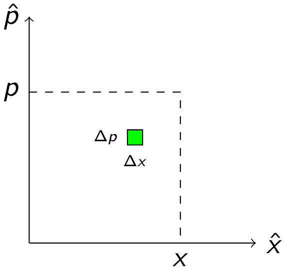
- Heisenbergs osäkerhetsprincip ger

$$\Delta p \Delta x \geq h = 2\pi\hbar$$

- Antalet tillstånd blir alltså

$$N(p) = \frac{px}{2\pi\hbar}$$

Tillståndstätheten för en partikel i en dimension



- Heisenbergs osäkerhetsprincip ger

$$\Delta p \Delta x \geq h = 2\pi\hbar$$

- Antalet tillstånd blir alltså

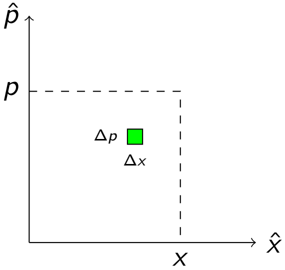
$$N(p) = \frac{px}{2\pi\hbar}$$

-

$$\rho(E) = \frac{dN(p)}{dE} = \frac{dN(p)}{dp}\frac{dp}{dE}$$

$$p = \sqrt{2mE} \quad \frac{dp}{dE} = \frac{m}{\sqrt{2mE}}$$

Tillståndstätheten för en partikel i en dimension



$$\rho(E) = \frac{xm}{2\pi\hbar\sqrt{2mE}}$$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

Moderkärnans masscentrum som referenssystem ger

$$\vec{p}_{\mathrm{D}} + \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}} = \vec{p}_{\mathrm{M}} = 0 \implies \vec{p}_{\mathrm{D}} = -\vec{p}_{e^-} - \vec{p}_{\bar{\nu}}$$

Då $M_{\mathrm{D}} \gg m_{e^-} \gg m_{\bar{\nu}} \approx 0$ kommer $Q \approx T_{e^-} + T_{\bar{\nu}}$

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}}$$

$$T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

Minsta volymen i fasrummet är $(2\pi\hbar)^6$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}} \quad T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

$$N(p_{e^-}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} \int\limits_V d^3\vec{x}_{e^-} \int\limits_V d^3\vec{x}_{\bar{\nu}} \int\limits_{B(0,p_{e^-})} d^3\vec{p}_{e^-} \int\limits_{\mathbb{R}^3} d^3\vec{p}_{\bar{\nu}}\, \delta(T_{e^-} + T_{\bar{\nu}} - Q)$$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}} \quad T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

$$N(p_{e^-}) = \frac{(4\pi)^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int_0^{p_{e^-}} \bar{p}_{e^-}^2 \, d\bar{p}_{e^-} \int_0^{\infty} p_{\bar{\nu}}^2 dp_{\bar{\nu}} \delta\left(\frac{\bar{p}_{e^-}^2}{2m_{e^-}} + cp_{\bar{\nu}} - Q\right)$$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}} \qquad T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

$$N(p_{e^-}) = \frac{(4\pi)^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int_0^{p_{e^-}} \bar{p}_{e^-}^2 \, d\bar{p}_{e^-} \, c^3 \left(\frac{\bar{p}_{e^-}^2}{2m_{e^-}} - Q \right)^2$$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}} \qquad T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

$$N(p_{e^-}) = \frac{(4\pi)^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int\limits_0^{p_{e^-}} \bar{p}_{e^-}^2 \, d\bar{p}_{e^-} c^3 \left(\frac{\bar{p}_{e^-}^2}{2m_{e^-}} - Q \right)^2$$

$$\rho(T_{e^-}) dT_{e^-} = \frac{dN(p_{e^-})}{dT_{e^-}} dT_{e^-} = \frac{dN(p_{e^-})}{dp_{e^-}} \frac{dp_{e^-}}{dT_{e^-}} dT_{e^-}$$

Tillståndstätheten 3 partiklar 3 dimmensioner

$$T_{e^-} = \frac{p_{e^-}^2}{2m_{e^-}} \qquad T_{\bar{\nu}} = cp_{\bar{\nu}}$$

$$\rho(T_{e^-})dT_{e^-} = \frac{m_{e^-}\sqrt{m_{e^-}}V^2c^3}{2\sqrt{2}\pi^4\hbar^6}(T_{e^-} - Q)^2\sqrt{T_{e^-}}dT_{e^-}$$

Gyllene regeln åter igen

$$d\lambda_{fi} = \frac{G_\beta^2 m_{e^-}\sqrt{m_{e^-}}c^3}{\sqrt{2}\pi^3\hbar^7}|M_{fi}|^2(T_{e^-} - Q)^2\sqrt{T_{e^-}}dT_{e^-}$$

Antalet uppmätta elektroner

$$N_{e^-}(T_{e^-}) = \frac{d\lambda_{fi}}{dT_{e^-}}$$

Antalet uppmätta elektroner

$$N_{e^-}(T_{e^-}) = \frac{G_\beta^2 m_{e^-} \sqrt{m_{e^-}} c^3}{\sqrt{2}\pi^3 \hbar^7} |M_{fi}|^2 (T_{e^-} - Q)^2 \sqrt{T_{e^-}}$$

Ett problem kvarstår!!!

Ett problem kvarstår!!!

- Dotterkärnan har en positiv laddning

Ett problem kvarstår!!!

- Dotterkärnan har en positiv laddning
- och attraherar (repellerar) elektronen (positronen)

Ett problem kvarstår!!!

- Dotterkärnan har en positiv laddning
- och attraherar (repellerar) elektronen (positronen)
- Alltså stämmer inte planvågsapproximationen

Ett problem kvarstår!!!

- Lösning är Fermi funktionen $F(Z, T_{e^-})$

$$N_{e^-}(T_{e^-}) = \frac{G_\beta^2 m_{e^-}\sqrt{m_{e^-}}c^3}{\sqrt{2}\pi^3\hbar^7}|M_{fi}|^2 F(Z, T_{e^-})(T_{e^-} - Q)^2\sqrt{T_{e^-}}$$

Kurie plottar

$$N_{e^-}(T_{e^-}) = \frac{G_\beta^2 m_{e^-}\sqrt{m_{e^-}}c^3}{\sqrt{2}\pi^3\hbar^7}|M_{fi}|^2 F(Z, T_{e^-})(T_{e^-} - Q)^2\sqrt{T_{e^-}}$$

$$\sqrt{\frac{N_{e^-}(T_{e^-})}{F(Z, T_{e^-})\sqrt{T_{e^-}}}} \propto (T_{e^-} - Q)$$

Genomför labben med Cs

Rapporten

Allmänt, max 15 (12 poäng + 3 överpoäng).

Max 6 sidor försättsblad+5 sidor rapport (obs mycket viktigt).

Rapporten skall vara en rapport och inte bara en lista av svar.

Obligatoriskt innehåll

- Svar på alla frågor i del 3 i lab-pm
- Svar på alla förberedelseuppgifter utom kalibreringsuppgiften
- Kalibreringen från lab-tillfället måste vara med
- Diskusion om möjliga felkällor men feluppskattning inte nödvändigt
- figurer över spektrumet och Kuri-plottar
- Ert framtagna övergångsschema, väl motiverat
- Enheter på axlar och dimensionsfulla storheter
- Förklara med egna ord de olika teoretiska verktygen (t.ex. vad är en Kuri-plot)
- Nödvändig teori, förutom Fermis teori för β-sönderfall

Exempel på vad som kan ge överpoäng

- Felanalys med feluppskattning på alla uppmätta värden, väl motiverat
- Sätta labben i vetenskapshistorisk kontext
- Djupare teoretisk diskusion än vad som minimalt krävs
- och mycket mer...

Tänk på språket, förstår jag inte vad ni menar så kan ni inte få poäng för det

Virtuella fotoner

$$E^2 - c^2P^2 = m^2c^4, \quad m_\gamma = 0 \implies E_\gamma^2 - c^2P_\gamma^2 = 0 \tag{1}$$

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \tag{2}$$

$$\Delta t \approx 0 \implies E_\gamma^2 - c^2P_\gamma^2 > 0 \tag{3}$$

Tillbaka