Astrofizički nuklearni procesi na konačnoj temperaturi

Ante Ravlić,
Mentor: prof. dr. sc. Nils Paar

Fizički odsjek, PMF, Bijenička c. 32, 10000 Zagreb
E-mail: aravlic@dominis.phy.hr

Uvod

- Opis procesa uhvata elektrona na jezgrama u unutrašnjosti zvijezde koja prethodi eksploziji supernove
- Veličine koje opisuju svojstva zvijezde pred eksploziju supernove: entropija sredice te omjer broja elektrona i bariona Y_e [1]
- Za gustoće zvjezdane materije $\sim 10^{11}$ g/cm^3 te temperature između 300 i 800 keV, uhvat elektrona se događa na zvijezdama mase $A \sim 60$ $\rightarrow$ uhvat elektrona ovisi o raspodjeli Gamow-Teller (GT) prijelazne snage [2]
- Porastom temperature počinje proces uhvata na masivnijim jezgrama
- izlažemo teorijski model koji se zasniva na RMF[1] + FTRRPA[2] sa potencijalom koji je ovisan o gustoći

[1] Relativistic mean field (eng.)
[2] Finite temperature relativistic random phase approximation (eng.)

Relativistička teorija srednjeg polja (RMFT)

- Efektivna teorija polja koja se bazira na kvantnoj hadrodinamici (QHD):
  - nukleoni → Diracove čestice
  - mezoni → Klein-Gordonovo polje
  - interakcija između mezona i nukleona
- Ukupna gustoća Lagrangiana je dana s [3, 4, 5]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_m + \mathcal{L}_{int}, \tag{1}$$

gdje sa $\mathcal{L}_N$ označavamo gustoću Lagrangiana nukleona

$$\mathcal{L}_N = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi. \tag{2}$$

Sa m je označena "gola" masa nukleona, a ψ je Diracov spinor

- Mezonski dio Lagrangiana (1) opisujemo s

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_m = & \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{2}\Omega_{\mu\nu}\Omega^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - \frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},\end{aligned} \tag{3}$$

gdje su $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ mase $\sigma-$, $\omega-$ i $\rho-$ mezona, a tenzori polja su dani s

$$\Omega_{\mu\nu} = \partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu, \tag{4}$$

$$\vec{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{\rho}_\nu - \partial_\nu\vec{\rho}_\mu, \tag{5}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \tag{6}$$

- Lagrangian interakcije je dan s

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{int} = &-g_\sigma \bar{\psi}\psi\sigma - g_\omega \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\omega_\mu \\ &- g_\rho \bar{\psi}\vec{\tau}\gamma^\mu\psi\vec{\rho}_\mu - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu,\end{aligned} \tag{7}$$

  gdje su $g_\sigma.g_\omega, g_\rho$ konstante vezanja mezona, a e "goli" naboj elektrona.
- Za konzistentan opis osnovnog stanja parno-parnih jezgara dovoljno je promatrati minimalno vezanje s 3 vrste mezona:
  - izoskalarni-skalarni σ mezon,
  - izoskalarni-vektorski ω mezon,
  - izovektorski-vektorski ρ mezon

- Uvodimo izoskalarnu-skalarnu gustoću, izoskalarnu-vektorsku struju, izovektorsku-vektorsku struju, te elektromagnetsku struju na konačnoj temperaturi kao [3, 4, 5]

$$\begin{aligned} \rho_s(\boldsymbol{r}) &= \sum_{i=1}^{A} f_i \bar{\psi}_i(\boldsymbol{r})\psi_i(\boldsymbol{r}), \quad & j_\mu(\boldsymbol{r}) &= \sum_{i=1}^{A} f_i \bar{\psi}_i(\boldsymbol{r})\gamma_\mu \psi_i(\boldsymbol{r}), \\ \vec{j}_\mu &= \sum_{i=1}^{A} f_i \bar{\psi}_i(\boldsymbol{r})\vec{\tau}\gamma_\mu \psi_i(\boldsymbol{r}), \quad & j_{p\mu} &= \sum_{i=1}^{Z} f_i \psi^\dagger(\boldsymbol{r})\gamma_\mu \psi_i(\boldsymbol{r}) \end{aligned} \tag{8}$$

- Efekte konačne temperature opisujemo sa Fermi-Diracovom raspodjelom

$$f_i = \frac{1}{1 + e^{(1/kT)(\epsilon_i - \mu)}}, \tag{9}$$

pri čemu je μ kemijski potencijal nukleona kojeg dobivamo iz uvjeta $\sum_i f_i = Z(N)$, gdje je ovisno o nukleonu Z broj protona, a N broj neutrona.

- Ukupnu energiju dobijemo integracijom ukupne gustoće Hamiltonijana

$$E_{RMF}[\psi, \bar{\psi}, \sigma, \omega^{\mu}, \vec{\rho}^{\mu}, A^{\mu}] = \int d^3r \mathcal{H}(\mathbf{r}). \tag{10}$$

- Varijacijom izraza (10) po odgovarajućim poljima dobivamo sustave jednadžbi za nukleonska (11), mezonska (12) i EM polja (13)

$$\hat{h}_D \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \tag{11}$$

$$\begin{aligned} &[-\triangle + m_\sigma^2]\sigma = -g_\sigma \rho_s, \qquad [-\triangle + m_\omega^2]\omega^\mu = g_\omega j^\mu, \\ &[-\triangle + m_\rho^2]\vec{\rho^\mu} = g_\rho \vec{j}^\mu, \end{aligned} \tag{12}$$

$$-\triangle A^\mu = e j_p^\mu. \tag{13}$$

- Dodatni član u Diracovoj jednadžbi (11) zbog ovisnosti o gustoći konstanti vezanja sada glasi

$$\Sigma_0^R = \frac{\partial g_\sigma}{\partial \rho_v}\rho_\sigma \sigma + \frac{\partial g_\omega}{\partial \rho_v}\rho_v \omega + \frac{\partial g_\omega}{\partial \rho_v}\rho_{tv}\rho, \tag{14}$$

pri čemu je ρ_{tv} izovektorska gustoća

- Vezanje $\sigma-$ i $\omega-$mezona na nukleonska polja glasi

$$g_i(\rho) = g_i(\rho_{sat}) f_i(x) \quad , i = \sigma, \omega, \tag{15}$$

gdje

$$f_i(x) = a_i \frac{1 + b_i(x + d_i)^2}{1 + c_i(x + d_i)^2}, \tag{16}$$

je funkcija $x = \rho/\rho_{sat}$, a ρ_{sat} je gustoća bariona pri zasićenju simetrične nuklearne materije

- Za $\rho-$mezone vezanje parametriziramo u obliku

$$g_\rho = g_\rho(\rho_{sat}) e^{-a_\rho(x-1)}. \tag{17}$$

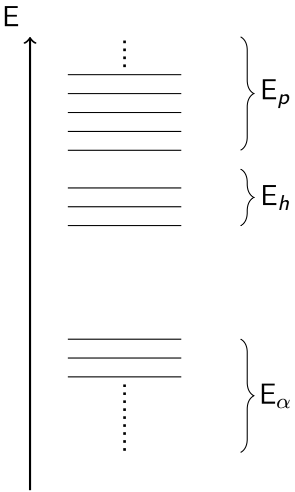
  Parametri se naštimavaju tako da reproduciraju svojstva simetrične i asimetrične nuklearne materije, energije vezanja, radijuse naboja i neutrona sferičnih jezgara. Energijski funkcional koji koristimo u kodu je DD-ME2 [4, 6].

- Jednadžbe za Diracova (11) i mezonska polja (12) se rješavaju razvojem po bazi harmoničkog oscilatora, a Poissonovu jednadžbu (13) rješavamo metodom Greenovih funkcija

RMF kod

$\rightarrow$ jednočestična nuklearna stanja i faktori zauzeća na konačnoj temperaturi !

FTRRPA



Slika: Prikaz energijskih nivoa kod RRPA

- Krećemo od RMFT rješenja za osnovno stanje od kojih gradimo čestica-šupljina (ph), ili antičestica-šupljina (αh) parove
- broj stanja je određen maksimalnom ph energijom ($\epsilon_p - \epsilon_h \leq E_{max}$), minimalnom αh energijom $\epsilon_\alpha - \epsilon_h \geq E_{min}$, te selekcijskim pravilima
- Od dobivene baze gradimo neperturbirani operator polarizacije Π^0 ili RRPA matricu

FTRRPA

RRPA jednadžbe gibanja možemo dobiti na više načina

- Jednadžba gibanja (EoM) $\rightarrow$ najjednostavniji izbor za nerelativistički RPA
- Vremenski ovisan RMF $\rightarrow$ rješavamo jednadžbu za matricu gustoće

$$i\partial_t \hat{\rho} = [\hat{h}(\hat{\rho}) + \hat{f}(t), \hat{\rho}], \tag{18}$$

uz razvoj $\hat{\rho}(t) = \hat{\rho}^0 + \delta\hat{\rho}(t)$, pri čemu je $\hat{f}$ vanjska harmonička smetnja, a $\hat{h}$ Hamiltonijan ovisan o gustoći

- Pomoću teorije linearnog odziva i funkcije polarizacije [9]

$$R(F, F; \boldsymbol{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \mathrm{Im} \Pi(F, F; \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}, \omega) \tag{19}$$

- Stanje $\left|\psi^J\right\rangle$ multipolariteta J možemo pisati kao [7]

$$\left|\psi^J\right\rangle = \sum_{p,h} (X^J_{ph} a^\dagger_p a_h - Y^J_{ph} a^\dagger_h a_p) \left|0\right\rangle . \tag{20}$$

FTRRPA

- Proton-neutron FTRRPA jednadžbe se mogu zapisati u matričnom obliku [2]

$$\begin{pmatrix} A^J_{pnp'n'} & B_{pnp'n'} \\ -B^J_{pnp'n'} & -A^J_{pnp'n'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^J_{p'n'} \\ Y^J_{p'n'} \end{pmatrix} = \omega_\nu \begin{pmatrix} X^J_{pn} \\ Y^J_{pn} \end{pmatrix}, \tag{21}$$

gdje su A i B matrični elementi rezidualne interakcije [2]

$$\begin{aligned} A^J_{pnp'n'} &= (\epsilon_P - \epsilon_H)\delta_{pp'}\delta_{nn'} \\ &\quad + V'^J_{pn'np}(\tilde{u}_p\tilde{v}_n\tilde{u}_{p'}\tilde{v}_{n'} + \tilde{v}_p\tilde{u}_n\tilde{v}_{p'}\tilde{u}_{n'})(|f_{n'} - f_{p'}|), \end{aligned} \tag{22}$$

$$B^J_{pnp'n'} = V^J_{pn'np'}(\tilde{u}_p\tilde{v}_n\tilde{v}_{p'}\tilde{u}_{n'} + \tilde{v}_p\tilde{u}_n\tilde{u}_{p'}\tilde{v}_{n'})(|f_{p'} - f_{n'}|). \tag{23}$$

- Stanja p i n označavaju protone i neutrone

- Faktori $f_{p(n)}$ označavaju vjerojatnosti zauzeća za protone i neutrone. Dani su Fermi-Dirac raspodjelom (9)
- Faktore $\tilde{u}$ i $\tilde{v}$ uvodimo kako bismo razlikovali GT$^+$ i GT$^-$ kanale, odnosno [2]

$$\tilde{u}_p = 0,\ \tilde{v}_p = 1,\ \tilde{u}_n = 1,\ \tilde{v}_n = 0,\ \ \text{kada } f_p > f_n, \tag{24}$$

$$\tilde{u}_p = 1,\ \tilde{v}_p = 0,\ \tilde{u}_n = 0,\ \tilde{v}_n = 1,\ \ \text{kada } f_p < f_n. \tag{25}$$

- Vjerojatnosti prijelaza za GT$^+$ operator računamo iz [2]

$$B_J^{T^+} = \left| \sum_{pn} (X_{pn}^J \tilde{v}_p \tilde{u}_n + Y_{pn}^J \tilde{u}_p \tilde{v}_n) \langle p| \,|T^+|\,| n\rangle \left(|f_n - f_p|\right) \right|^2, \tag{26}$$

gdje su Gamow-Teller operatori prijelaza $T^+ = \sum \boldsymbol{\sigma}\tau_+$.

Reakcije uhvata elektrona

- Uhvat elektrona na jezgri možemo opisati s

$$e^- + {}^A_Z X_N \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X^*_{N+1} + \nu_e. \tag{27}$$

Fermijevo zlatno pravilo

Udarni presjek računamo krećući od Fermijevog zlatnog pravila za prijelaz iz početnog stanja $|i\rangle$ u konačno stanje $|f\rangle$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi |\langle f| \hat{H}_W |i\rangle|^2 V \frac{E_\nu dE_\nu}{(2\pi)^3} \delta(W_f - W_i) / \frac{1}{V}, \tag{28}$$

gdje $V\frac{E_\nu dE_\nu}{(2\pi)^3}$ je broj stanja neutrina u intervalu $E_\nu \sim E_\nu + dE_\nu$, a tok elektrona je $1/V$, $\delta(W_f - W_i)$ osigurava sačuvanje energije.

- Izraz (28) usrednjimo po početnim i zbrojimo po konačnim stanjima spina, te nakon sređivanja izraza imamo

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} V^2 E_\nu^2 \frac{1}{2} \sum_{lept.spin.} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f} | \langle f | \hat{H}_W | i \rangle |^2 . \tag{29}$$

- Hamiltonijan slabe interakcije $\hat{H}_W$ možemo prikazati preko [10]

$$H_W = -\frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x \mathcal{J}_\lambda(\boldsymbol{x}) j_\lambda(\boldsymbol{x}), \tag{30}$$

gdje je $\mathcal{J}_\lambda$ nuklearna, a j_λ leptonska struja, a G konstanta vezanja

Izvodom opisanim u seminaru dolazimo do [2, 10]

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2\cos^2\theta_c}{2\pi}\frac{F(Z,E_e)}{2J_i+1}\Bigg\{&\sum_{J\geq 1}\mathcal{W}(E_e,E_\nu) \\
&\times\Big\{[1-(\hat{\boldsymbol{\nu}}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})(\boldsymbol{\beta}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})]\Big[|\langle J_f||\hat{\mathcal{T}}_J^{mag}||J_i\rangle|^2 \\
&+|\langle J_f||\hat{\mathcal{T}}_J^{el}||J_i\rangle|^2\Big]-2\hat{\boldsymbol{q}}\cdot(\hat{\boldsymbol{\nu}}-\boldsymbol{\beta}) \\
&\times\mathrm{Re}\,\langle J_f||\hat{\mathcal{T}}_J^{mag}||J_i\rangle\langle J_f||\hat{\mathcal{T}}_J^{el}||J_i\rangle^*\Big\} \\
&+\sum_{J\geq 0}\mathcal{W}(E_e,E_\nu)\{[1-\hat{\boldsymbol{\nu}}\cdot\boldsymbol{\beta}+2(\hat{\boldsymbol{\nu}}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})(\boldsymbol{\beta}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})] \\
&\times|\langle J_f||\hat{\mathcal{L}}_J||J_i\rangle|^2+(1+\hat{\boldsymbol{\nu}}\cdot\boldsymbol{\beta})|\langle J_f||\hat{\mathcal{M}}_J||J_i\rangle|^2 \\
&-2\hat{\boldsymbol{q}}\cdot(\hat{\boldsymbol{\nu}}+\boldsymbol{\beta})\mathrm{Re}\,\langle J_f||\hat{\mathcal{L}}_J||J_i\rangle\langle J_f||\hat{\mathcal{M}}_J||J_i\rangle^*\Big\}\Bigg\}.
\end{aligned}
\tag{31}
$$

- Sa $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{\nu} - \boldsymbol{k}$ smo označili razliku između impulsa neutrina i elektrona, a $\hat{\boldsymbol{\nu}}$ i $\hat{\boldsymbol{q}}$ su odgovarajući jedinični vektori. Nadalje $\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{k}/E_e$. Energija nadolazećeg elektrona je E_e, a izlaznog neutrina E_ν. Fermijeva funkcija $F(Z, E_e)$ uzima u obzir distorziju elektronskih valnih funkcija zbog kulonskog potencijala jezgre, a definirana je u [11].
- Član

$$\mathcal{W}(E_e, E_\nu) = \frac{E_\nu^2}{1 + E_e/M_T(1 - \hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \boldsymbol{\beta})}, \tag{32}$$

  uzima u obzir odboj jezgre, a M_T je masa jezgre mete. U našem računu ćemo uzeti više multipola prilikom izračuna udarnog presjeka

- Stopu uhvata računamo kao [2]

$$\lambda_{ec} = \frac{1}{\pi^2\hbar^3}\int\limits_{E_e^0}^{\infty} p_e E_e \sigma_{ec}(E_e) f(E_e, \mu_e, T) dE_e, \qquad (33)$$

  $E_e^0 = \max(|Q_{if}|, m_e c^2) \rightarrow$ minimalna energija elektrona koja dozvoljava proces uhvata, $Q_{if} = -E_{RPA} - \Delta_{np} \rightarrow \Delta_{np}$ je razlika između mase neutrona i protona, $f(E_e, \mu_e, T) \rightarrow$ Fermi-Diracova raspodjela (9) gdje je T temperatura, a μ_e kemijski potencijal elektrona

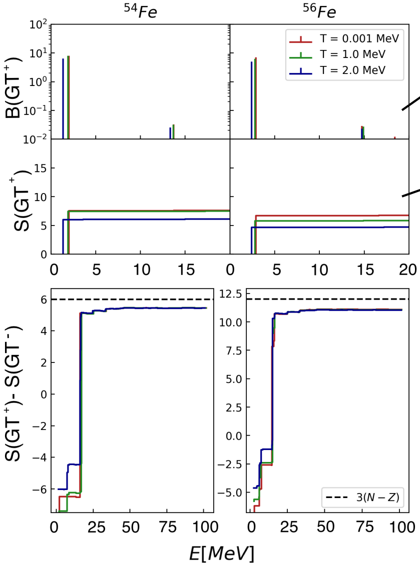
- Kemijski potencijal određujemo invertiranjem relacije [2]

$$\rho Y_e = \frac{1}{\pi^2 N_A}\left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 \int_0^{\infty} (f_e - f_{e^+}) p^2 dp, \qquad (34)$$

  gdje je ρ gustoća bariona, Y_e omjer broja elektrona i bariona, N_A je Avogadrova konstanta, a f_{e^+} je Fermi-Diracova raspodjela pozitrona (9)

Gamow-Teller prijelazi pri konačnoj temperaturi

Slika: Gamow-Teller raspodjela prijelazne snage za ^{54,56}Fe



Vrhovi na energijama $E_{RPA} = 2.42$ MeV i 14.74 MeV koji odgovaraju prijelazima $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1f_{5/2}$, te $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 2f_{5/2}$ za ^{54}Fe

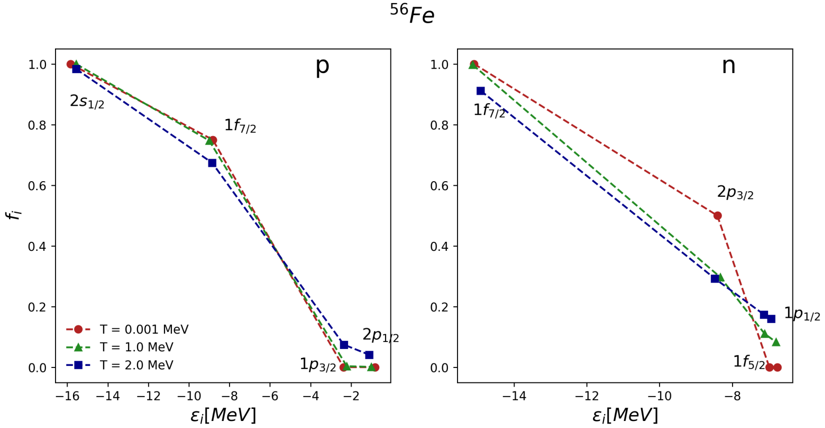
Kumulativna suma po spektru stanja

Ikeda pravilo sume

$$S(\mathrm{GT}^+) - S(\mathrm{GT}^-) = 3(N - Z),$$

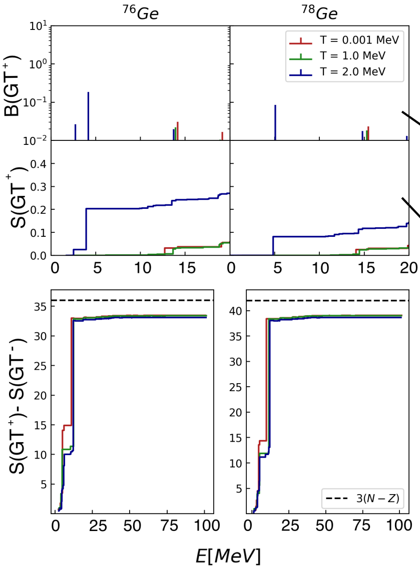
N - broj neutrona, Z - broj protona

Gamow-Teller prijelazi pri konačnoj temperaturi



Slika: Faktori zauzeća f_i protona (neutrona) izotopa ^{56}Fe u odnosu na jednočestične energije ϵ_i. Jasno vidimo utjecaj temperature koji smanjuje zauzeće stanja $1f_{7/2}$ u korist stanja $2p_{1/2}$ i $1p_{3/2}$ ($1f_{7/2}$ i $2p_{3/2}$ u korist stanja $1f_{5/2}$ i $2p_{1/2}$)

Slika: Gamow-Teller raspodjela prijelazne snage za ^{76,78}Ge

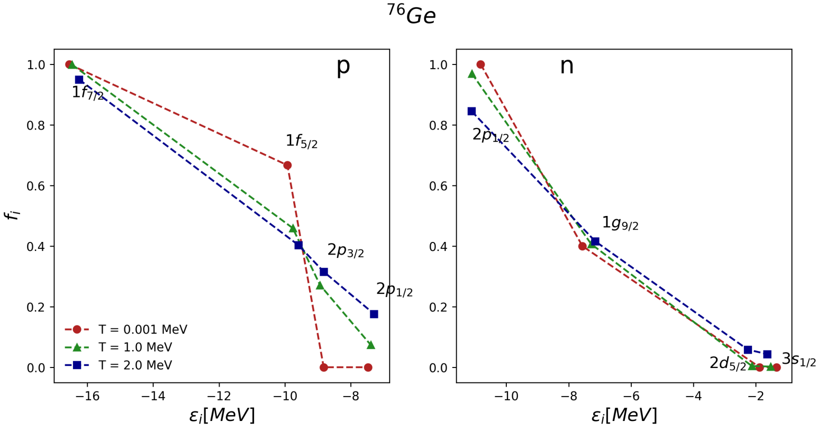


Dva vrha na E_{RPA}=2.73 MeV i 4.17 MeV kod ^{76}Ge koji odgovaraju prijelazima $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1f_{5/2}$, te $\pi 1g_{9/2} \rightarrow \nu 1g_{7/2}$. Za ^{78}Ge uočavamo jedan vrh na E_{RPA}=5.08 MeV

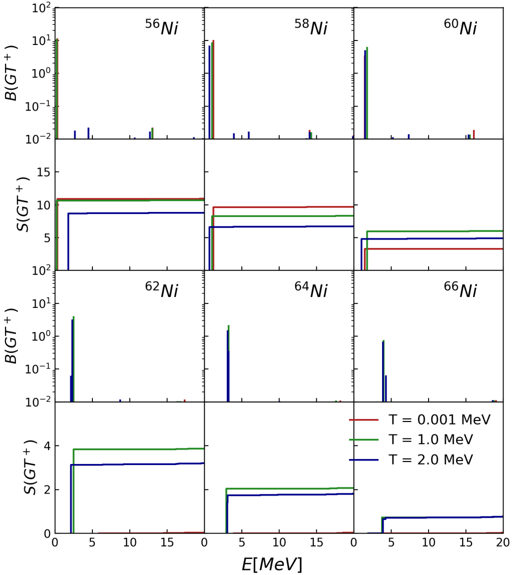
Kumulativna suma po spektru stanja

Termalno deblokiranje stanja !

Gamow-Teller prijelazi pri konačnoj temperaturi



Slika: Faktori zauzeća f_i protona (neutrona) izotopa ^{76}Ge u odnosu na jednočestične energije ϵ_i. Vidimo utjecaj temperature koji smanjuje zauzeće stanja $1f_{5/2}$ u korist stanja $2p_{3/2}$ i $2p_{1/2}$ ($2p_{1/2}$ u korist stanja $1g_{9/2}$ i $2d_{5/2}$)



Slika: Gamow-Teller raspodjela za izotope nikla na različitim temperaturama. Prikazani su GT$^+$ spektar snaga i kumulativna suma po spektru stanja $S(GT^+)$. Ikeda pravilo sume je zadovoljeno do na $\sim$ 92%. U GT$^+$ raspodjeli se jasno uočava vrh na nižim energijama koji odgovara prijelazu $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1f_{5/2}$.

Kod ^{62}Ni dolazi do nestajanja vrha na temperaturi nula

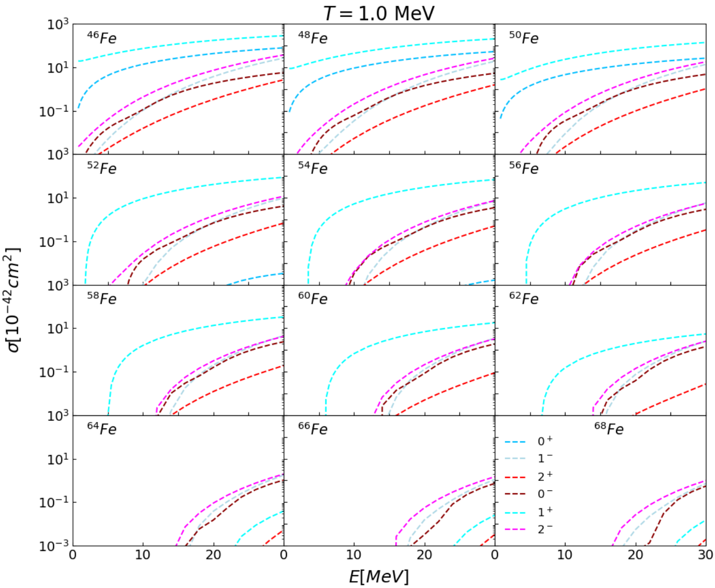
Udarni presjeci uhvata elektrona

- Rezultate ćemo predstaviti za izotope nikla, željeza i germanija
- U računu ćemo u obzir uzeti $J^\pi = 0^\pm, 1^\pm, 2^\pm$ multipolaritete, za temperature T =0.5, 1.0, 1.5 i 2.0 MeV

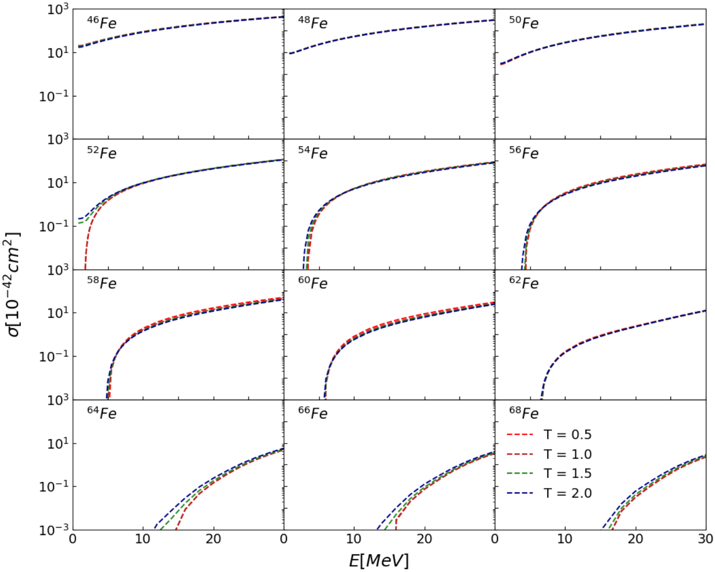
Raspon temperatura koji promatramo je iznad praga prijelaza iz superfluidnog u normalo stanje ($\sim$ 0.5 MeV), te ispod temperature gdje doprinosi Fermijevog plina nukleona postaju značajni ($\sim$ 2.5 MeV) [2]

- Ponašanje udarnih presjeka prati ponašanje Gamow-Teller prijelaza

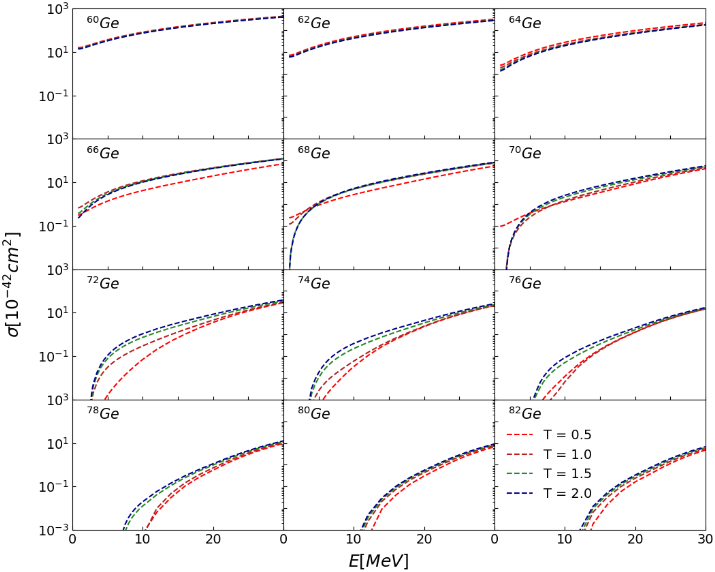
Slika: Udarni presjeci za prvih pet multipolariteta izotopa željeza



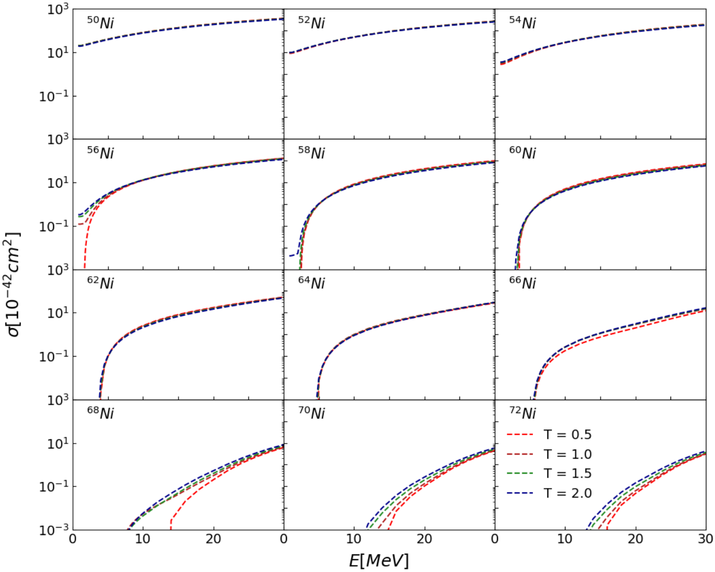
Slika: Ukupni udarni presjeci na različitim temperaturama za izotope željeza



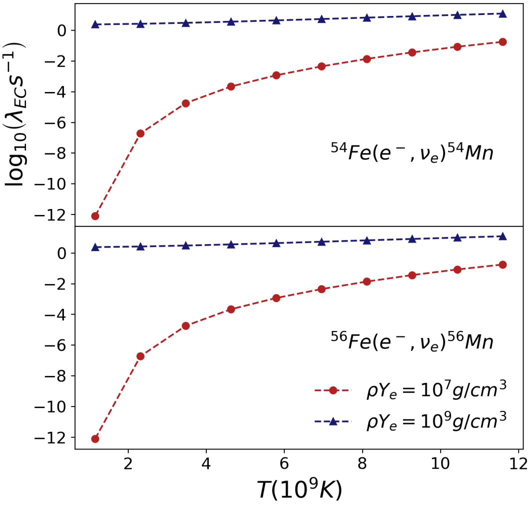
Slika: Ukupni udarni presjeci na različitim temperaturama za izotope germanija



Slika: Ukupni udarni presjeci na različitim temperaturama za izotope nikla



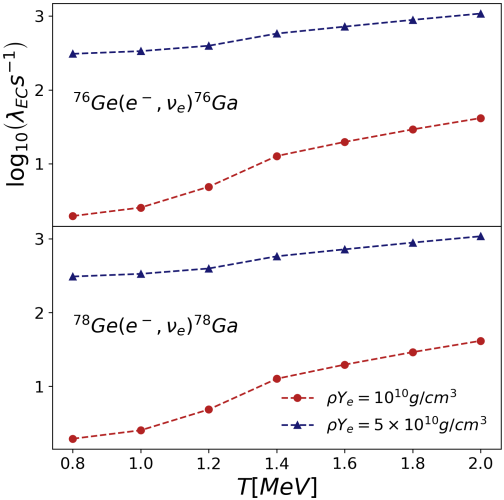
Stope uhvata za reakcije uhvata elektrona



Slika: Ovisnost logaritma stopa uhvata o temperaturi T u 10^9 K za izotope ^{54,56}Fe na gustoćama $\rho Y_e = 10^7$ g/cm^3 i $\rho Y_e = 10^9$ g/cm^3. U izračun je uključen samo 1^+ GT prijelaz.

Stope uhvata neovisne o temperaturi za dovoljno velike gustoće

Stope uhvata za reakcije uhvata elektrona



Slika: Ovisnost logaritma stopa uhvata o temperaturi T za izotope ^{76,78}Ge na gustoćama $\rho Y_e = 10^{10}$ g/cm^3 i $\rho Y_e = 5 \times 10^{10}$ g/cm^3. U izračun su uključeni $J^\pi = 0^\pm, 1^\pm, 2^\pm$ multipolariteti

Snažan skok na $\sim$ 1.4 MeV koji odgovara deblokiranju nivoa

Zaključak

- samosuglasan račun, gdje smo koristili DD-ME2 funkcional, prilikom RMF+FTRRPA izračuna
- Uočena značajna temperaturna ovisnost spektara Gamow-Teller prijelaza $\rightarrow$ dominacija 1^+ prijelaza kod izotopa željeza
- Temperaturno deblokiranje neutronskih stanja ^{76,78}Ge pri čemu Gamow-Teller prijelazi na višim temperaturama postaju mogući
- Temperaturna ovisnost udarnih presjeka pri nižim energijama upadnog elektrona $\rightarrow$ izravna posljedica efekata konačne temperature
- Udarni presjeci prate trendove GT prijelaza, a za jezgre bogatije neutronima i zabranjeni prijelazi postaju značajni
- Konzistentnost računa provjerena Ikeda pravilom sume, gdje smo za sve izračune dobili slaganje od $\sim 90\%$

Literatura

[1] H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate, J. M. Lattimer, Nucl. Phys. A 324, 487 (1979).

[2] Y. F. Niu, N. Paar, D. Vretenar, J. Meng, Phys. Rev. C 83, 045807 (2011).

[3] Y. K. Gambhir, P. Ring, A. Thimet, Annals of Physics 198, 132-179 (1990).

[4] T. Nikšić, N. Paar, D. Vretenar, P. Ring, Comp. Phys. Comm 185; 6, 1808-1821 (2014).

[5] P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. 37, 193-263 (1996).

[6] T. Nikšić, D. Vretenar, P. Finelli, P. Ring, Phys. Rev. C 66, 024306 (2002).

[7] P. G. Blunden, P. McCorquodale, Phys. Rev. C 38, 4 (1988).

[8] N. Paar, T. Nikšić, D. Vretenar, P. Ring, Phys. Rev. C 69, 054303 (2004).

[9] Z. Ma, A. Wandelt, N. V. Giai, D. Vretenar, P. Ring, L. Cao, Nucl. Phys. A 703, 222-239 (2002).

[10] J. D. Walecka, Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics, Imperial College Press, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2004).

[11] E. Kolbe, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, P. Vogel, J. Phys. G 29, 2569 (2003).

[12] E. Langanke, E. Kolbe, D. J. Dean, Phys. Rev. C 62, 032801 (2000).