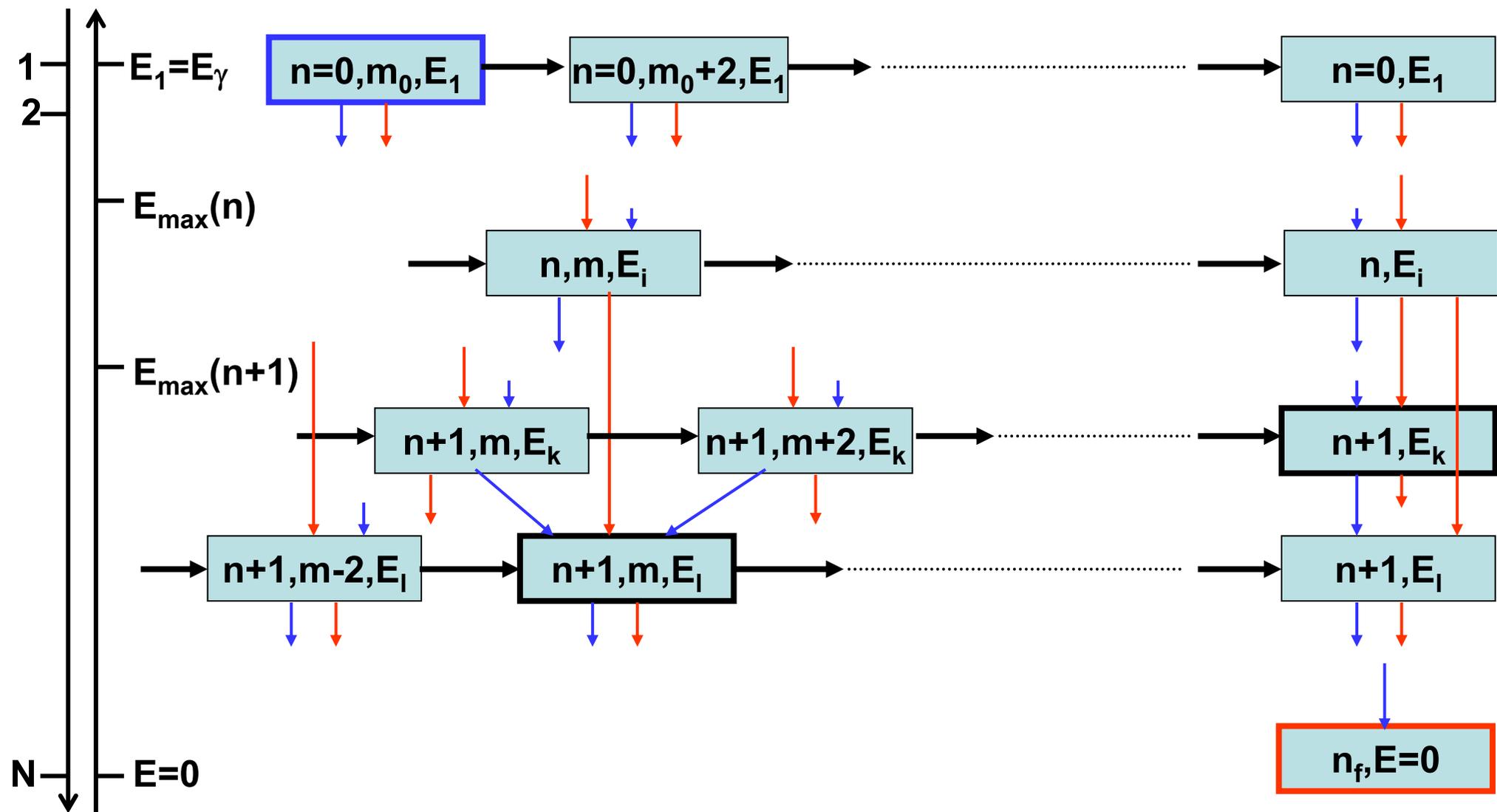


**Учет влияния структурных особенностей
гигантского дипольного резонанса
при описании фотонуклонных реакций в
рамках статистических моделей**

В.Н. Орлин

Схема распада входного состояния



$$P(n=0, m_0, E_1) = 1;$$

$$\sigma(n_f, E) = P(n_f, E=0) \sigma_{\text{abs}}(E)$$

Вероятность заселения состояния $|n+1, m, E_l\rangle$ дается выражением

$$\begin{aligned}
P(n+1, m, E_l) &= \sum_{j=p,n} \sum_{E_l < E_i \leq E_{\max}(n_j)} P(n_j, m, E_i) \hbar \lambda_j(n_j, m; E_i - E_l - B_j, E_i) \Delta E / \Gamma(n_j, m, E_i) + \\
&+ P(n+1, m-2, E_l) \Gamma^\downarrow(n+1, m-2, E_l) / \Gamma(n+1, m-2, E_l) + \\
&+ \sum_{E_l < E_k \leq E_{\max}(n+1)} P(n+1, m, E_k) \hbar \lambda_\gamma(n+1, m; E_k - E_l, E_k) \Delta E / \Gamma(n+1, m, E_k) + \\
&+ \sum_{E_l < E_k \leq E_{\max}(n+1)} P(n+1, m+2, E_k) \hbar \lambda_\gamma(n+1, m+2; E_k - E_l, E_k) \Delta E / \Gamma(n+1, m+2, E_k).
\end{aligned}$$

Для вероятности заселения равновесного состояния $|n+1, E_k\rangle$ имеем

$$\begin{aligned}
P(n+1, E_k) &= P(n+1, \bar{m}_k, E_k) + \\
&+ \sum_{j=p,n} \sum_{E_k < E_i \leq E_{\max}(n_j)} P(n_j, E_i) \hbar \lambda_j^{\text{pab}}(n_j; E_i - E_k - B_j, E_i) \Delta E / \Gamma^{\text{pab}}(n_j, E_i) + \\
&+ \sum_{E_k < E_i \leq E_{\max}(n+1)} P(n+1, E_i) \hbar \lambda_\gamma^{\text{pab}}(n+1; E_i - E_k, E_i) \Delta E / \Gamma(n+1, E_i),
\end{aligned}$$

где $\bar{m}_k \approx 0.4\sqrt{aE_k}$ — среднее число экситонов в равновесном состоянии при энергии E_k .

1. Учет изоспиновых эффектов

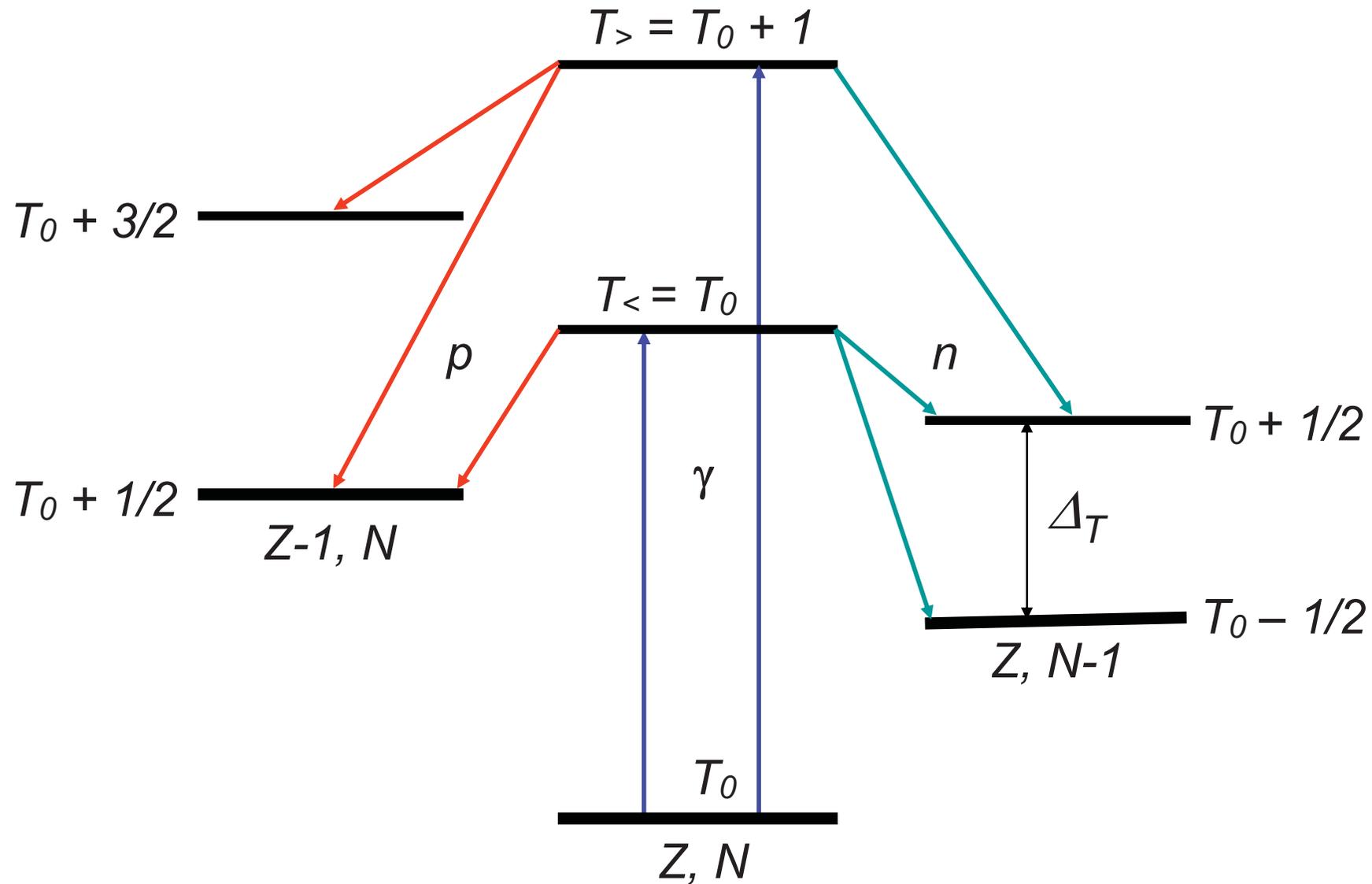


Схема возбуждения и распада $T_{<-}$ и $T_{>-}$ -состояний ГДР в ядре $\{Z, N\}$.

В статистических моделях для описания скорости нуклонного распада m -экситонного состояния обычно используется соотношение вида

$$\lambda_j(m, \varepsilon, E) = \frac{2s + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(m-1, U)}{\omega(m, E)},$$

полученное с помощью принципа детального равновесия (где s , μ и $\sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon)$ — спин, приведенная масса и сечение обратной реакции для испускаемого в континуум нуклона типа j с энергией ε , $\omega(m, E)$ — плотность m -экситонных состояний с энергией возбуждения E , $U = E - B_j - \varepsilon$ — энергия возбуждения остаточного ядра.)

Пусть $A(T)$ — начальное состояние системы со статистическим весом $G_A = \omega(m; E, T)$ и $B(T')$ — конечное состояние с весом $G_B = \omega(m-1; U, T') V (2s + 1) / (2\pi^2 \hbar^3) \sqrt{2\mu^3 \varepsilon}$ (V — объем, в который заключена система, $T = T_0, T_0 + 1$ и $T' = T'_0, T'_0 + 1$).

Из принципа детального равновесия следует, что

$$P(A \rightarrow B)G_A = P(B \rightarrow A)G_B$$

Вероятность перехода $B \rightarrow A$ в 1 ед. времени может быть представлена в виде

$$P(B \rightarrow A) = V^{-1} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\mu}} \sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(m; E, T)}{\omega(m, E)} f_{B,A}^2(T' \rightarrow T),$$

где $f_{B,A}^2(T' \rightarrow T)$ — доля состояний $|m; E, T\rangle$, обусловленных взаимодействием налетающего нуклона со состояниями $|m-1; U, T'\rangle$.

В итоге для скорости распада состояний $|m; E, T\rangle$ получаем

$$\lambda_j(m; \varepsilon, E, T) = \sum_{T'} P(A \rightarrow B) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon) \sum_{T'} \frac{\omega(m-1; U, T')}{\omega(m, E)} f_{B,A}^2(T' \rightarrow T).$$

При распаде $T_{<}$ -состояний ($T = T_0$) эта формула приближенно сводится к стандартному выражению для скорости нуклонного распада, так как

$$\omega(m-1; U, T_0') \gg \omega(m-1; U, T_0'+1) \quad \text{и} \quad f_{B,A}^2(T_0' \rightarrow T_0) \approx 1.$$

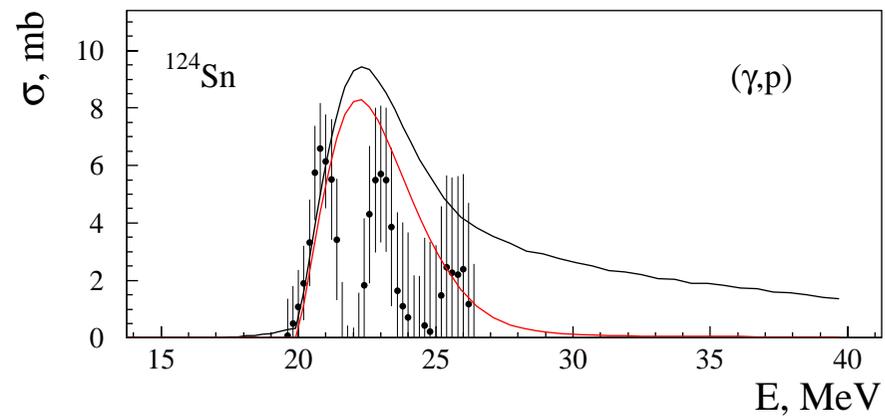
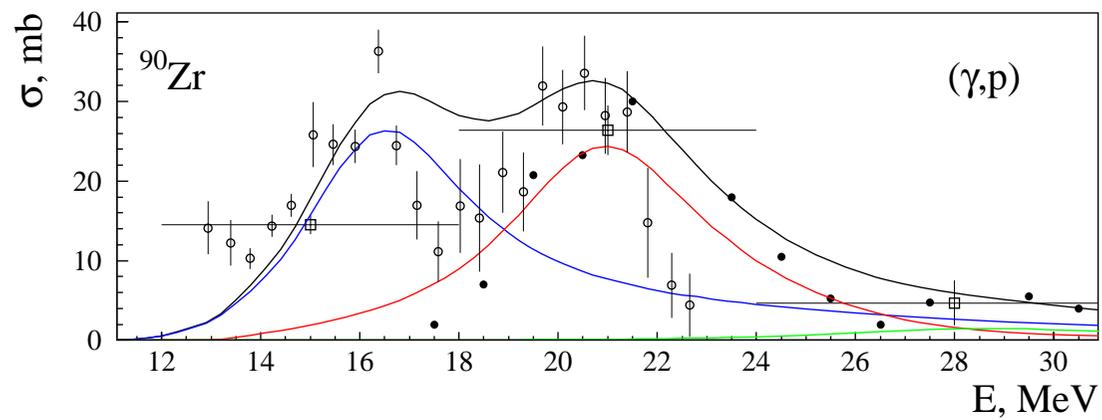
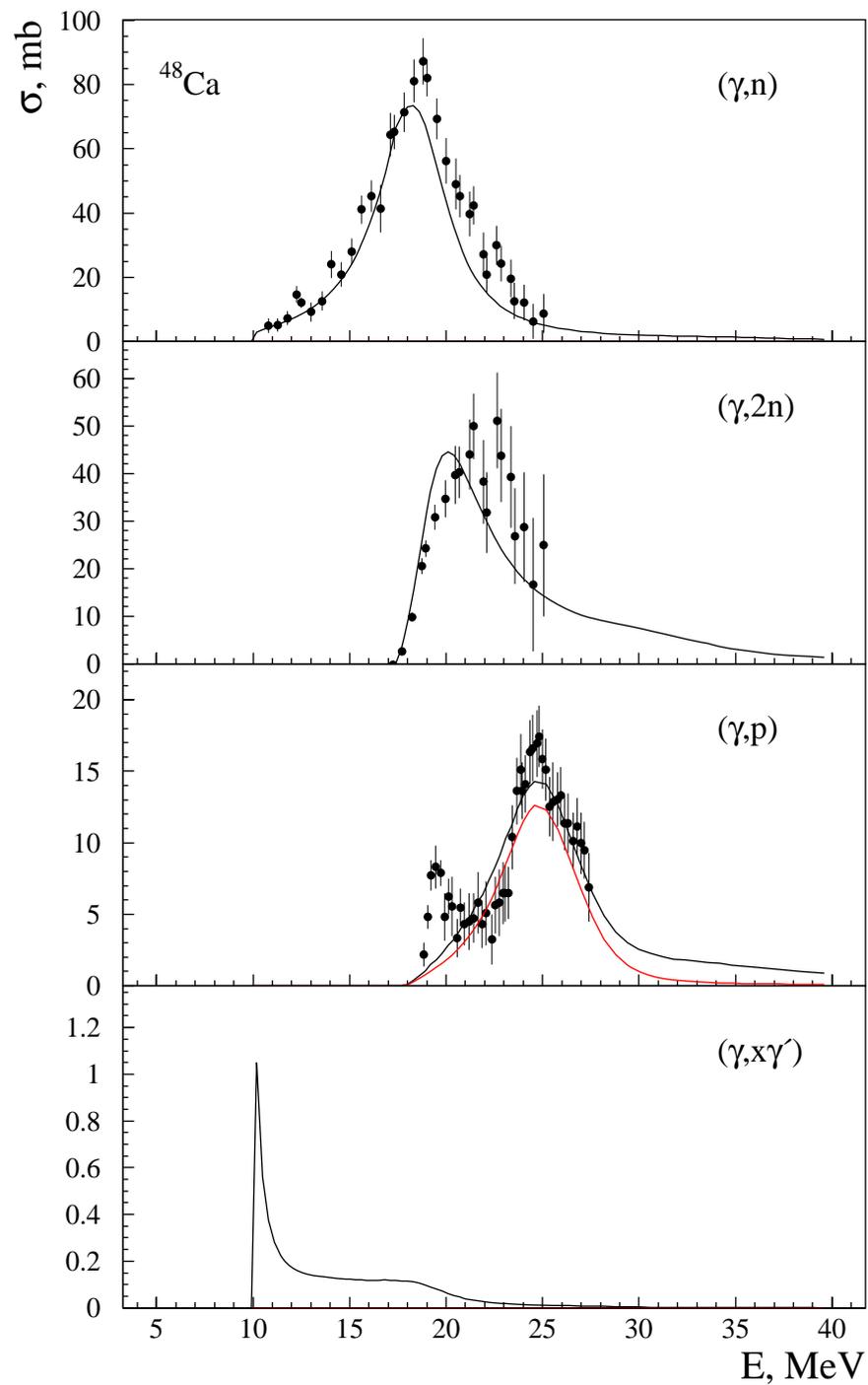
Аналогичная ситуация имеет место при протонном распаде $T_{>}$ -состояний. При нейтронном распаде в $T_{<}$ -канале доступны только $T' = T_0'+1$ ($T_{<}'$) состояния конечного ядра, как для прямых, так и для обратных переходов, при этом $f_{B,A}^2(T_0' \rightarrow T_0+1) \approx 1$ и

$$\lambda_j(m; \varepsilon, E, T_0+1) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_j^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(m-1; U, T_0'+1)}{\omega(m, E)}.$$

Плотность $T_{<}'$ -состояний конечного ядра может быть аппроксимирована выражением

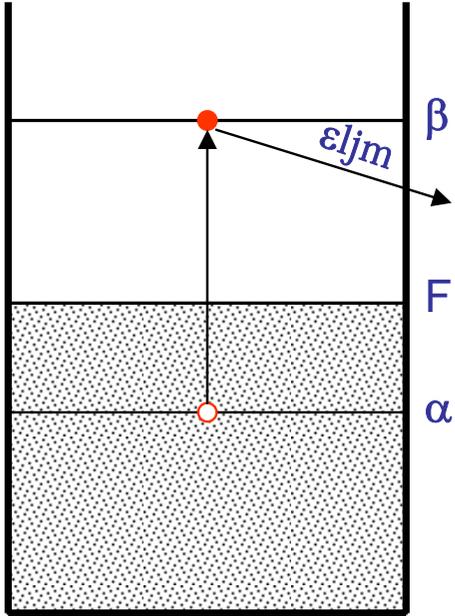
$$\omega(m-1; U, T_0'+1) \approx \omega(m-1; U - E_{T_0'+1}^{(1)}),$$

где $E_{T_0'+1}^{(1)}$ — энергия первого возбужденного уровня с изоспином $T_0'+1$ в конечном ядре.



На рисунках красной линией показан вклад $T_{>}$ -компоненты реакции (γ, p) , синей линией — $T_{<}$ -компоненты.

2. Эмиссия нуклонов из ГДР



В оболочечной модели ГДР трактуется, как когерентная суперпозиция $1p1h$ -состояний $|\alpha^{-1}\beta\rangle$, где $|\beta\rangle = \sum_{lj \in \beta} c_{lj}^2 |Nljm\rangle$ — одночастичное состояние с определенной проекцией углового момента на ось симметрии ядра (например, в потенциале Нильссона).

Скорость распада ГДР при энергии E с вылетом из ядра нуклона с энергией ε может быть представлена в виде

$$\lambda_{\text{дип}}(E, \varepsilon) = \sum_{\alpha^{-1}\beta} P_{\alpha^{-1}\beta} \sum_{lj \in \beta} c_{lj}^2 \lambda(\alpha^{-1}\beta; E, \varepsilon l j m),$$

где $P_{\alpha^{-1}\beta}$ — вероятность $E1$ -возбуждения конфигурации $\alpha^{-1}\beta$,

$$\lambda(\alpha^{-1}\beta; E, \varepsilon l j m) = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu \varepsilon \sigma_{ljm}^{\text{обр}}(\varepsilon) \frac{\omega(\alpha^{-1}, U)}{\omega(\alpha^{-1}, l j m; E)}$$

— скорость распада конфигурации $|\alpha^{-1}\beta; E\rangle$ с испусканием $\varepsilon l j m$ -нуклона,

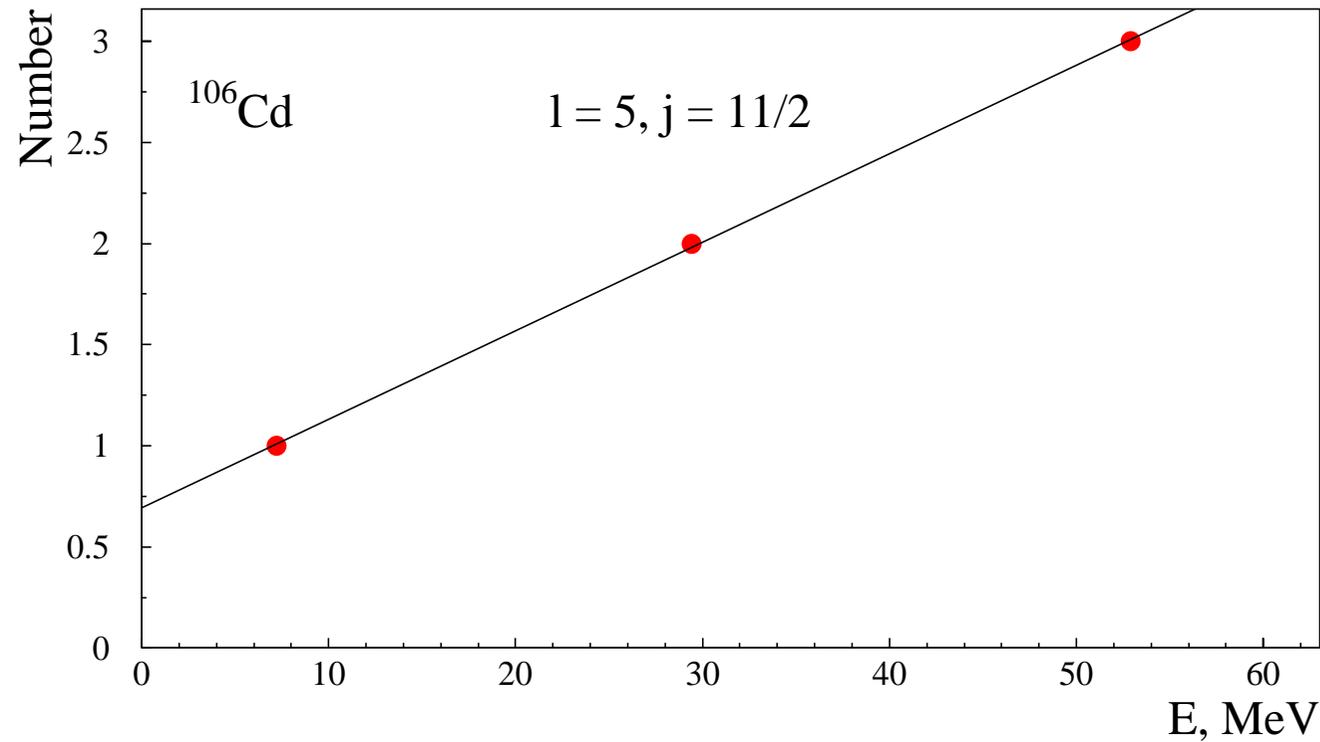
$\sigma_{ljm}^{\text{обр}}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 T_{lj}(\varepsilon)$ — сечение поглощения $\varepsilon l j m$ -нуклона,

$$\omega(\alpha^{-1}, U) = \frac{1}{2} \left[\arctg \frac{2(\varepsilon_F - U)}{\Gamma_\alpha} + \arctg \frac{2U_\alpha}{\Gamma_\alpha} \right]^{-1} \frac{\Gamma_\alpha}{U - U_\alpha^2 + \frac{1}{4}\Gamma_\alpha^2}$$

— плотность распределения дырки α^{-1} ($U = E - B_{\text{пор}} - \varepsilon$ — энергия конечного состояния),

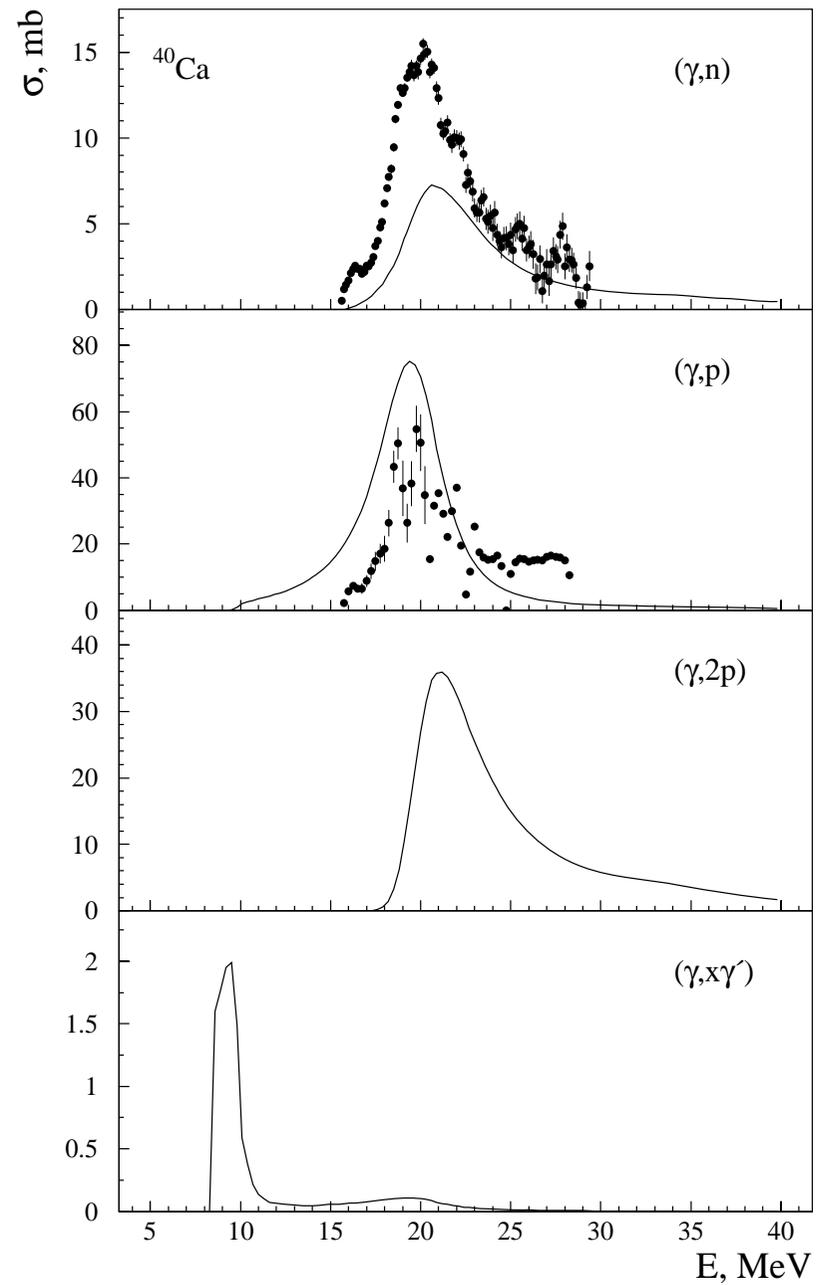
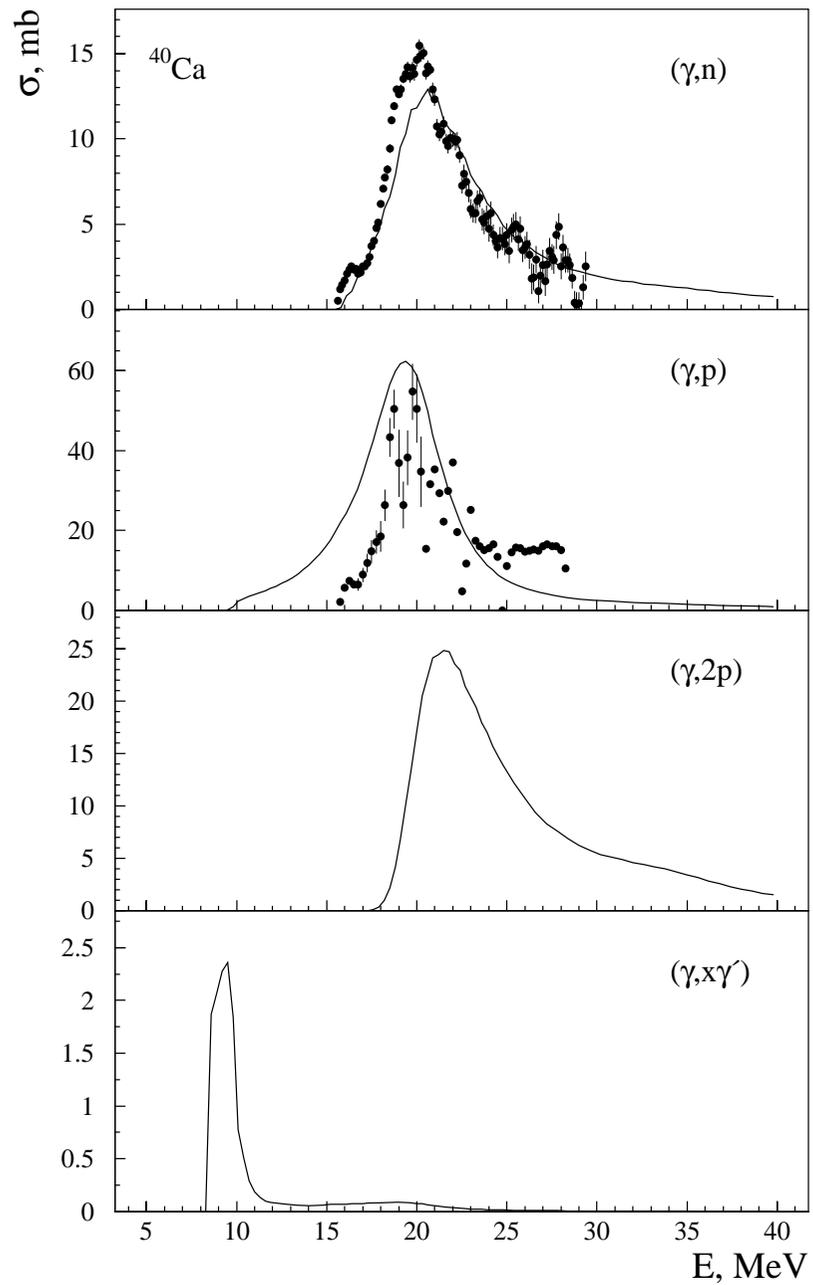
$$\omega(\alpha^{-1}, ljm; E) = \int_0^{E-B_{\text{пор}}} \omega_{ljm}(\varepsilon) \omega(\alpha^{-1}, E - B_{\text{пор}} - \varepsilon) d\varepsilon$$

— полная плотность ядерных конфигураций $|\alpha^{-1}, ljm\rangle$ при энергии E , $\omega_{ljm}(\varepsilon)$ — полная плотность ljm -состояний, на которые может захватываться нуклон с энергией ε .

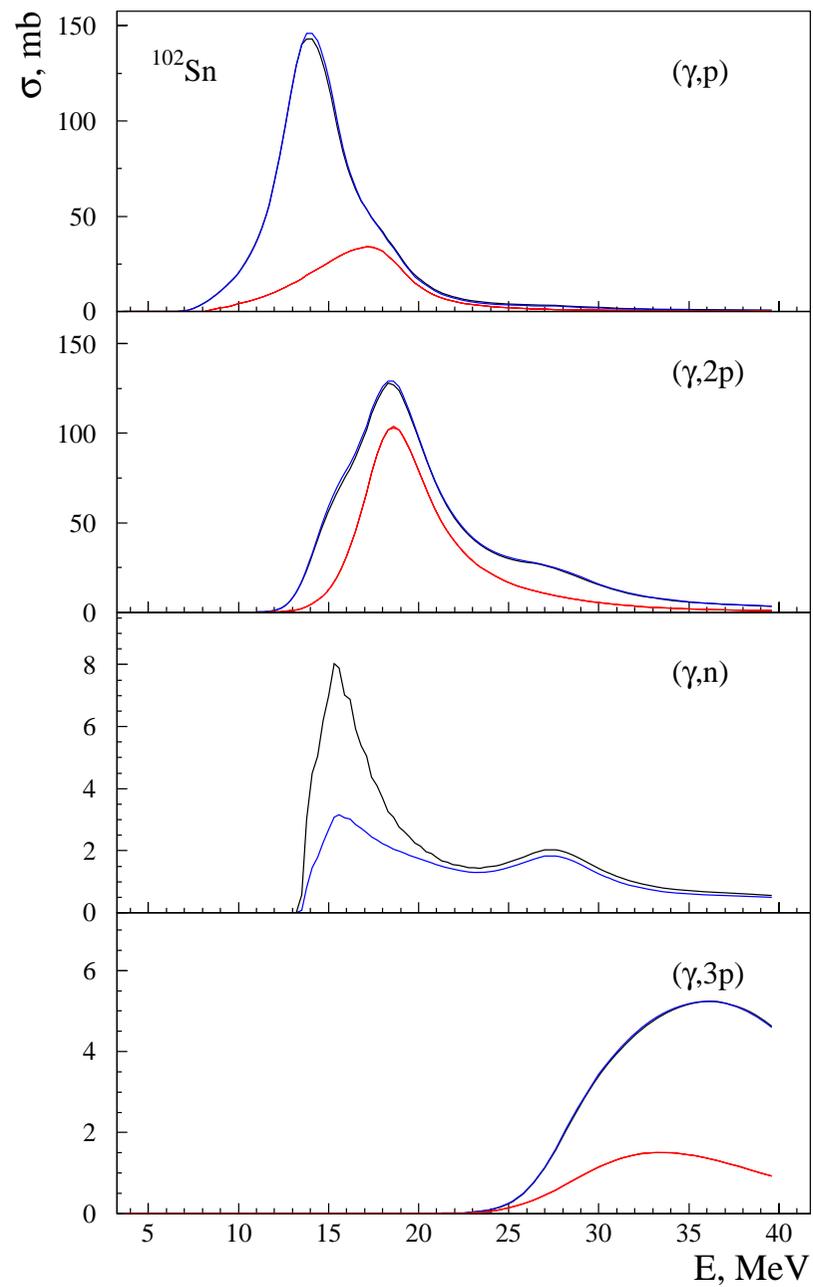
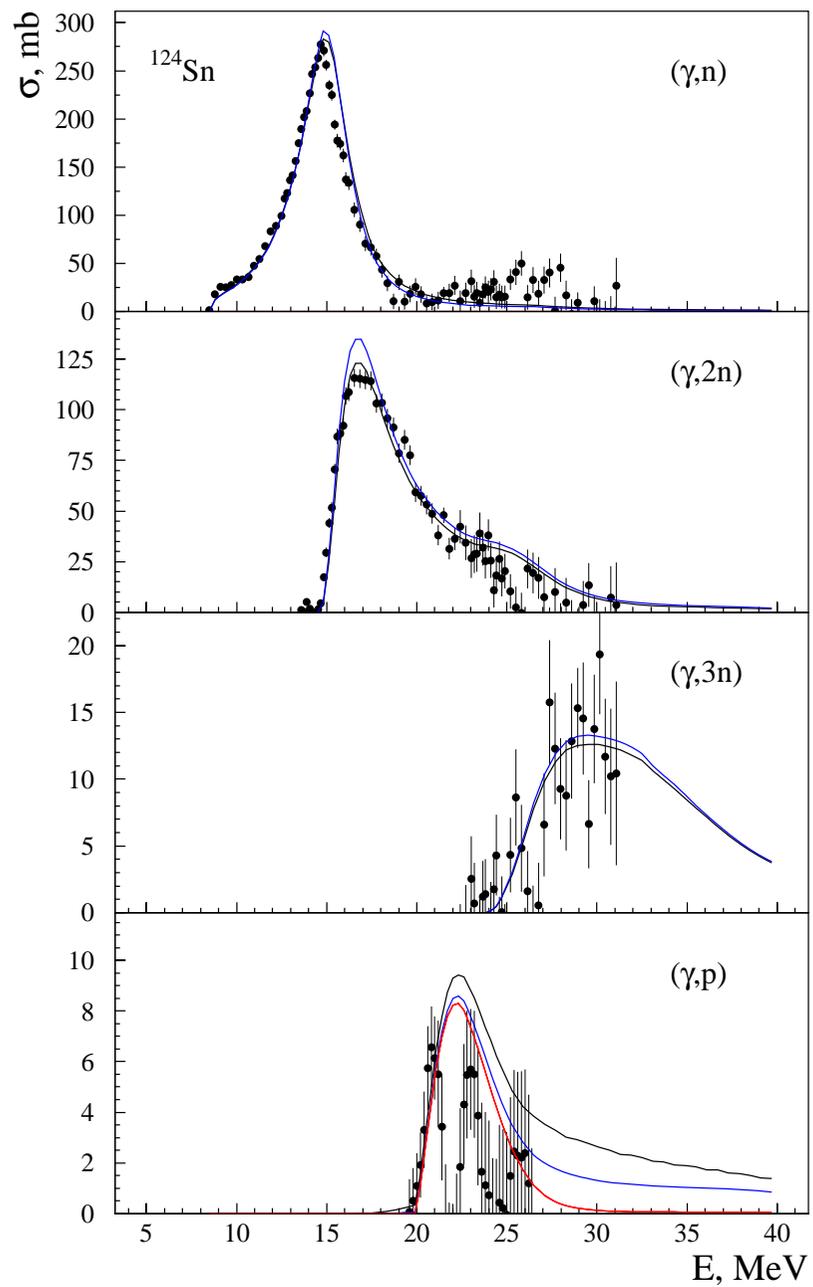


Изменение числа ljm -уровней выше поверхности Ферми в ядре ^{106}Cd (красные кружки) с ростом энергии возбуждения. Эти данные аппроксимированы прямой линией $N_{lj}(E) = a_{lj} + b_{lj}E$.

Для каждого ядра плотности одночастичных уровней $\omega_{ljm}(\varepsilon)$ аппроксимировались соответствующими константами b_{lj} .



Слева — расчет с учетом структуры входного состояния, справа — без ее учета.



Черные кривые — фактор структуры учтен, синие — нет, красные — $T_{>}$ -компонента.

Выводы

- Чтобы корректно описать фотонуклонные реакции на средних и тяжелых ядрах, необходимо учитывать изоспиновые эффекты, так как, из-за сохранения изоспина, $T_{>}$ -компонента ГДР распадается преимущественно по протонному каналу.
- Учет структурных особенностей входного дипольного состояния играет существенную роль при описании фоторасщепления протоно-избыточных средних и тяжелых ядер, близких к границе β -стабильности.
- Расчеты показывают, что фотонный канал распада оказывает значительное влияние на процесс испарения нуклонов на заключительной стадии реакции.

Спасибо за внимание!