

JAERI-M

6380

評価済み核データライブラリーJENDL-0の編集

1976年2月

中川庸雄

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

評価済み核データライブラリー-JENDL-0の編集

日本原子力研究所東海研究所物理部

中川庸雄

(1976年1月8日受理)

日本の評価済み核データライブラリー-JENDLの0次版を作成した。その手順と、断面積データのグラフを示す。データを格納するフォーマットとしてENDF/Bフォーマットを採用した。またENDF/BフォーマットにVogt型共鳴パラメータのためのフォーマットを追加したのでそのフォーマットを示す。

Compilation of the Evaluated Nuclear  
Data Library, JENDL-0

Tsuneo NAKAGAWA

(Received January 8, 1976)

JENDL-0, the zeroth version of Japanese Evaluated Nuclear Data Library, has been compiled. The process of its compilation is described. The cross-section data are shown in graphs.

The data are stored in ENDF/B format. A format for Vogt-type resonance parameters was added to ENDF/B format.

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. JENDL-0 の作成方針 .....	1
3. JENDL-0 の作成手順 .....	2
4. JENDL-0 の格納核種と核反応名 .....	6
5. 謝 辞 .....	6
参考文献	
Appendix 1. 磁気テープ .....	12
Appendix 2. Vogt 型共鳴パラメータ .....	12
Appendix 3. グラフ .....	17

## 1. はじめに

日本の評価済み核データライブラリー-JENDL (Japaness Evaluated Nuclear Data Library) の0次版作成を行なった。JENDLはその1次版が現在作られつつあり51年3月には完成の予定になっている。今回作成された0次版は高速炉用炉定数JAERI-FASTセットの基になった核データをENDF/B型のフォーマットにまとめたものである。

以下2章ではJENDL-0作成の方針について述べ、データ格納に際してなされたENDF/Bフォーマットの修正、データの修正、そしてそれらの作業に関連する技術的問題については3章で述べる。JENDL-0に格納された15核種については4章で述べ、断面積データのグラフをAppendix 3に示す。

JENDL-0ではVogt型共鳴パラメータを格納する必要性からENDF/Bフォーマットを修正してVogt型共鳴パラメータ用のフォーマットを作成した。この点については3章とAppendix 2で述べる。

## 2. JENDL-0の作成方針

JENDL-0作成の主たる目的は今後作られていくJENDL-1のために、データフォーマットを検討し、データ編集の経験を積むことにある。JENDL-0作成に当たっては次の方針が立てられた。

1. データのフォーマットはENDF/Bフォーマットとする。実際のデータ格納においてENDF/Bフォーマットに不便が生じた場合はフォーマットの修正を行なう。
2. 格納するデータは高速炉用炉定数JAERI-FASTセットを作成する際に使われたデータ(以後原データと呼ぶ)とする。

元来評価済み核データライブラリー作成の作業はそれに入れるデータを評価することから始められるべきであるが、JENDL-0の作成目的から考えてその作業は省き、単に2の方針で述べた原データを入れることにしたものである。しかし次章で述べるように、ENDF/B型のフォーマットに格納するために一部データの修正がなされた。例えば、共鳴パラメータ、二次中性子のスペクトル、弾性散乱の角度分布データなどがそれである。

JENDLのフォーマットは使用経験の深いENDF/Bフォーマット<sup>4,5)</sup>を採用することとしたが、このフォーマットで作られたデータのための処理コードは現在までにかなり作成されており原研でもそのうちのいくつかが使えるようになっている<sup>6,7,8,9)</sup>。しかし、このフォーマットでは格納できないデータもあり、必要に応じてフォーマットの修正が必要になると思われる。JENDL-0においては共鳴パラメータの格納に当たって、フォーマットが修正された。

## 1. はじめに

日本の評価済み核データライブラリー-JENDL (Japaness Evaluated Nuclear Data Library) の0次版作成を行なった。JENDLはその1次版が現在作られつつあり51年3月には完成の予定になっている。今回作成された0次版は高速炉用炉定数JAERI-FASTセットの基になった核データをENDF/B型のフォーマットにまとめたものである。

以下2章ではJENDL-0作成の方針について述べ、データ格納に際してなされたENDF/Bフォーマットの修正、データの修正、そしてそれらの作業に関連する技術的問題については3章で述べる。JENDL-0に格納された15核種については4章で述べ、断面積データのグラフをAppendix 3に示す。

JENDL-0ではVogt型共鳴パラメータを格納する必要性からENDF/Bフォーマットを修正してVogt型共鳴パラメータ用のフォーマットを作成した。この点については3章とAppendix 2で述べる。

## 2. JENDL-0の作成方針

JENDL-0作成の主たる目的は今後作られていくJENDL-1のために、データフォーマットを検討し、データ編集の経験を積むことにある。JENDL-0作成に当たっては次の方針が立てられた。

1. データのフォーマットはENDF/Bフォーマットとする。実際のデータ格納においてENDF/Bフォーマットに不便が生じた場合はフォーマットの修正を行なう。
2. 格納するデータは高速炉用炉定数JAERI-FASTセットを作成する際に使われたデータ(以後原データと呼ぶ)とする。

元来評価済み核データライブラリー作成の作業はそれに入れるデータを評価することから始められるべきであるが、JENDL-0の作成目的から考えてその作業は省き、単に2の方針で述べた原データを入れることにしたものである。しかし次章で述べるように、ENDF/B型のフォーマットに格納するために一部データの修正がなされた。例えば、共鳴パラメータ、二次中性子のスペクトル、弾性散乱の角度分布データなどがそれである。

JENDLのフォーマットは使用経験の深いENDF/Bフォーマット<sup>4,5)</sup>を採用することとしたが、このフォーマットで作られたデータのための処理コードは現在までにかなり作成されており原研でもそのうちのいくつかが使えるようになっている<sup>6,7,8,9)</sup>。しかし、このフォーマットでは格納できないデータもあり、必要に応じてフォーマットの修正が必要になると思われる。JENDL-0においては共鳴パラメータの格納に当たって、フォーマットが修正された。

### 3. J ENDL-0 の作成手順

この章ではJAERI-FASTセットの原データからENDF/BフォーマットのJ ENDL-0を作る過程と、その際になされたデータの修正、コードの作成、そしてフォーマットの修正について述べる。

図1はJ ENDL-0作成の手順を示したものである。JAERI-FASTセットの原データはENDF/AフォーマットかUKNDLフォーマットになっている。従ってJ ENDL-0作成の作業はデータのフォーマット変換がその大部分を占めることになる。

原データはデータの形態から3つに分けられる。第1はENDF/Aフォーマットのデータ、第2はUKNDLフォーマットのデータ第3は共鳴パラメータである。最後の共鳴パラメータは分離共鳴パラメータと非分離領域の断面積を再現するように統計的手法で発生させた1核種あたり数万本に及ぶ共鳴パラメータを数本の磁気テープに格納したものである。

作業を分類すると以下の5つになる。

- (1) UKNDLフォーマットのデータをENDF/Bフォーマットに変換する。
- (2) ENDF/AフォーマットのデータをENDF/Bフォーマットに変換する。
- (3) 共鳴パラメータをENDF/Bフォーマットに変換する。
- (4) それらのデータを編集して一つのファイルとしてまとめる。
- (5) ファイルのフォーマットの間違いをテストする。

各作業について以下で説明をする。特に(3)の作業においてはENDF/Bフォーマットでは許されていないVogt型のパラメータが格納できるようにENDF/Bフォーマットに修正を加えた点について説明する。

#### 3.1 UKNDLフォーマットからENDF/Bフォーマットへの変換

既存のコード"UKT $\bar{O}$ A"<sup>11)</sup>を使用してENDF/Aフォーマットへの変換を行なった。この結果は次に説明するENDF/AフォーマットをENDF/Bフォーマットに変換するコード"SALLY"によりENDF/Bフォーマットに変換される。

#### 3.2 ENDF/AフォーマットからENDF/Bフォーマットへの変換

ENDF/AフォーマットからENDF/Bフォーマットへフォーマットを変換するために新たにコード"SALLY"<sup>12)</sup>を作成した。

ENDF/AからENDF/Bへのフォーマット変換は、次に述べる2つの場合を除き、方法の上でも精度の上でも問題はない。

##### (1) threshold 反応データの変換

原データがthresholdエネルギー点から与えられていない場合はその反応のQ値からthresholdエネルギー $E_r$ (実験室系)を次式で計算し、

$$E_r = \frac{A+1}{A} (-Q)$$



A; 中性子の質量を1としたときの標的核の質量

$E_r$  のエネルギーで

$$\sigma_r(E_r) = 0.0$$

とした。そのためデータ点の間を与える内挿には断面積方向が対数内挿になるような内挿が許されなくなる。もし原データで断面積方向に対数内挿が使われている場合はそれを直線内挿に直した。

## (2) 二次中性子のエネルギー・スペクトル

このデータに関しては ENDF/A と ENDF/B フォーマットの間にかかなりの差がある。そのため、データを ENDF/B フォーマットで定義されている evaporation spectrum または simple fission spectrum の式に fitting し、核の温度  $\theta(E)$  を決定した。

• evaporation spectrum

$$f(E \rightarrow E') = \frac{E'}{I} e^{-E'/\theta(E)}$$

$$I \equiv \theta^2 \left[ 1 - e^{-(E-U)/\theta} \left( 1 + \frac{E-U}{\theta} \right) \right]$$

$\theta$ ; 核の温度

$U$ ; 定数 ( $0 \leq E' \leq E-U$ )

• simple fission spectrum

$$f(E \rightarrow E') = \frac{\sqrt{E'}}{I} e^{-E'/\theta(E)}$$

$$I \equiv \theta^{3/2} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf} \left( \sqrt{(E-U)/\theta} \right) - \sqrt{(E-U)/\theta} e^{-(E-U)/\theta} \right]$$

$\theta, U$ ; evaporation spectrum 参照

fitting の結果  $\theta$  は 0.01% 以内の精度で決定された。

## 3.3 共鳴パラメータの変換

原データに共鳴パラメータが与えられている核種は表1に示した  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  と  $^{240}\text{Pu}$  の4核種である<sup>2)</sup>。原データでは分離共鳴領域に対する共鳴パラメータの他に、いわゆる非分離共鳴領域に対して500 eV巾での平均断面積を再現する様に統計的手法で作られた数万本におよぶ共鳴レベルのパラメータが含まれている。原データの共鳴パラメータを ENDF/B フォーマットにするには2つの問題がある。その1つは共鳴レベルの数が多すぎることであり、もう1つはそれらの共鳴パラメータは高野によって導かれた Vogt 型のパラメータ<sup>14)</sup>であり、ENDF/B フォーマットで許されている4つの型 (Breit-Wigner の single level 型, Breit-Wigner の multilevel 型, Rich-Moore 型, Adler-Adler 型) のいずれ

でもないことである。これらの問題点は以下で述べる様に非分離領域の共鳴パラメータを平均して数を減すことで、また Vogt 型の共鳴パラメータについてはそのためのフォーマットを作ることによって解決した。

なお、ポテンシャル散乱断面積を与える散乱核半径の値は全核種に対して与えた。その値は表 3 に示されている。

#### A. 非分離領域の共鳴パラメータ

統計的手法で作られている共鳴パラメータを 500 eV 巾で平均し  $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ ,  $\langle \Gamma_f \rangle$ ,  $\langle \Gamma_f \rangle$ ,  $\langle \Gamma_{\text{comp}} \rangle$  と D を入射中性子の角運動量  $l$  と全角運動量 J 毎に決定した。ここで  $\langle \Gamma_{\text{comp}} \rangle$  は競争過程（通常は非弾性過程）の巾である。D は平均のレベルスペーシングである。平均の結果は ENDF/B フォーマットで許されているエネルギー依存の非分離共鳴パラメータとして JENDL-0 に格納した。

#### B. Vogt 型共鳴パラメータの格納

共鳴断面積を計算する Vogt の式では一つの共鳴レベル  $E_\lambda$  に対して  $\Gamma_\lambda$ ,  $\Gamma_{\lambda n}$ ,  $\Gamma_{\lambda f}$ ,  $\Gamma_{\lambda r}$  の他に核分裂断面積において干渉をおこす別の共鳴レベル  $E_{\lambda'}$  との関係を表わすパラメータ  $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  が必要である。 $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  を一本一本のレベルに対応する量にするため次の変換をすることができる<sup>2, 15)</sup>。

$$\cos \theta_{\lambda\lambda'} = \frac{\sum_c \epsilon_{\lambda c} \epsilon_{\lambda' c}}{\epsilon_{\lambda c} \epsilon_{\lambda' c}}$$

$$\sum_c |\epsilon_{\lambda c}|^2 = 1$$

ここで c は核分裂チャンネルの数を示す。原データは共鳴レベル  $E_\lambda$  に対して上記の  $\epsilon_{\lambda c}$  が与えられている。データを格納するためには  $\cos \theta_{\lambda\lambda'}$  より  $\epsilon_{\lambda c}$  の方が便利であるので  $\epsilon_{\lambda c}$  を使って Vogt 型の共鳴パラメータを格納するフォーマットを作成した。

図 2 がそのフォーマットである。 $\epsilon_{\lambda c}$  を使って断面積を計算する式は Appendix 2 に示す。JENDL-0 のデータのうちこのフォーマットを使用して共鳴パラメータが格納されたのは  $^{235}\text{U}$  と  $^{239}\text{Pu}$  の 2 核種である。他の  $^{238}\text{U}$  と  $^{240}\text{Pu}$  では Breit-Wigner の multilevel 型のフォーマットを使用した。実際に  $\epsilon_{\lambda c}$  が与えられたレベルは表 2 に示した低エネルギー側の数本だけである。

### 3.4 データの編集

上記 3.1 から 3.3 の過程で作られた ENDF/B フォーマットのデータを編集する最終段階ではデータ処理のためのコード "CRECTJ"<sup>18)</sup> を作成した。このコードは ENDF/B フォーマットのデータの修正、演算、データの編集などを行なうコードである。

CRECTJ を使用して行なった処理を以下に述べる。

#### A. 共鳴領域の background データと共鳴以下の領域におけるデータ

共鳴パラメータを与えた  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  の 4 核種における全断面積、弾性散乱断面積、捕獲断面積と核分裂断面積に対しては表 1 に示した共鳴領域の background データ（共鳴パラメータからの計算値を補正する量）をすべて零とした。

JAERI-FASTセットのエネルギー下限は共鳴領域の下限0.215 eVに等しい。しかし原データが0.215 eV以下まで与えられている場合は原データをそのままJENDL-0に格納した。上記4核種以外の核種に対しても同様の処置をとった。

#### B. データの修正

CRECTJを使用して次に示す修正を行なった。

(1) total inelastic cross section の追加

$$\sigma_{inel}(E) = \sum_{i=1}^N \sigma_{inel}^i(E)$$

$\sigma_{inel}^i(E)$ ; i 番目のレベルへの inelastic cross section

(2) neutron disappearance cross section の追加

$$\sigma_{disap}(E) = \sigma_{capture}(E) + \sigma_{n,p}(E) + \sigma_{n,d}(E)$$

+ (その他中性子入射反応後中性子以外の粒子が出る反応の断面積)

(3) non-elastic scattering cross section の追加

$$\sigma_{nonel}(E) = \sigma_{inel}(E) + \sigma_{n,2n}(E) + \sigma_{n,3n}(E) + \sigma_{disap}(E)$$

+ (その他弾性散乱以外の反応の断面積)

(4) total cross section の再計算

$$\sigma_{total}(E) = \sigma_{nonel}(E) + \sigma_{elastic}(E)$$

(5) 角度分布データの規格化

次式の規格化を行なった。

$$\int_{-1}^1 p(\mu, E) d\mu \equiv 1$$

$p(\mu, E) d\mu$ ; エネルギー E の入射中性子が  $d\mu$  の中に散乱される割合

$$\mu \equiv \cos \theta$$

(1)から(4)の計算結果はデータ点の間の内挿値も含めて精度1%以内で与えられた。ただし(2)と(3)で計算される neutron disappearance cross section と non-elastic scattering cross section は共鳴パラメータが与えられた  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  と  $^{240}\text{Pu}$  に対しては与えなかった。それは、共鳴パラメータから計算されるべき断面積が全断面積、弾性散乱断面積、捕獲断面積、核分裂断面積に限られているので、(2)と(3)の計算結果を格納するとデータ間の一貫性 (consistency) を失うためである。

(5)の規格化はすでに原データでもなされていたが一部のデータに積分値が1にならないものがあったので改めてやりなおしたものである。

#### 4. JENDL-0 の格納核種と核反応名

JENDL-0 にデータを格納した核種は  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ , C, O, Na, Al, Cr, Fe, Ni, Cu,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  の 15 核種である。表 4 に、核種名と material 番号 (MAT), そして各々の核種の中の核反応名を file 番号 (MF) と reaction type 番号 (MT) で示した。(MF, MT) の組み合わせで示される核反応名については、参考文献 4) を参照されたい。

JENDL-0 のデータは約 3 万レコードで構成されている。それらのうち MF=3 (断面積のデータ) について Appendix 3 にグラフを示した。

#### 5. 謝 辞

JENDL-0 作成にあたり、JAERI-Fast セットの原データを提供して下さった原研核設計研究室の方々、および作業において有意義な助言をいただいた核データ研の方々に感謝致します。

#### 参考文献

- 1) Katsuragi S., Tone T., Hasegawa A. : JAERI-1195 (1970)
- 2) Katsuragi S., Ishiguro Y., Takano H., Nakagawa M. : JAERI-1199 (1970)
- 3) Katsuragi S., Takano H., Nakagawa M., Hasegawa A. : JAERI-1199-supplement (1971)
- 4) Drake M.K. : BNL 50274 [ENDF 102], Vol. 1 (1970, revised 1974)
- 5) Dudziak D.J. : LA-4549 [ENDF 102], Rev. Vol. 2 (1971)
- 6) 中川, 成田, 筒井, 藤村; unpublished (1972)
- 7) 中川, 成田; unpublished (1972)
- 8) Bhat M.R. ; BNL 50296 [ENDF 148] (1971)
- 9) Ozer O. ; BNL 50300 [ENDF 110] (1971)
- 10) Honeck H.C. ; BNL 8381 (1965)
- 11) 富山, 森口; private communication (1968)
- 12) 中川 ; to be published
- 13) 中川 ; to be published
- 14) 石黒, 桂木; private communication (1969)
- 15) 高野 ; JAERI-M 4721 (1972)
- 16) Vogt E. ; Phys. Rev. 112 203 (1958)
- 17) 中川 ; to be published
- 18) Parker K. : AWRE 0 70/63 (1963)
- 19) 成田, 中川, 金森, 山越 : JAERI-M 5769 (1974)

#### 4. JENDL-0 の格納核種と核反応名

JENDL-0 にデータを格納した核種は  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ , C, O, Na, Al, Cr, Fe, Ni, Cu,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  の 15 核種である。表 4 に、核種名と material 番号 (MAT), そして各々の核種の中の核反応名を file 番号 (MF) と reaction type 番号 (MT) で示した。(MF, MT) の組み合わせで示される核反応名については、参考文献 4) を参照されたい。

JENDL-0 のデータは約 3 万レコードで構成されている。それらのうち MF=3 (断面積のデータ) について Appendix 3 にグラフを示した。

#### 5. 謝 辞

JENDL-0 作成にあたり、JAERI-Fast セットの原データを提供して下さった原研核設計研究室の方々、および作業において有意義な助言をいただいた核データ研の方々に感謝致します。

#### 参考文献

- 1) Katsuragi S., Tone T., Hasegawa A. : JAERI-1195 (1970)
- 2) Katsuragi S., Ishiguro Y., Takano H., Nakagawa M. : JAERI-1199 (1970)
- 3) Katsuragi S., Takano H., Nakagawa M., Hasegawa A. : JAERI-1199-supplement (1971)
- 4) Drake M.K. : BNL 50274 [ENDF 102], Vol. 1 (1970, revised 1974)
- 5) Dudziak D.J. : LA-4549 [ENDF 102], Rev. Vol. 2 (1971)
- 6) 中川, 成田, 筒井, 藤村; unpublished (1972)
- 7) 中川, 成田; unpublished (1972)
- 8) Bhat M.R. : BNL 50296 [ENDF 148] (1971)
- 9) Ozer O. : BNL 50300 [ENDF 110] (1971)
- 10) Honeck H.C. : BNL 8381 (1965)
- 11) 富山, 森口; private communication (1968)
- 12) 中川; to be published
- 13) 中川; to be published
- 14) 石黒, 桂木; private communication (1969)
- 15) 高野; JAERI-M 4721 (1972)
- 16) Vogt E. : Phys. Rev. 112 203 (1958)
- 17) 中川; to be published
- 18) Parker K. : AWRE 0 70/63 (1963)
- 19) 成田, 中川, 金森, 山越; JAERI-M 5769 (1974)

表 1 共鳴領域と核種名

JENDL-0で共鳴パラメータの与えられているのは表に示した4核種である。

核種名	分離パラメータ領域	非分離パラメータ領域
<sup>235</sup> U	0.215 eV~147.5 eV (最高レベル143.12 eV)	147.5 eV~10000 eV
<sup>238</sup> U	0.215 eV~4000 eV (最高レベル3904.4 eV)	4000 eV~21500 eV
<sup>239</sup> Pu	0.215 eV~450 eV (最高レベル442.41 eV)	450 eV~10000 eV
<sup>240</sup> Pu	0.215 eV~5700 eV (最高レベル569.2 eV)	5700 eV~21500 eV

表 2 <sup>235</sup>U と <sup>239</sup>Pu の低エネルギー共鳴のパラメータ

Vogt型パラメータで与えられた<sup>235</sup>Uの6本の共鳴と、<sup>239</sup>Puの8本の共鳴に対するパラメータを示す。

<sup>234</sup>U

E <sub>λ</sub> (eV)	J	g <sub>J</sub>	Γ <sub>λn</sub> (meV)	Γ <sub>λn</sub> <sup>0</sup> (meV)	Γ <sub>λγ</sub> (meV)	Γ <sub>λf</sub> (meV)	ξ <sub>λ1</sub>	ξ <sub>λ2</sub>
-0.938	4	0.562	1.2852	1.327	27.6	169.4	1.0	0.0
0.273	4	0.562	0.003	0.00574	29.0	88.0	0.131	-0.991
1.14	4	0.562	0.015	0.01405	44.0	124.6	-0.240	0.971
2.035	3	0.438	0.0090	0.00631	35.0	12.0	0.0	0.0
2.82	3	0.438	0.0030	0.00179	45.0	64.0	0.0	0.0
3.16	4	0.562	0.02899	0.01631	31.0	155.0	-0.707	-0.707

<sup>239</sup>Pu

E <sub>λ</sub> (eV)	J	g <sub>J</sub>	Γ <sub>λn</sub> (meV)	Γ <sub>λn</sub> <sup>0</sup> (meV)	Γ <sub>λγ</sub> (meV)	Γ <sub>λf</sub> (meV)	ξ <sub>λ1</sub>	ξ <sub>λ2</sub>
-1.2	1	0.75	0.8446	0.771	39.0	20.1	0.0	0.0
0.296	0	0.25	0.2285	0.42	38.6	55.4	0.0	0.0
7.82	1	0.75	0.8669	0.31	40.6	41.5	-0.6	0.8
10.93	1	0.75	1.8184	0.55	31.5	146.7	-1.0	0.0
11.9	1	0.75	1.0694	0.31	40.9	22.0	0.0	0.0
14.28	(1/2)	0.5	0.8314	0.22	37.8	52.5	0.0	0.0
14.68	1	0.75	2.1839	0.57	37.8	31.7	0.0	0.0
15.5	1	0.75	0.7874	0.2	37.8	760.5	-1.0	0.0

表3 核半径

核種	R'(fm)	核種	R'(fm)	核種	R'(fm)
<sup>10</sup> B	2.9	Al	4.0	<sup>235</sup> U	8.33
<sup>11</sup> B	3.0	Cr	5.7	<sup>238</sup> U	9.2
C	3.1	Fe	6.1	<sup>239</sup> Pu	8.3008
O	3.4	Ni	7.3	<sup>240</sup> Pu	9.2
Na	5.7	Cu	7.1	<sup>241</sup> Pu	8.4

<sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>239</sup>Pu, <sup>240</sup>Puの値はJAERI-1199<sup>2)</sup>からその他の値はBNL 325(3rd)から採用した。

表4 JENDL-0格納核種と核反応

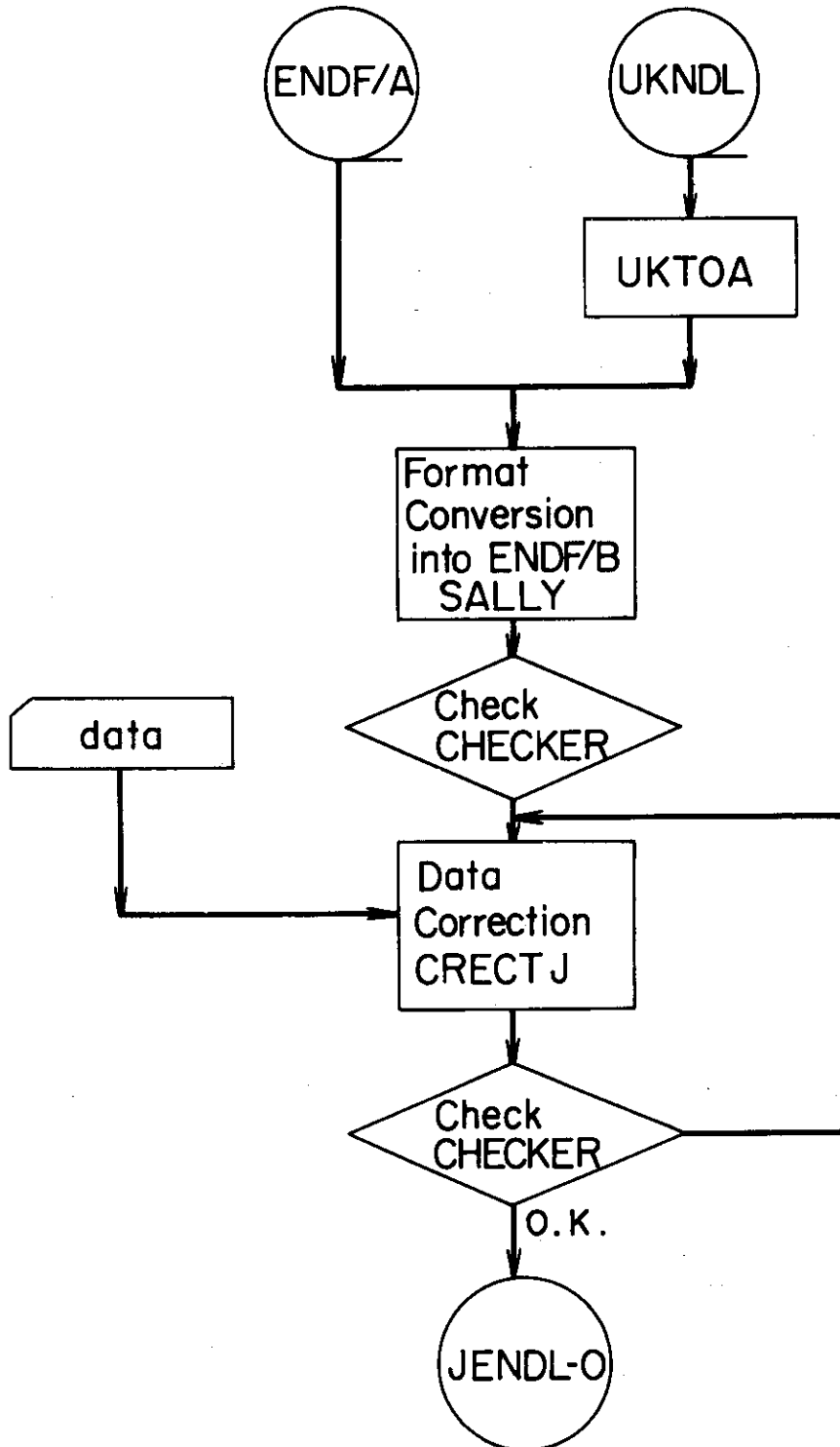
element	MAT	MF	MT
<sup>10</sup> B	1	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 91, 101, 102
		4	2, 91
<sup>11</sup> B	2	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 51, 52, 53, 91, 101, 102, 103, 105, 107
		4	2, 51, 52, 53, 91
		5	91
C	3	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 23, 91, 101, 102, 103, 107
		4	2, 23, 91
		5	23, 91
O	4	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 51, 52, 53, 54, 91, 101, 102, 103, 104, 107
		4	2, 51, 52, 53, 54, 91
		5	91
Na	5	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91, 101, 102, 103, 107
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91
		5	16, 91

element	MAT	MF	MT
Al	6	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58 91, 101, 102, 103, 107
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 91
		5	16, 91
Cr	7	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58 91, 101, 102, 103
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 91
		5	16, 91
Fe	8	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91 101, 102, 103, 107
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91
		5	16, 91
Ni	9	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58 91, 101, 102, 103
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 91
		5	16, 91
Cu	10	2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 51, 52, 53, 54, 91, 101, 102, 103 107
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 91
		5	16, 91
<sup>235</sup> U	11	1	452
		2	151
		3	1, 2, 4, 16, 18, 51, 52, 53, 54, 91, 102
		4	2, 16, 51, 52, 53, 54, 91
		5	16, 91
<sup>238</sup> U	12	1	452
		2	151
		3	1, 2, 4, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 91, 102
		4	2, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 91
		5	16, 17, 18, 91
<sup>239</sup> Pu	13	1	452
		2	151
		3	1, 2, 4, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91 102
		4	2, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 91
		5	16, 17, 18, 91
<sup>240</sup> Pu	14	1	452
		2	151
		3	1, 2, 4, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 91, 102
		4	2, 16, 17, 18, 51, 52, 53, 91
		5	16, 17, 18, 91
<sup>241</sup> Pu	15	1	452
		2	151(no data)
		3	1, 2, 3, 4, 16, 17, 18, 91, 102
		4	2, 16, 17, 18, 91
		5	16, 17, 18, 91



☒ 1 JENDL-O Job Flow

( JAERI FAST original data )



1 カラム (1~11)	2 カラム (12~22)	3 カラム (23~33)	4 カラム (34~44)	5 カラム (45~55)	6 カラム (56~66)	record type
ZA	AWR			NIS		HEAD
ZAI	ABN		LFW	NER		CONT
EL	EH		LRU(=1)	LRF(=5)		CONT
SPI	AP			NLS		CONT
AWRI		L	LCN	NRS×12	NRS	( first 1 - state )
ER <sub>1</sub>	AJ <sub>1</sub>	GT <sub>1</sub>	GN <sub>1</sub>	GG <sub>1</sub>	GF <sub>1</sub>	
$\xi_1^1$	$\xi_1^2$	$\xi_1^3$	..	$\xi_{1}^{LCN}$		
ER <sub>2</sub>	AJ <sub>2</sub>	GT <sub>2</sub>	GN <sub>2</sub>	GG <sub>2</sub>	GF <sub>2</sub>	
$\xi_2^1$	$\xi_2^2$	$\xi_2^3$	..	$\xi_{2}^{LCN}$		
ER <sub>NRS</sub>	AJ <sub>NRS</sub>	GT <sub>NRS</sub>	GN <sub>NRS</sub>	GG <sub>NRS</sub>	GF <sub>NRS</sub>	
$\xi_{NRS}^1$	$\xi_{NRS}^2$	..	..	$\xi_{NRS}^{LCN}$		LIST

このフォーマットは Breit-Wigner 型の共鳴パラメータ用フォーマットを修正したものである。図の中の記号は ENDF/B フォーマットの手引書、参考文献5と同じである。変更あるいは追加された記号は次の通りである。

LRF=5 ; Vogt 型パラメータである事を意味する。

LCN ; 核分裂チャンネルの数 (≤6)

$\xi$  ; Vogt 型パラメータ

$$\sum_{i=1}^{LCN} (\xi^i)^2 \equiv 1$$

図 2. Vogt 型共鳴パラメータのフォーマット。

## Appendix 1 磁気テープ

JENDL-0 のデータおよび、その途中のデータである SALLY の出力データは次のテープに格納されている。

1. JENDL-0 (BCD, 標準テープ)
  - File 名 J2608. JENDL0
  - Vol 通番 2066
2. SALLY 出力データ (BCD, 標準テープ)
  - File 名 J208. SALLY1
  - Vol 通番 1159

## Appendix 2 Vogt 型共鳴パラメータ

$\xi_{\lambda c}$  を使って断面積を計算する式を示す。

Collision matrix  $U$  を使って断面積は次の式で計算される。

$$\sigma_{\text{total}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \operatorname{Re} (1 - U_{n,n}^{\ell, J})$$

$$\sigma_{\text{elastic}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J |1 - U_{n,n}^{\ell, J}|^2$$

$$\sigma_{\text{capture}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J |U_{n,r}^{\ell, J}|^2$$

$$\sigma_{\text{fission}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J |U_{n,f}^{\ell, J}|^2$$

$$U_{n,c}^{\ell, J} = e^{2i\phi_{\ell}} \left( \delta_{n,c} + i \sum_{\lambda \lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' c}} A_{\lambda \lambda'} \right)$$

( $c = n, r, f$ )

level matrix  $A_{\lambda \lambda'}$  は  $(E_{\lambda'} - E - i \Gamma_{\lambda} / 2)^{-1}$  の 2 次までの展開で近似すると

$$A_{\lambda \lambda'} \cong \frac{\delta_{\lambda \lambda'}}{E_{\lambda'} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} + \frac{i}{2} \frac{(1 - \delta_{\lambda \lambda'}) \sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}}}{\left[ E_{\lambda'} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda} \right] \left[ E_{\lambda'} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda'} \right]}$$

$$E_{\lambda'} = E_{\lambda} + \Delta E_{\lambda}$$

$E_{\lambda}$ ; 共鳴エネルギー

$\Delta E_{\lambda}$ ; レベルシフト

と書ける。2次の項を無視すると Breit-Wigner の一準位公式が導かれる。

2項の分子 ( $\sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}}$ ) を Vogt は

$$\begin{aligned} \sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} &= \sum_{c \in n} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} + \sum_{c \in f} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} + \sum_{c \in f} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \\ &\cong \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \cos \theta_{\lambda \lambda'} \end{aligned}$$

とし、パラメータ  $\theta_{\lambda \lambda'}$  (あるいは  $\cos \theta_{\lambda \lambda'}$ ) を導入した<sup>16)</sup>。Vogt は  $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$  の random sign の仮定から  $\sum_{c \in f} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}}$  を無視すると同時に、分裂核種では中性子巾  $\Gamma_{\lambda n}$  は全巾  $\Gamma_{\lambda}$  に比べてきわめて小さいとして  $\sum_{c \in n} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}}$  も無視している。しかし、ここでは参考文献 2 に従い、neutron channel からの寄与も考慮して

$$\sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \cong \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n}} + \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \cos \theta_{\lambda \lambda'}$$

とし、さらに  $\cos \theta_{\lambda \lambda'}$  を

$$\cos \theta_{\lambda \lambda'} \equiv \sum_{c''} \epsilon_{\lambda c''} \epsilon_{\lambda' c''} \quad , \quad \sum_{c''} (\epsilon_{\lambda c''})^2 \equiv 1$$

と書き換えて、 $\theta_{\lambda \lambda'}$  の代わりに新しいパラメータ  $\epsilon_{\lambda c}$  を導入する。Vogt のパラメータ  $\cos \theta_{\lambda \lambda'}$  は  $\vec{\Gamma}_{\lambda f}^{1/2}$  のスカラー積と考える

$$\vec{\Gamma}_{\lambda f}^{1/2} \equiv \Gamma_{\lambda c_1}^{1/2} \vec{u}_1 + \Gamma_{\lambda c_2}^{1/2} \vec{u}_2 + \dots$$

$\vec{u}_1, \vec{u}_2$  ;  $c_1, c_2$  channel の単位ベクトル

$$\vec{\Gamma}_{\lambda f}^{1/2} \cdot \vec{\Gamma}_{\lambda' f}^{1/2} = \sum_{c \in f} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} = \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \cos \theta_{\lambda \lambda'}$$

として導かれるのに対し、 $\epsilon_{\lambda c}$  は

$$\vec{\Gamma}_{\lambda f}^{1/2} = \Gamma_{\lambda f}^{1/2} \left[ \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda c_1}}{\Gamma_{\lambda f}}} \vec{u}_1 + \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda c_2}}{\Gamma_{\lambda f}}} \vec{u}_2 + \dots \right]$$

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma}_{\lambda f}^{1/2} \cdot \vec{\Gamma}_{\lambda' f}^{1/2} &= \sum_{c \in f} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} = \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \left[ \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda c_1}}{\Gamma_{\lambda f}}} \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda' c_1}}{\Gamma_{\lambda' f}}} + \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda c_2}}{\Gamma_{\lambda f}}} \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda' c_2}}{\Gamma_{\lambda' f}}} + \dots \right] \\ &= \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \sum_c \frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda f}} \frac{\Gamma_{\lambda' c}}{\Gamma_{\lambda' f}} \\ &= \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} \cdot \sum_c \epsilon_{\lambda c} \epsilon_{\lambda' c} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_{\lambda c} &\equiv \frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda f}} \\ \sum_c \xi_{\lambda c}^2 &= \frac{\sum_c \Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda f}} = 1 \end{aligned}$$

として導かれる。

以上の式から断面積計算式は次の様に書ける。

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{elastic}} &\cong (2\ell+1) \frac{4\pi}{k^2} \sin 2\phi_\ell + \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \left[ \right. \\ &\quad \sum_{\lambda} \frac{(\cos 2\phi_\ell - 1) \Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda} + 2 \sin 2\phi_\ell \Gamma_{\lambda n} (E_{\lambda'} - E) + \Gamma_{\lambda n}^2}{(E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \\ &\quad + 2 \sum_{\lambda > \lambda'} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n} \left\{ (E_{\lambda'} - E)(E_{\lambda'} - E) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda'} \right\}}{\left\{ (E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \left\{ (E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda'}^2 \right\}} \\ &\quad + 2 \sum_{\lambda > \lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n}} \left( \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n}} + \sqrt{\Gamma_{\lambda f} \Gamma_{\lambda' f}} (\sum_c \xi_{\lambda c} \xi_{\lambda' c}) \right) \left[ (\cos 2\phi_\ell - 1) \right. \\ &\quad \left. g_{\lambda \lambda'}^I + \sin 2\phi_\ell g_{\lambda \lambda'}^R \right] \left. \right] \\ g_{\lambda \lambda'}^I &= \frac{(E_{\lambda'} - E)(E_{\lambda} - E) - \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda'}}{\left\{ (E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \left\{ (E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda'}^2 \right\}} \\ g_{\lambda \lambda'}^R &= \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{\lambda} (E_{\lambda'} - E) + \Gamma_{\lambda'} (E_{\lambda} - E)}{\left\{ (E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right\} \left\{ (E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda'}^2 \right\}} \\ \sigma_{\text{capture}} &\cong \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda r}}{(E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \\ \sigma_{\text{fission}} &\cong \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \left[ \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda f}}{(E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2 \sum_{\lambda > \lambda'} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda'_n}} \cdot \sqrt{\Gamma_{\lambda_f} \Gamma_{\lambda'_f}} \left( \sum_c \epsilon_{\lambda_c} \epsilon_{\lambda'_c} \right) \left\{ (E_{\lambda'} - E) (E_{\lambda'_n} - E) + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda'} \right\}}{\left[ (E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right] \left[ (E_{\lambda'_n} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda'}^2 \right]} \\
 \sigma_{\text{total}} \cong & (2\ell + 1) \frac{4\pi}{k^2} \sin 2\phi_{\ell} + \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \left[ \right. \\
 & \sum_{\lambda} \frac{\cos 2\phi_{\ell} \cdot \Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda} + 2 \sin 2\phi_{\ell} \Gamma_{\lambda_n} (E_{\lambda'} - E)}{(E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \\
 & \left. + 2 \sum_{\lambda > \lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda'_n}} \left( \sqrt{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda'_n}} + \sqrt{\Gamma_{\lambda_f} \Gamma_{\lambda'_f}} \left( \sum_c \epsilon_{\lambda_c} \epsilon_{\lambda'_c} \right) \right) \left[ \cos 2\phi_{\ell} g_{\lambda \lambda'}^I \right. \right. \\
 & \left. \left. + \sin 2\phi_{\ell} g_{\lambda \lambda'}^R \right] \right]
 \end{aligned}$$

consistency は

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{total}} - (\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{capture}} + \sigma_{\text{fission}}) \\
 = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell, J} g_J \left[ \sum_{\lambda > \lambda'} \frac{\Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda'_n}} \left( \sqrt{\Gamma_{\lambda_n} \Gamma_{\lambda'_n}} + \sqrt{\Gamma_{\lambda_f} \Gamma_{\lambda'_f}} \left( \sum_c \epsilon_{\lambda_c} \epsilon_{\lambda'_c} \right) \right)}{\left[ (E_{\lambda'} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2 \right] \left[ (E_{\lambda'_n} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda'}^2 \right]} \right]
 \end{aligned}$$

だけ崩れているが、非常に小さい量であるから無視できる。これは  $A_{\lambda \lambda'}$  を  $(E_{\lambda'} - E - i\Gamma_{\lambda}/2)^{-1}$  の2次までで近似したために出てくる誤差である。各式の中の記号は、

neutron width

$$\Gamma_{\lambda_n} = \frac{P_{\ell}(E) \Gamma_{\lambda_n}(E_{\lambda})}{P_{\ell}(E_{\lambda})} \quad , \quad E_{\lambda}; \text{ 共鳴エネルギー} \\
 P_{\ell}; \text{ penetration factor}$$

total width

$$\Gamma_{\lambda} = \Gamma_{\lambda_n} + \Gamma_{\lambda_r} + \Gamma_{\lambda_f}$$

共鳴エネルギーのシフト

$$E_{\lambda'} = E_{\lambda} + \frac{S_{\ell}(E_{\lambda}) - S_{\ell}(E)}{2P_{\ell}(E_{\lambda})} \Gamma_{\lambda_n}(E_{\lambda}) \quad S_{\ell}; \text{ shift factor}$$

penetration factor

$$P_0 = 0$$

$$P_1 = \frac{\rho^3}{1+\rho^2}$$

shift factor

$$S_0 = 0$$

$$S_1 = \frac{1}{1+\rho^2}$$

$$\rho = k a$$

phase shift

$$\phi_0 = \rho'$$

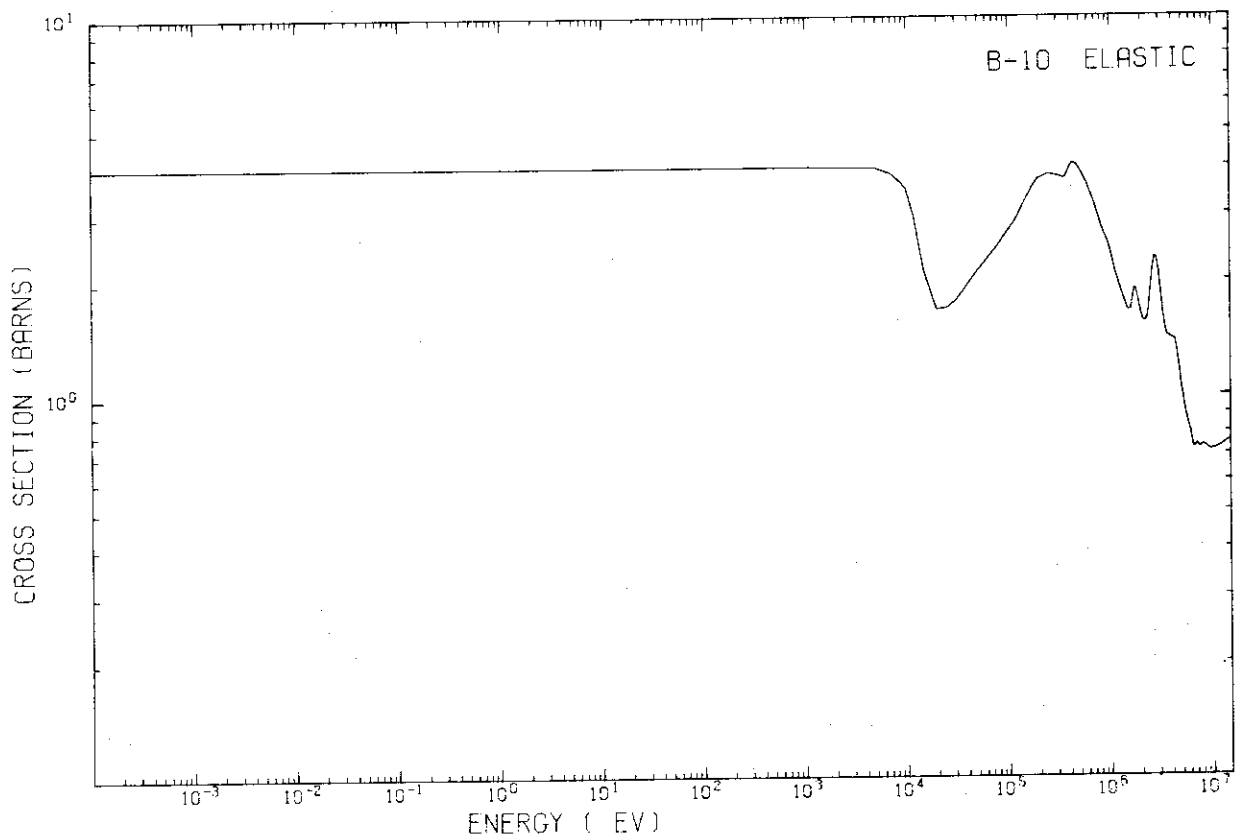
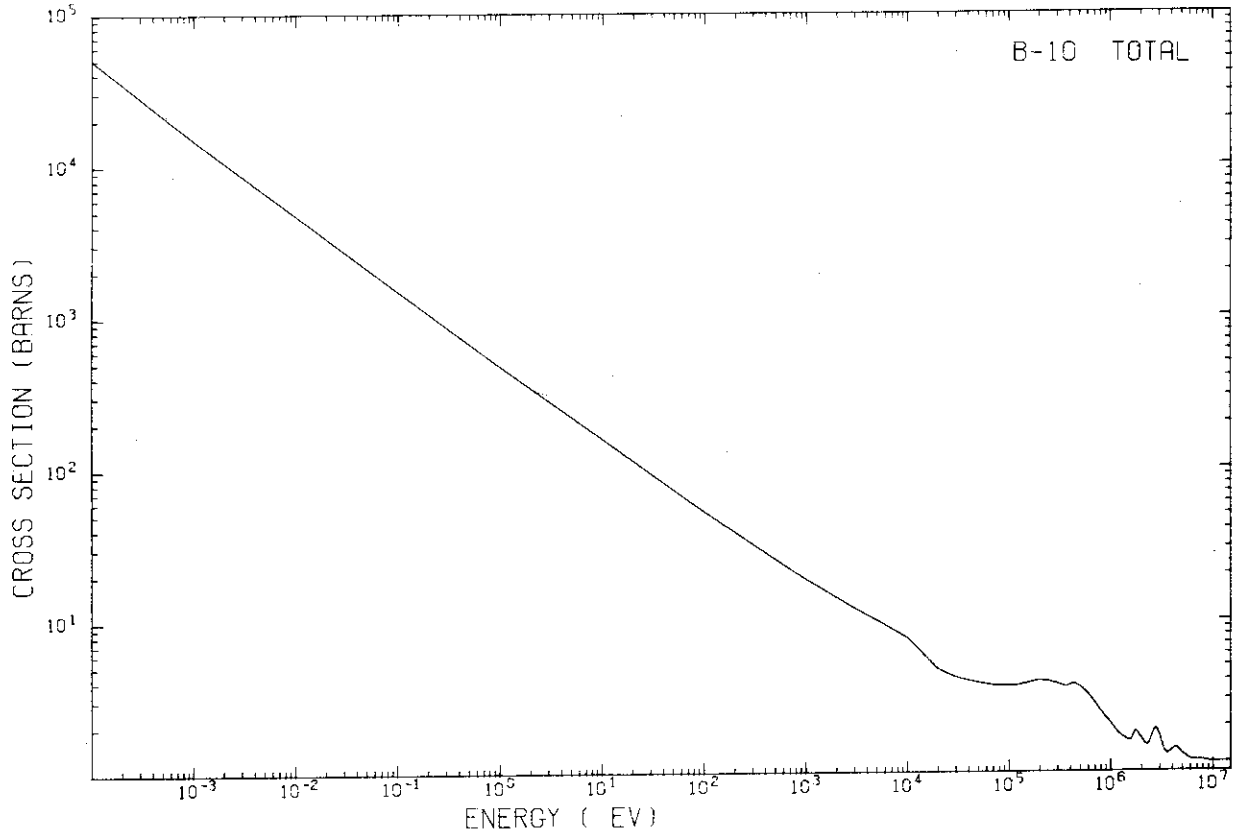
$$\phi_1 = \rho' - \tan^{-1} \rho'$$

$$\rho' = k a' \quad (a', \text{実効散乱半径})$$

であり、これらは ENDF/B のマニュアル<sup>4)</sup> の記述と全く同じである。

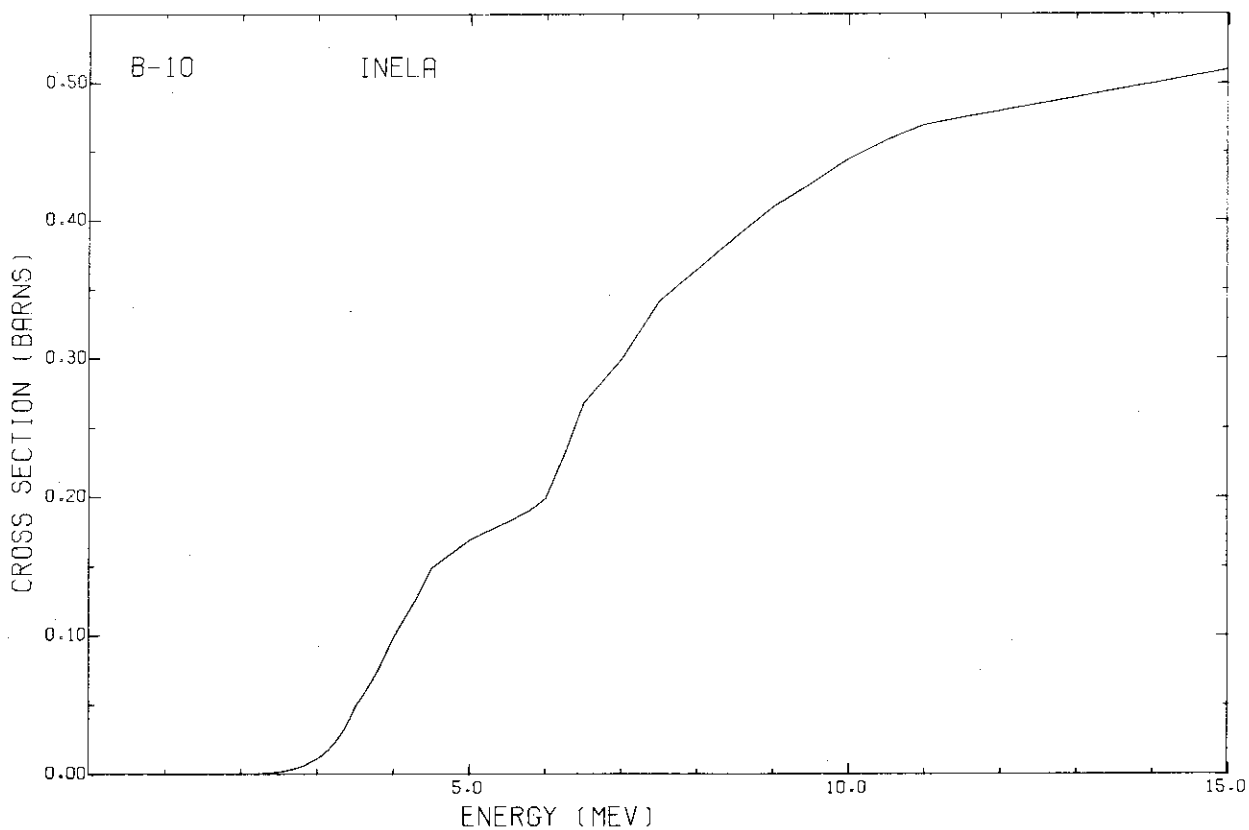
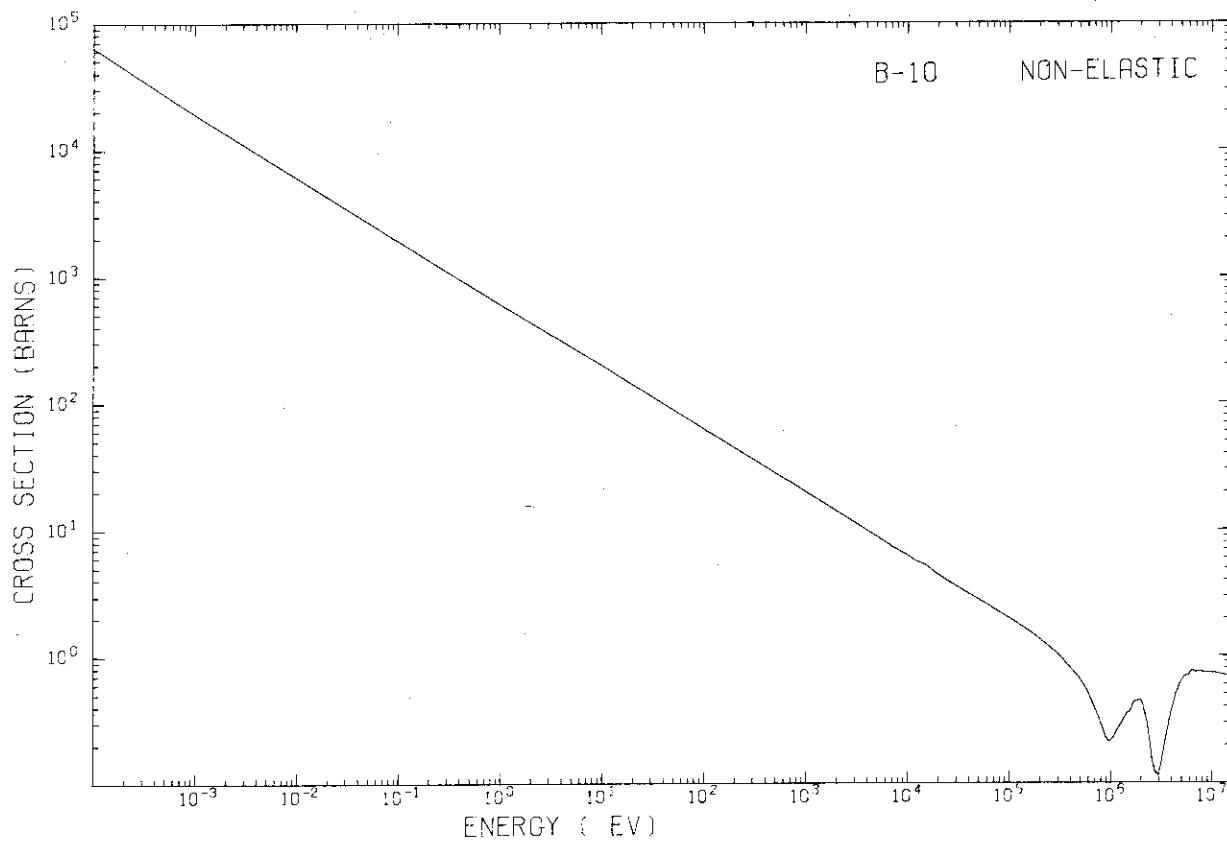
## Appendix 3 断面積データのグラフ

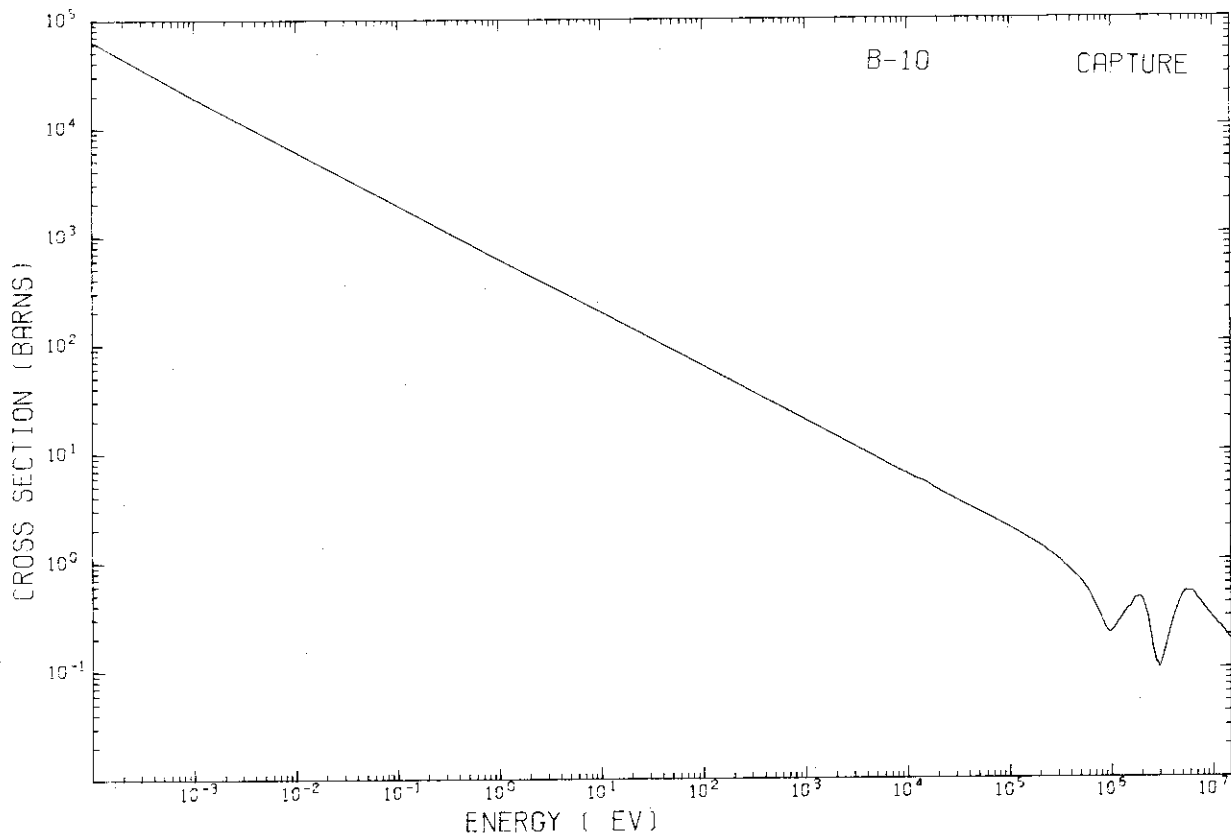
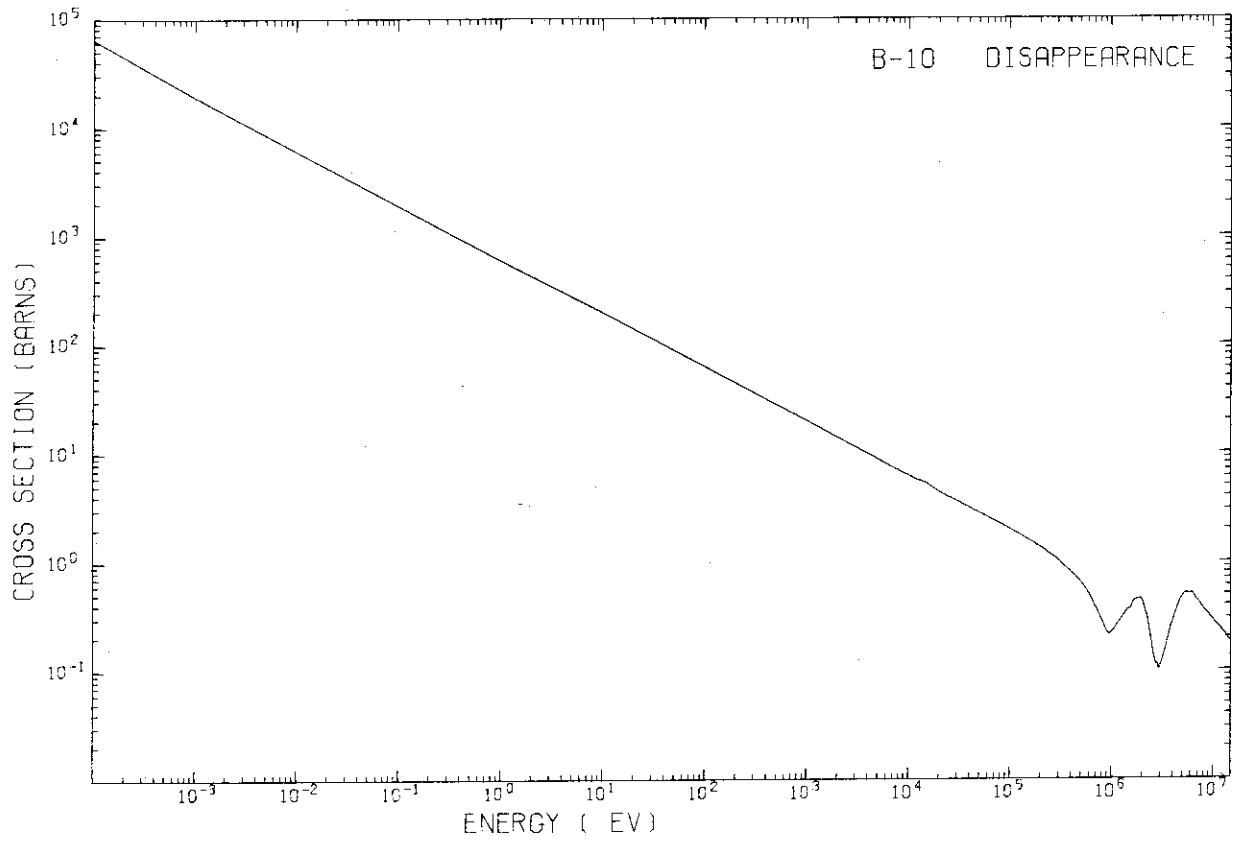
JENDL-0 に格納された 15 核種のデータのうち断面積データをグラフで示す。ただし、非弾性散乱の level excitation に関するデータは割愛した。これらのデータは作図用コード SPLINT<sup>19)</sup> で書かれたものである。



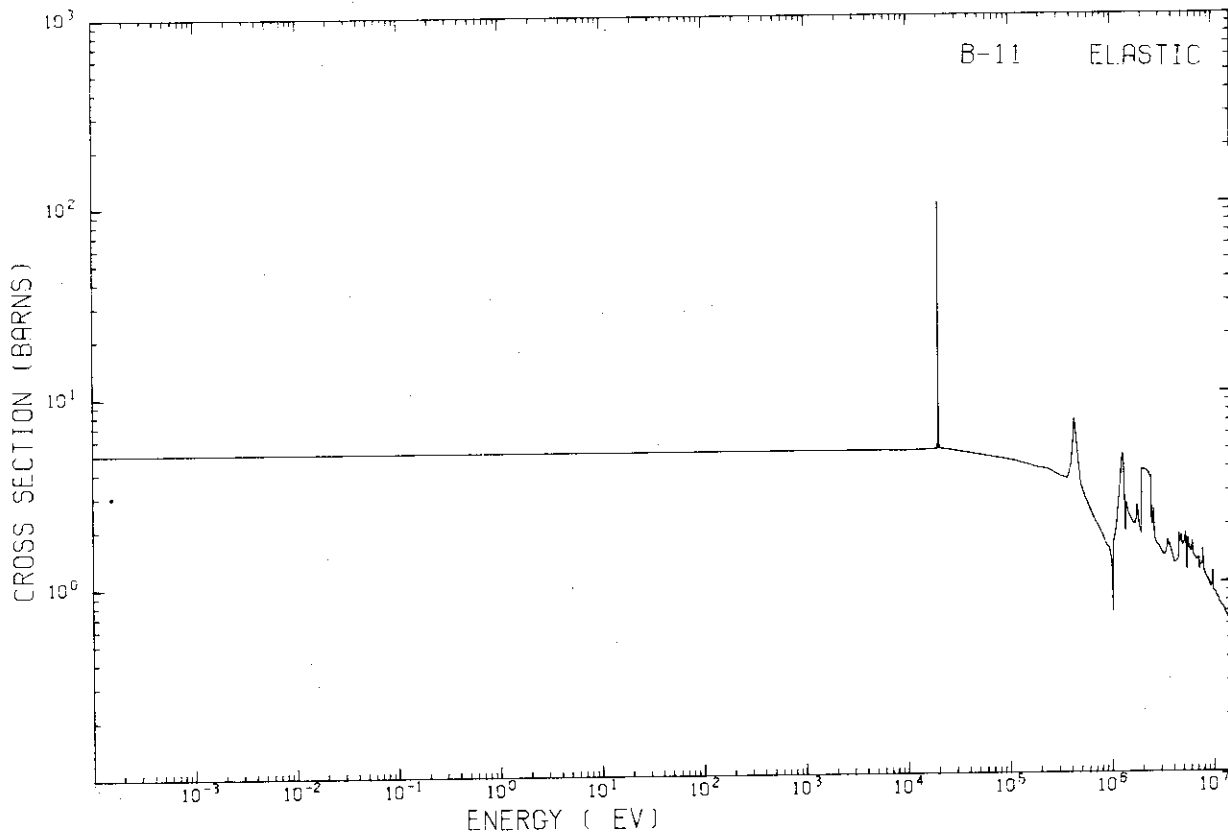
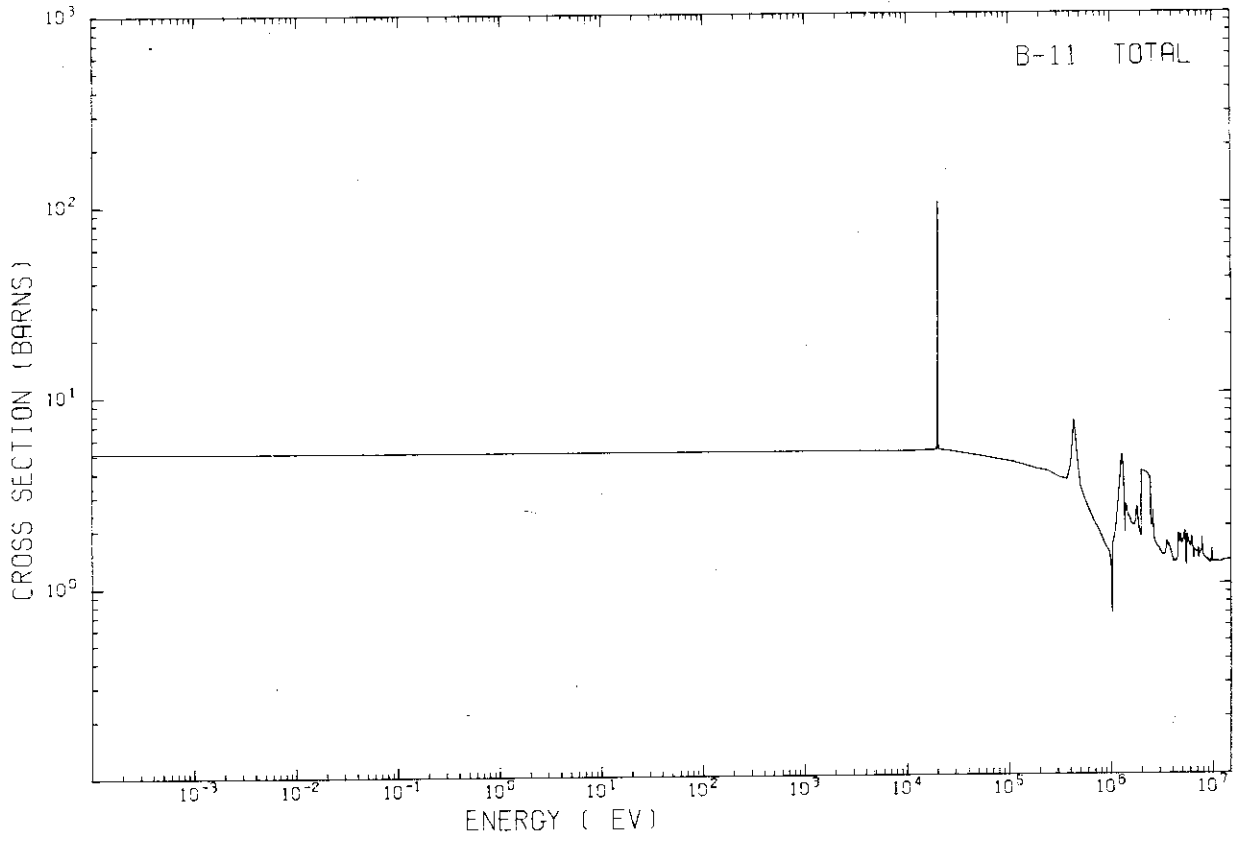


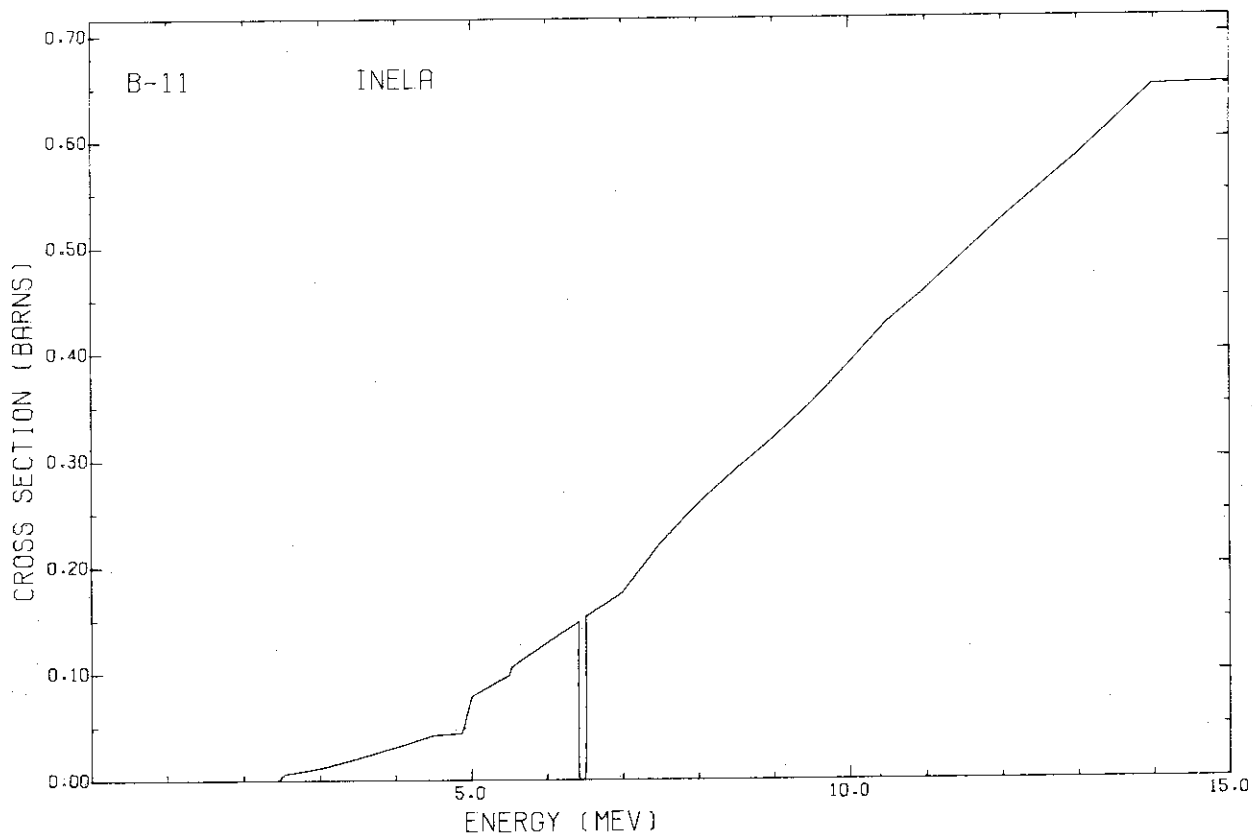
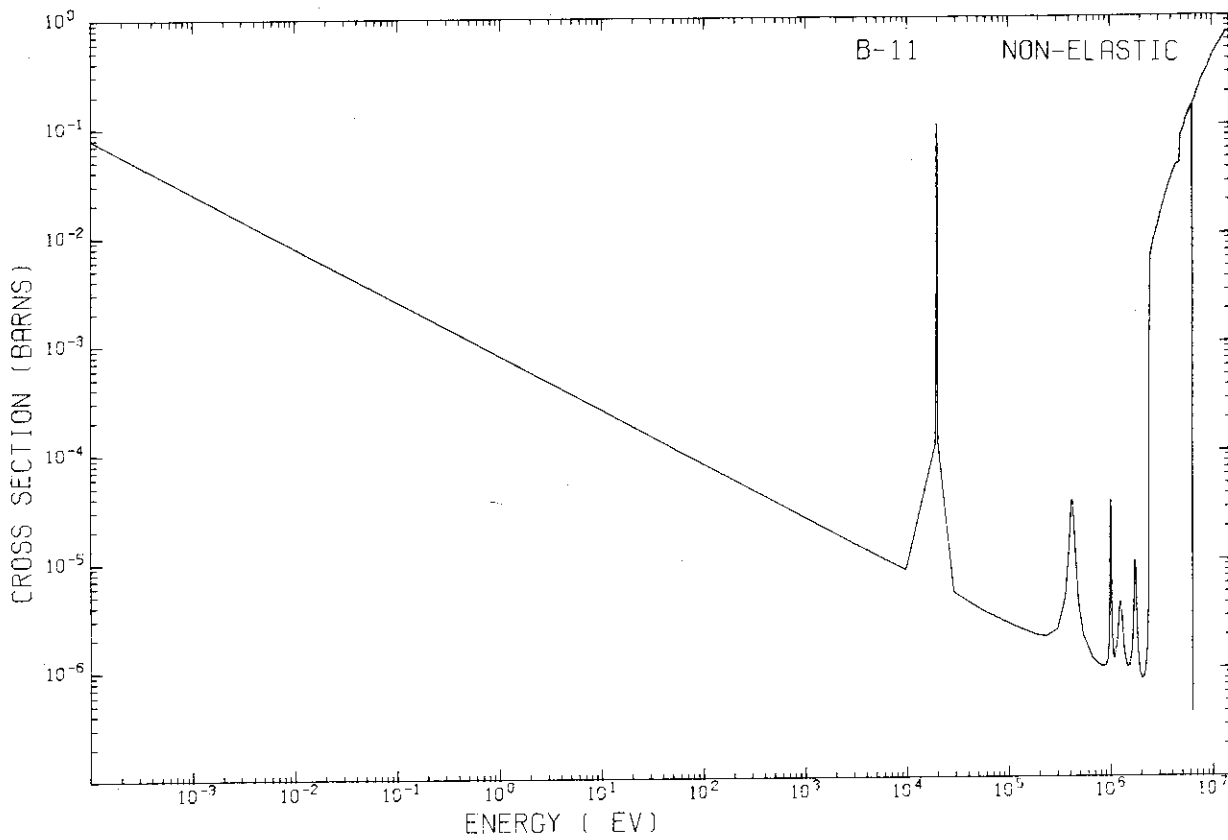
<sup>10</sup>B





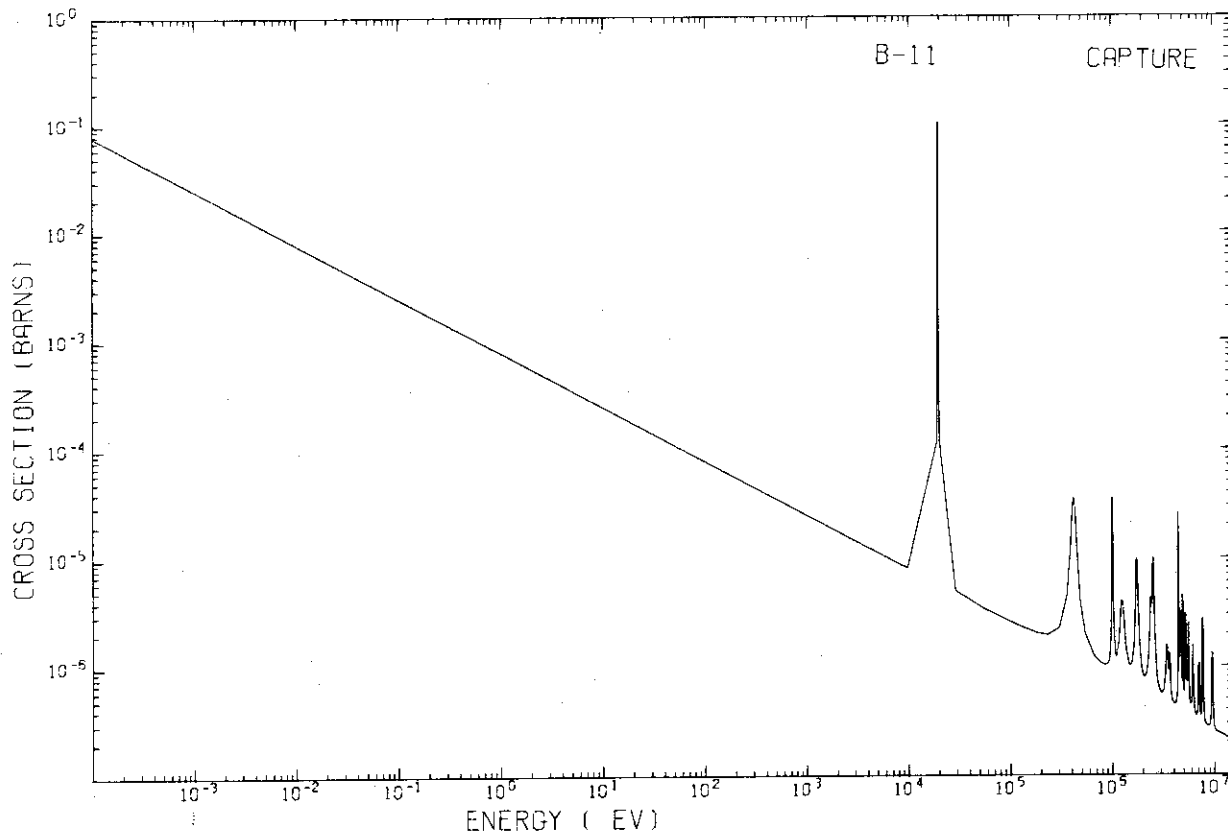
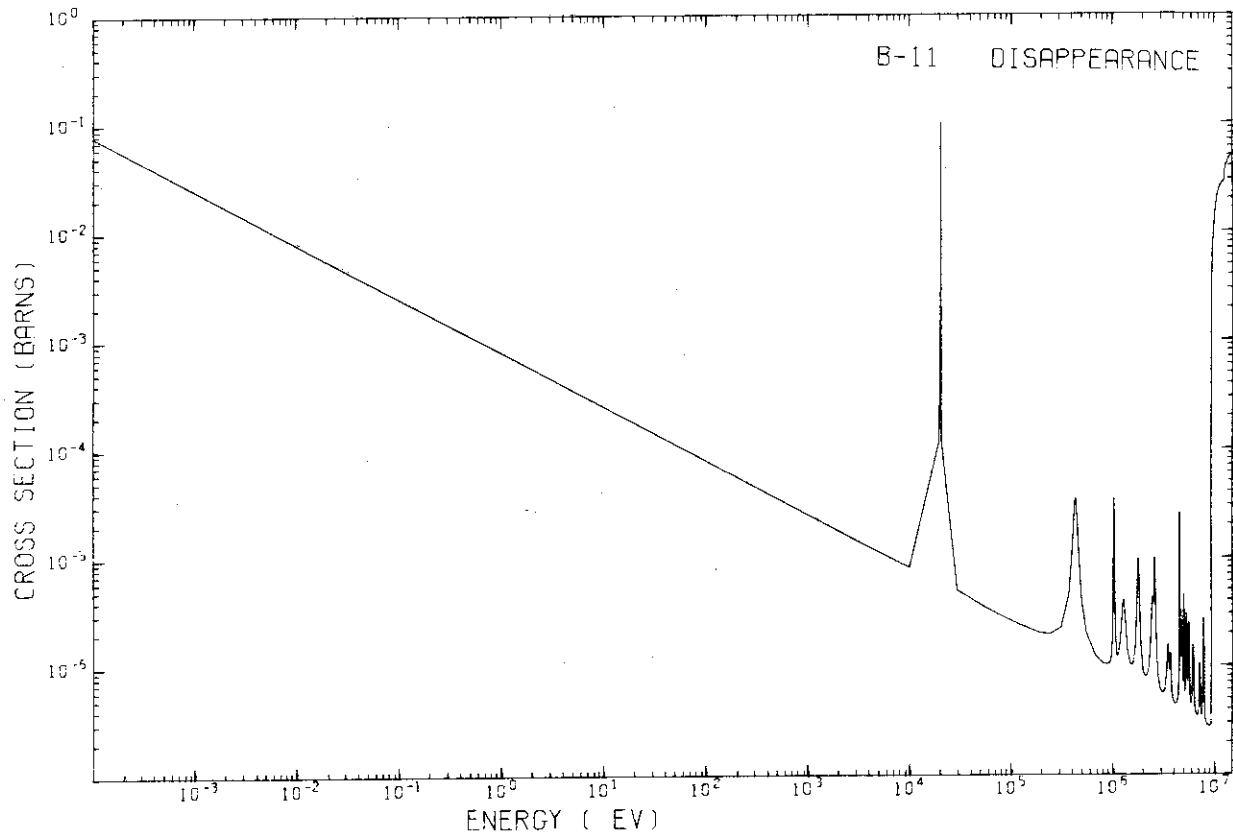
"B

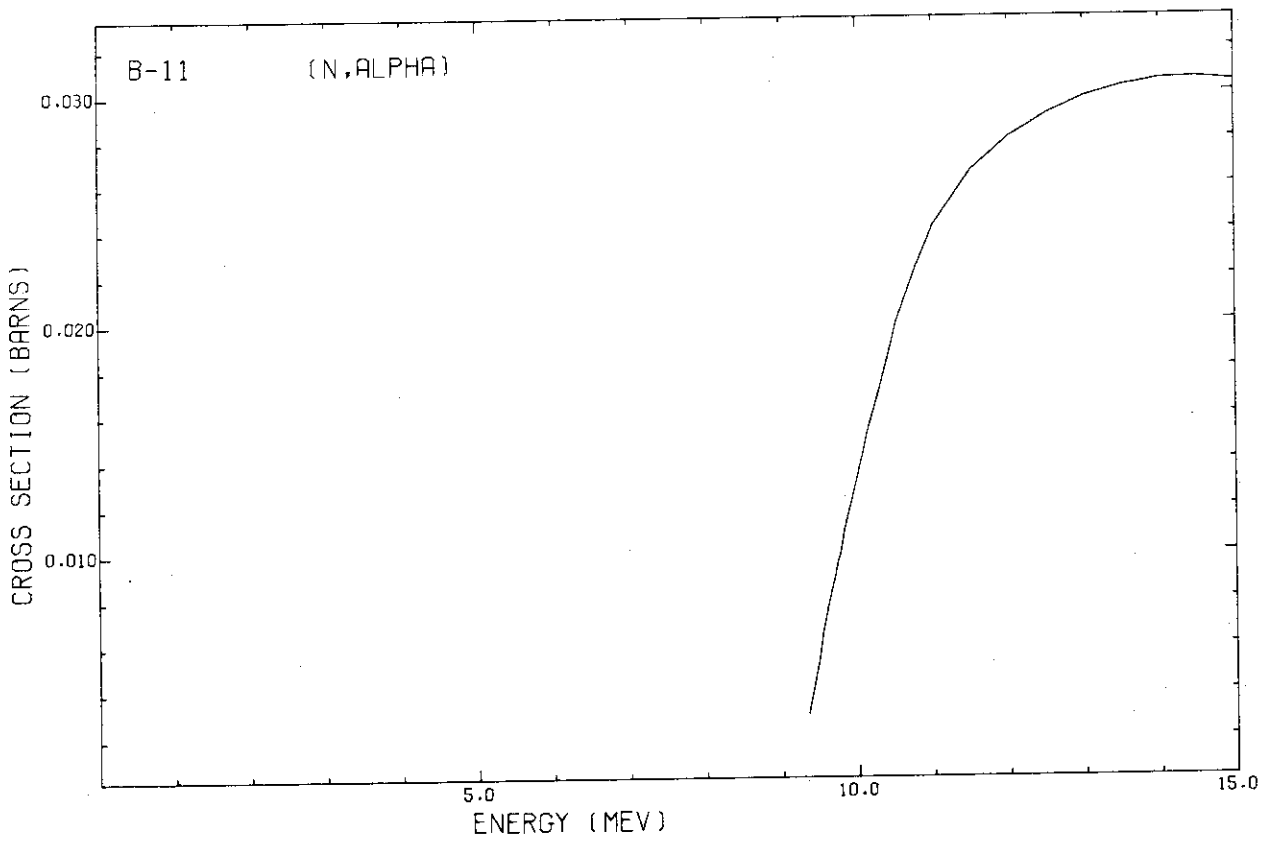
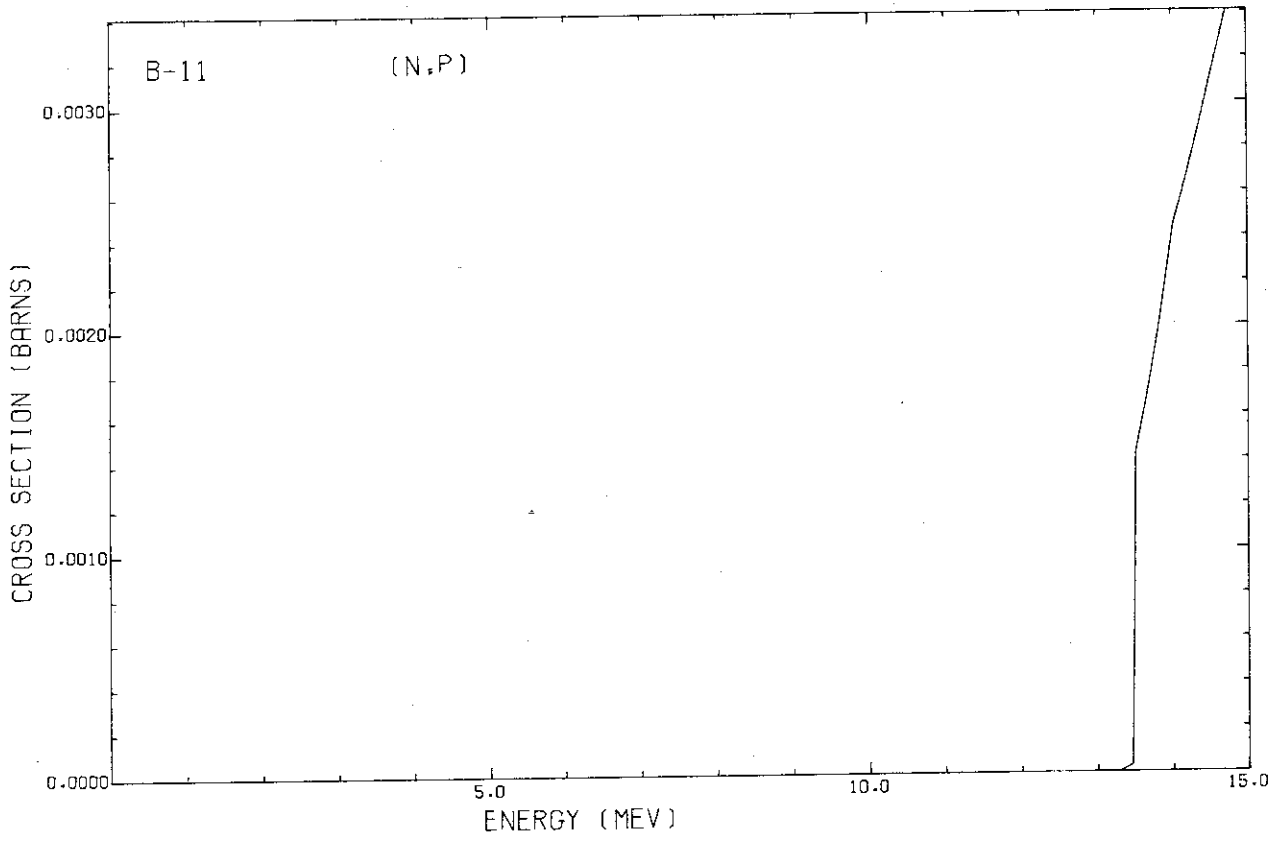




<sup>11</sup>B

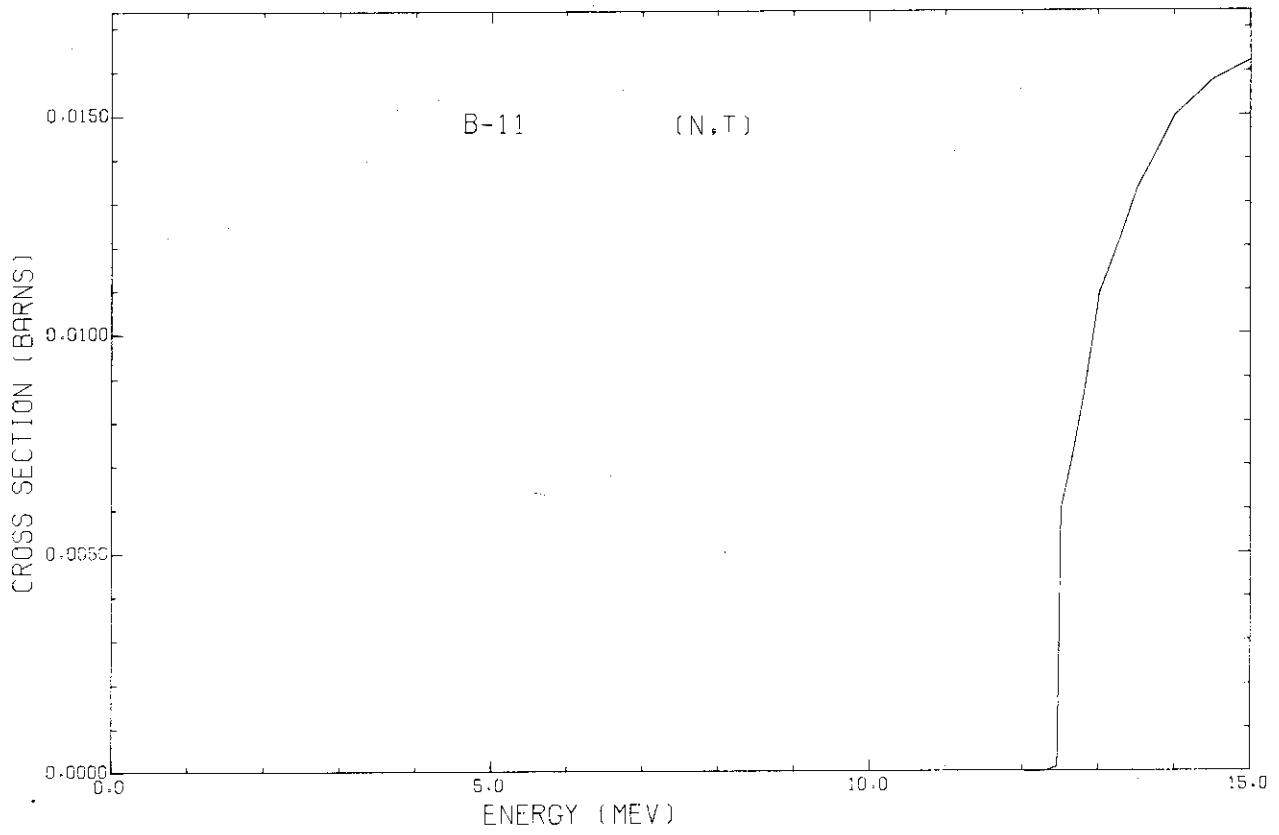
JAERI-M 6380

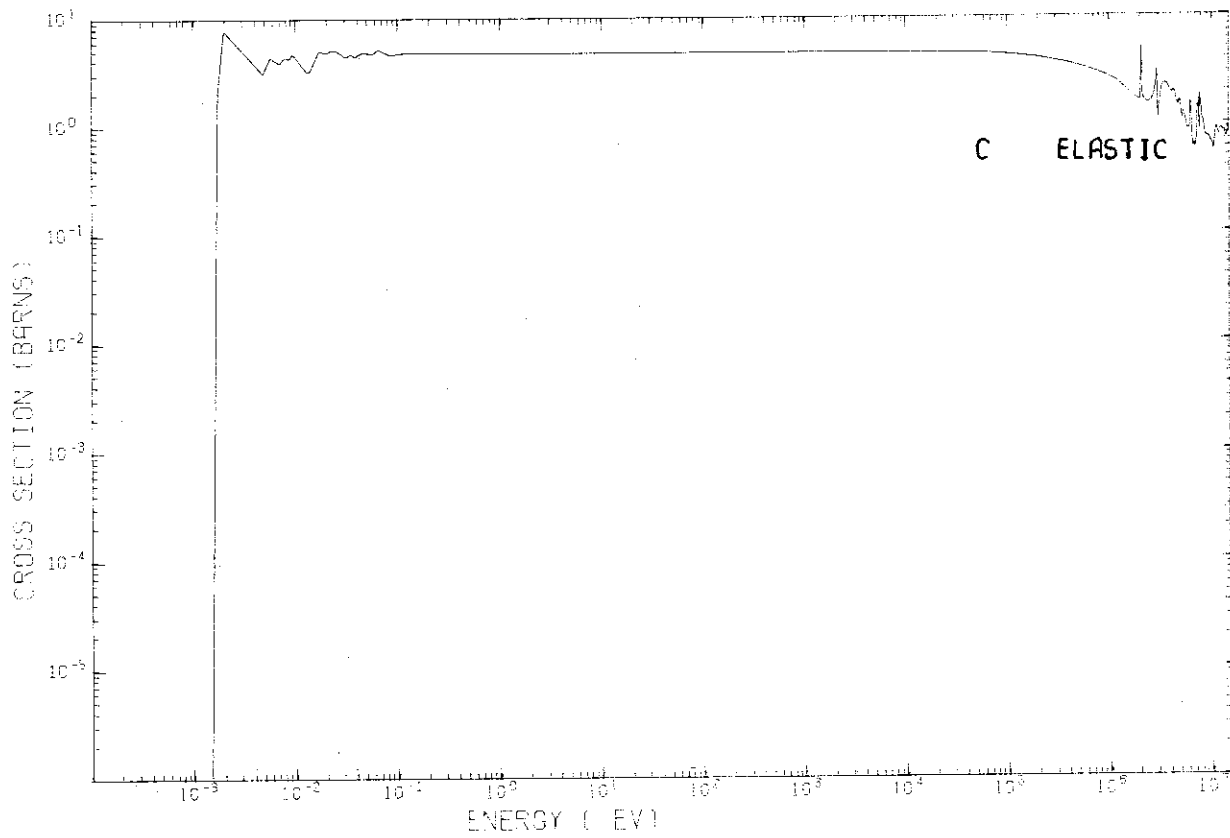
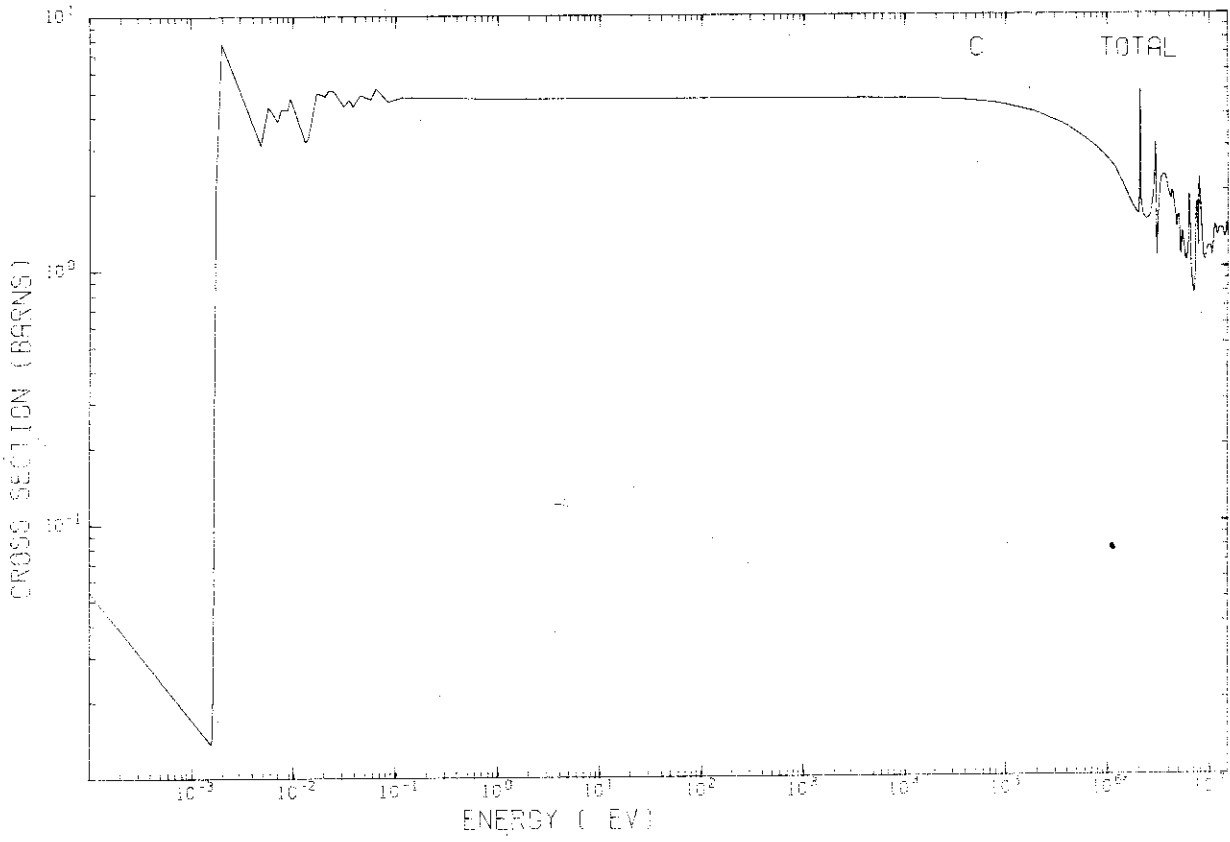




<sup>11</sup>B

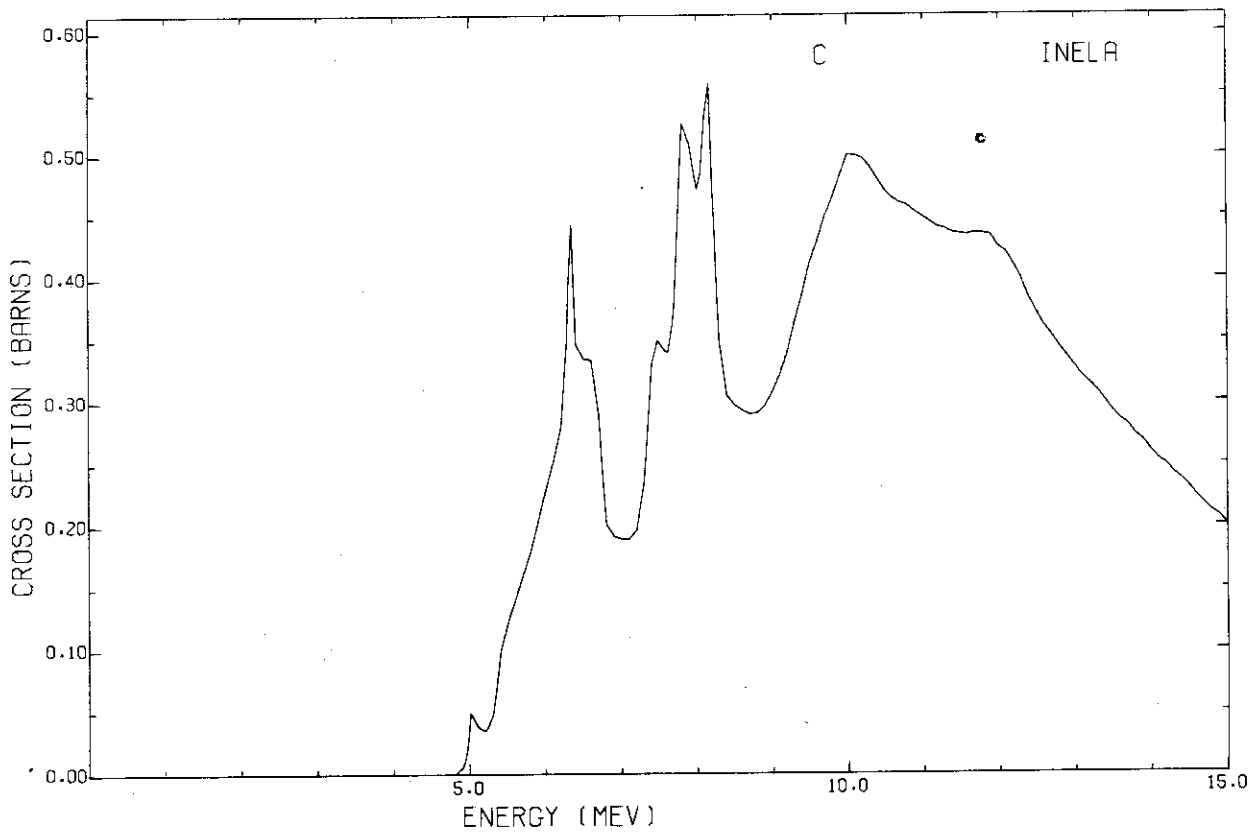
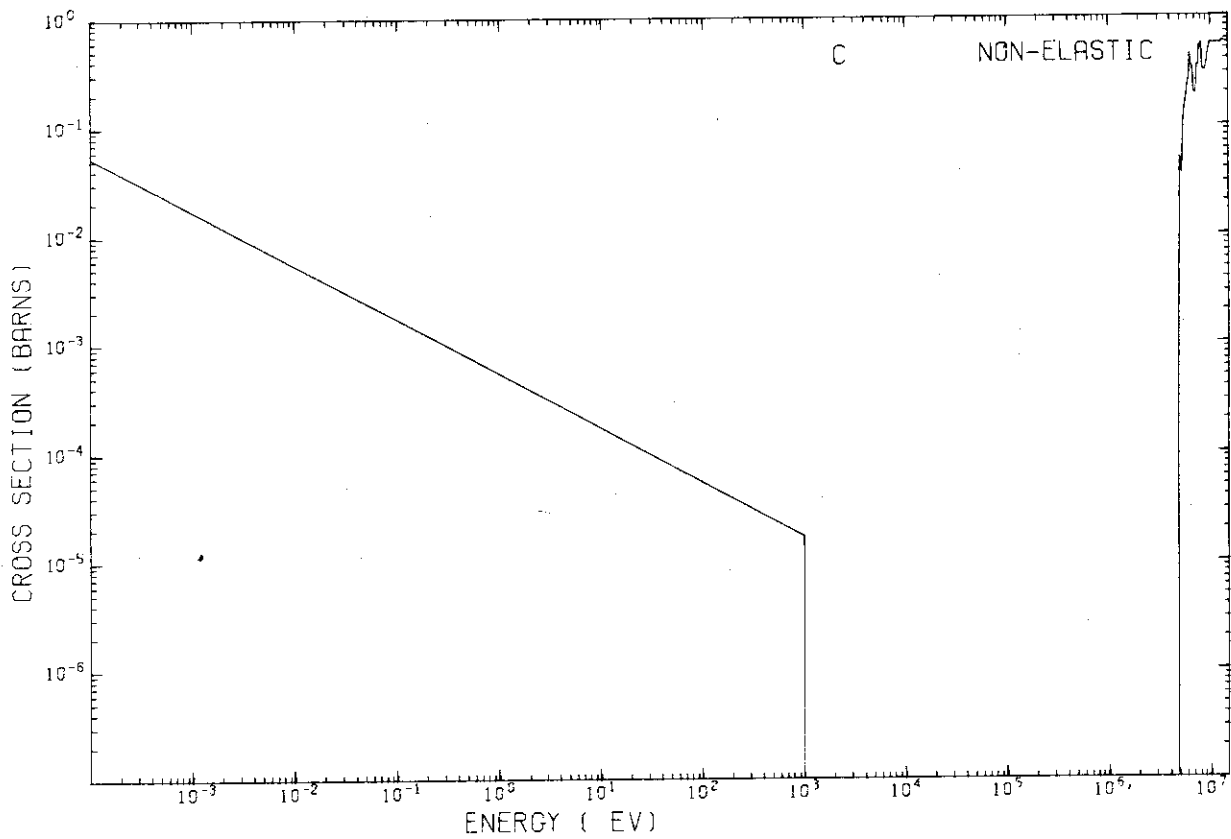
JAERI-M 6380

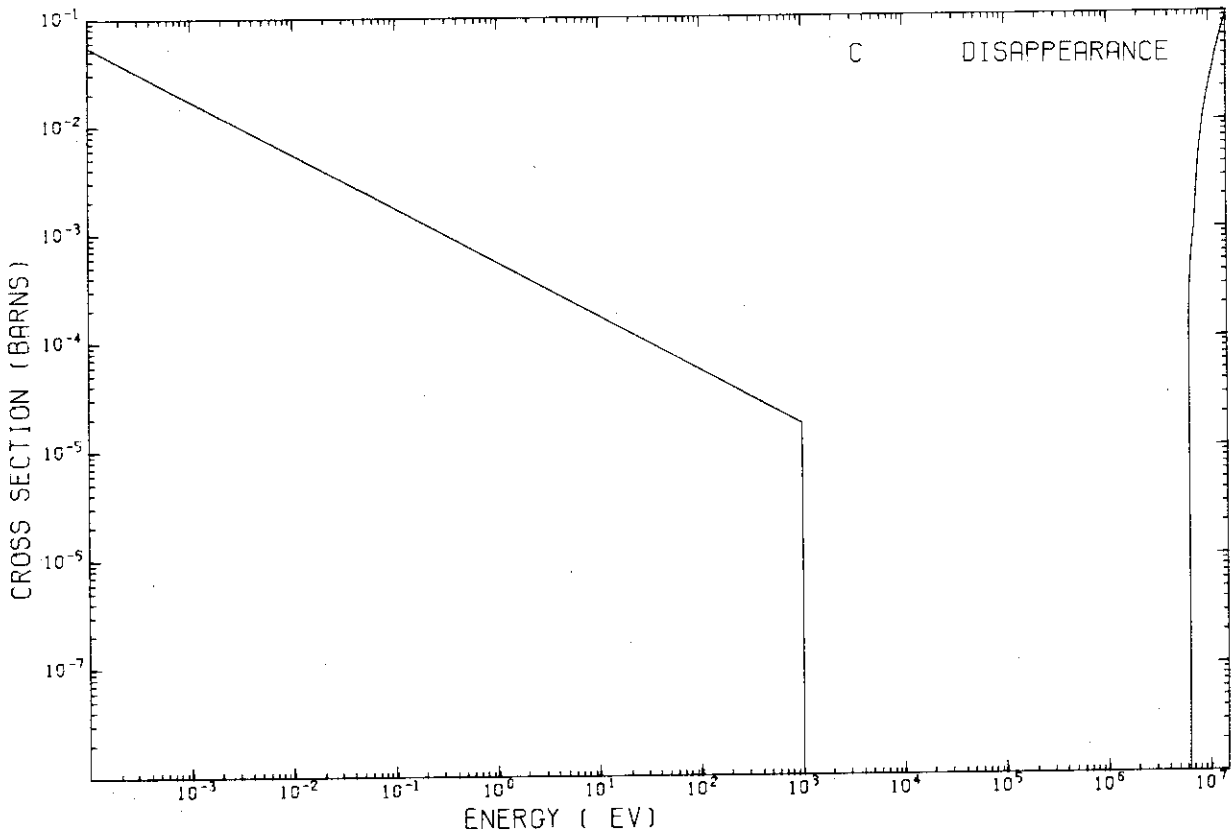
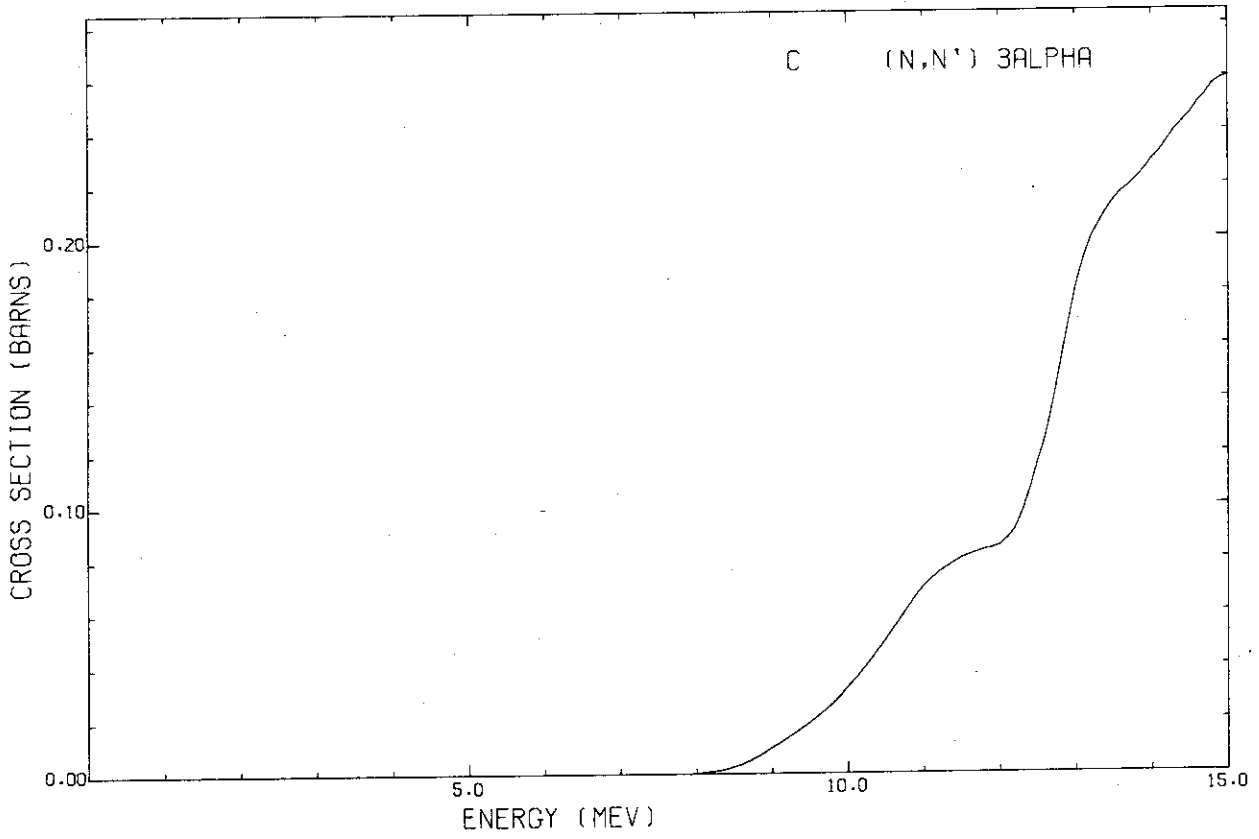




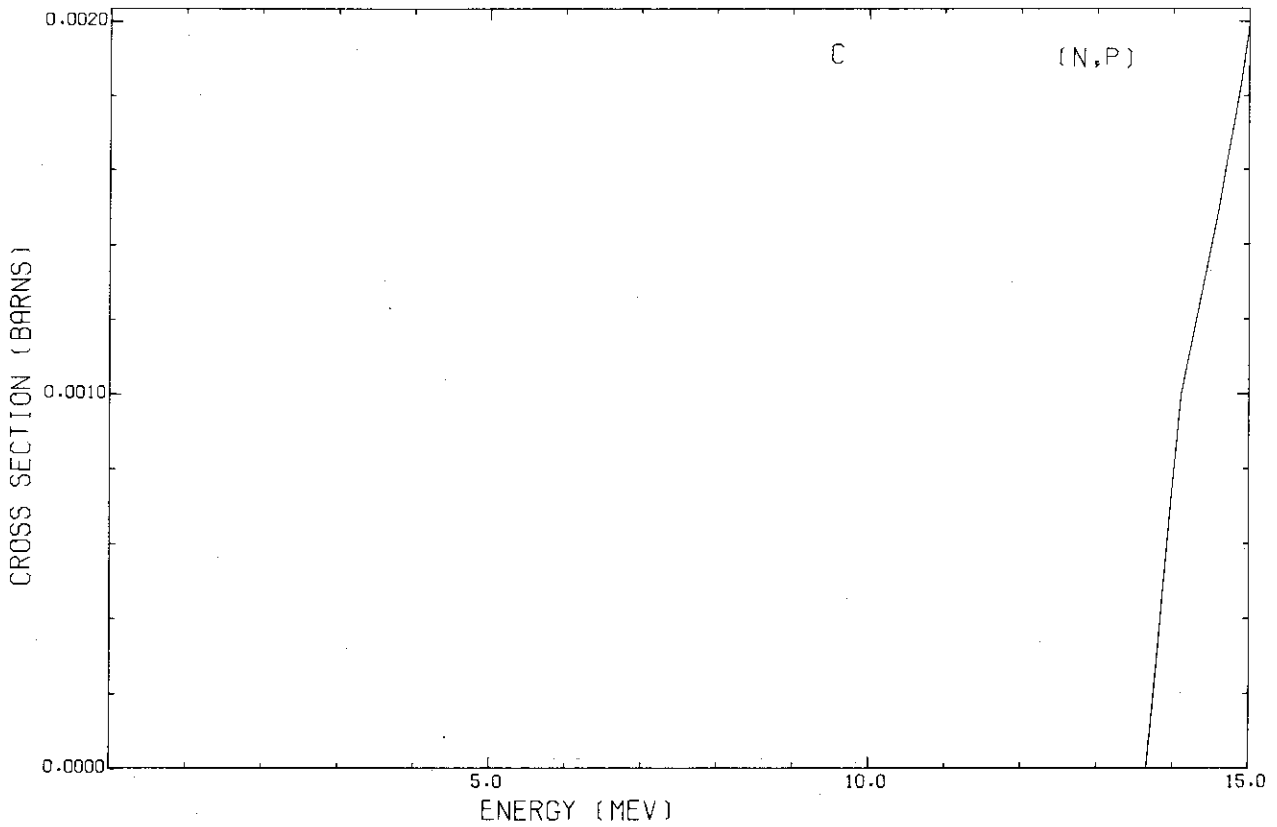
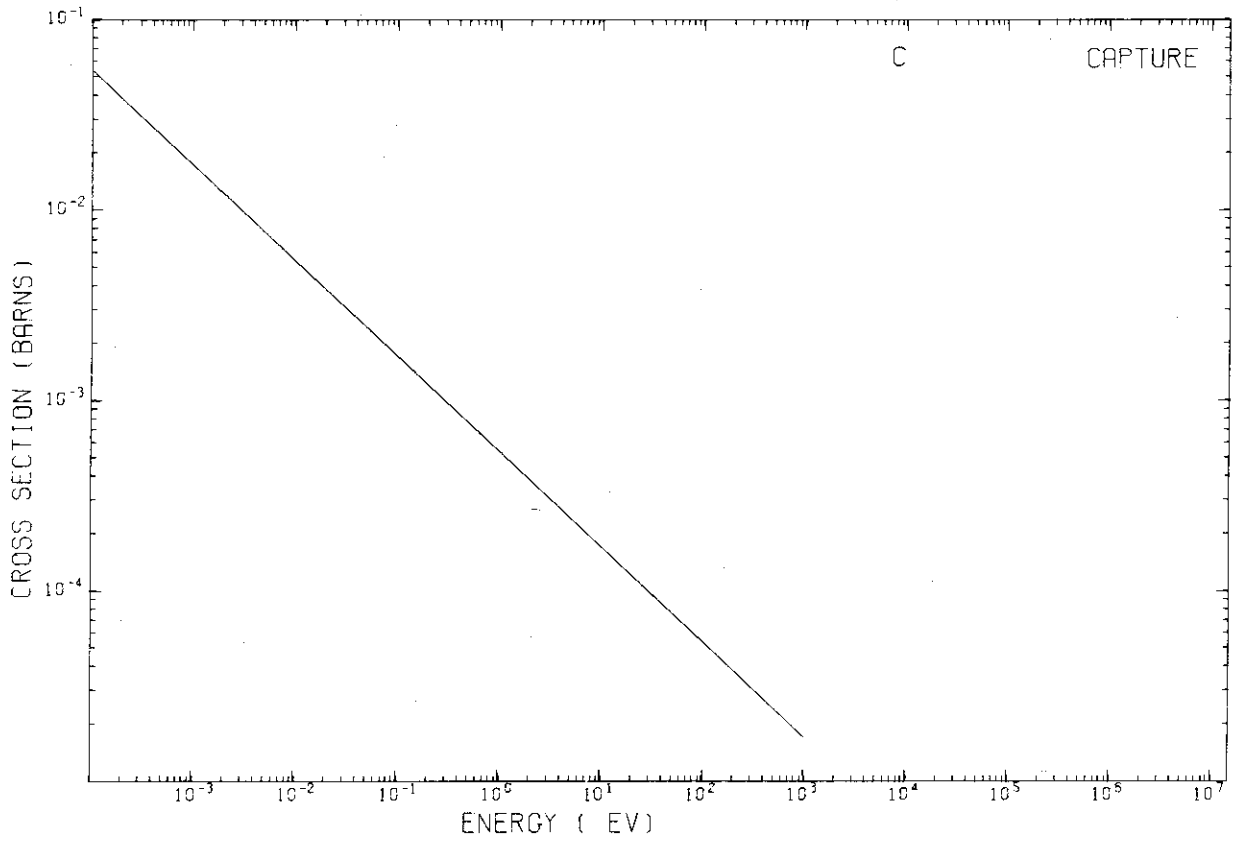


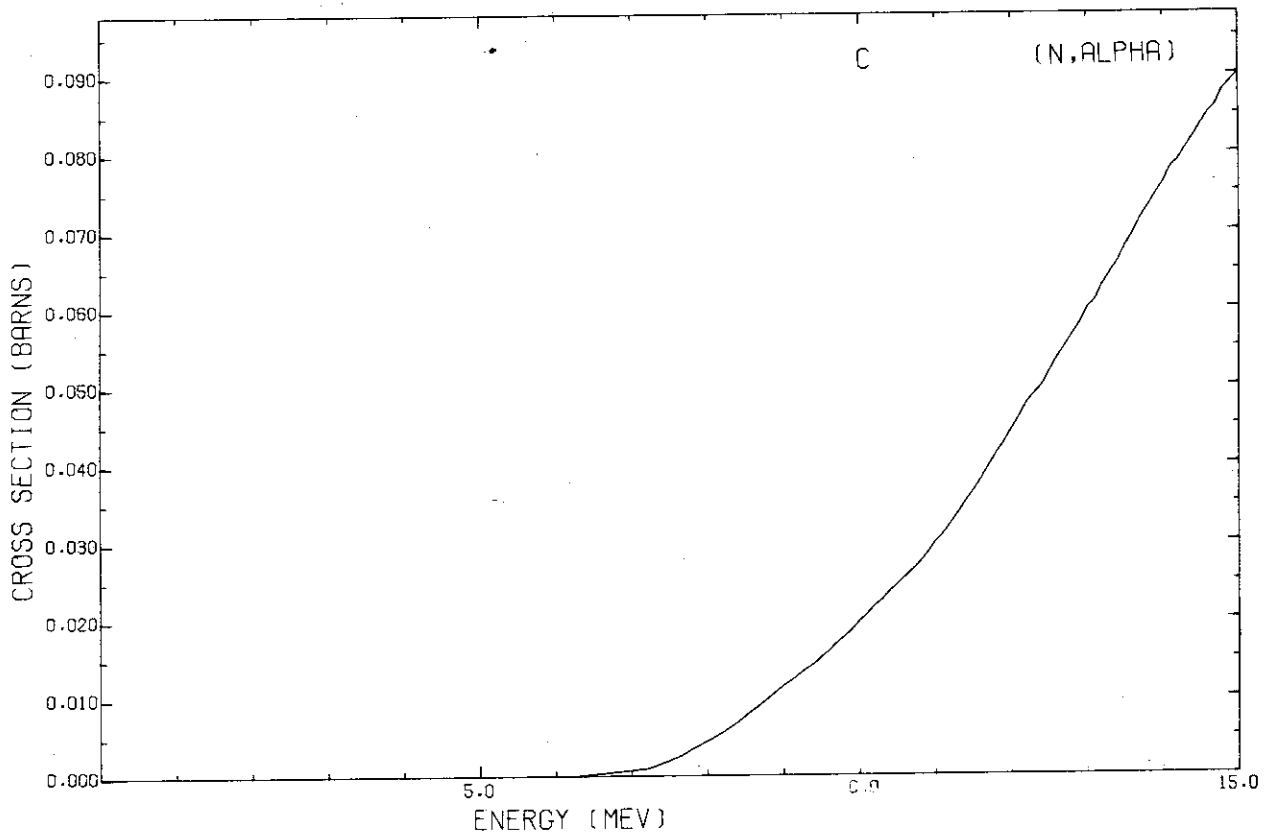
C



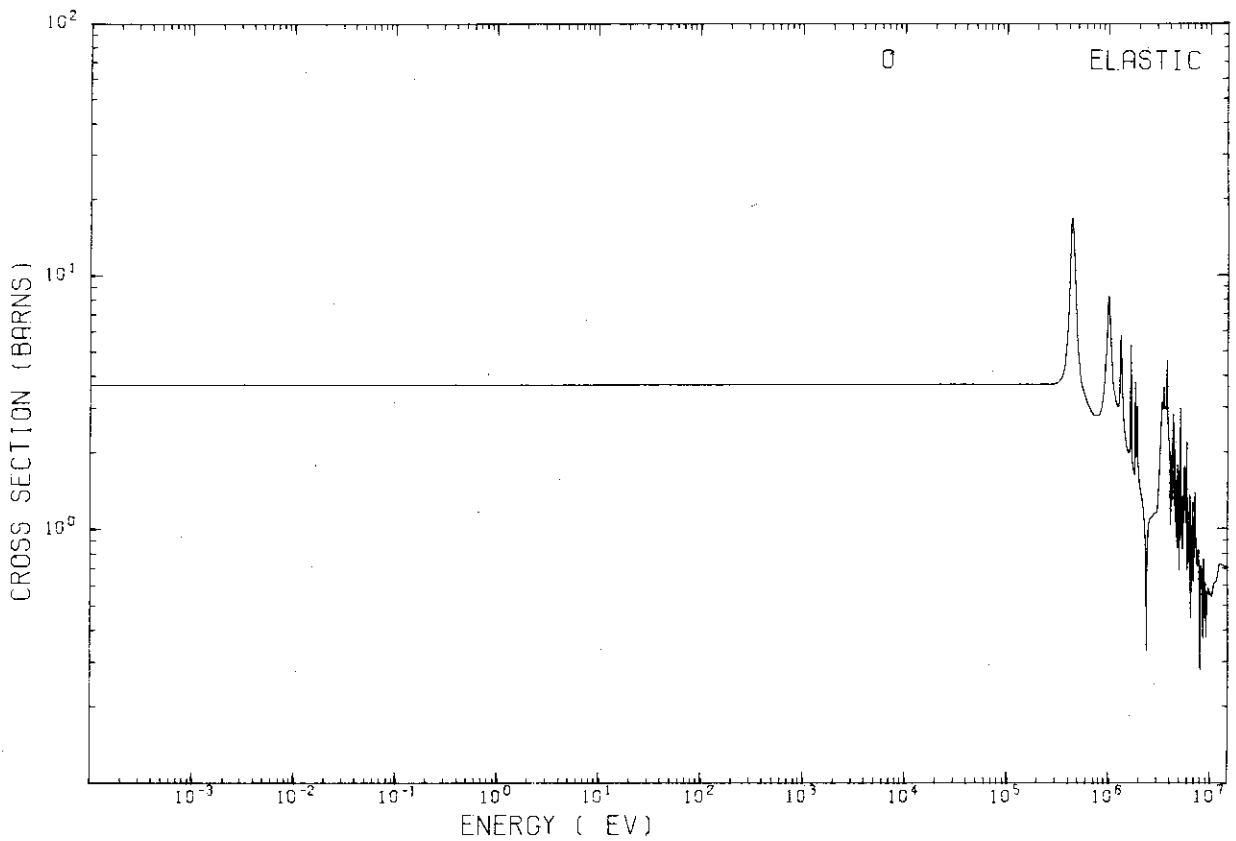
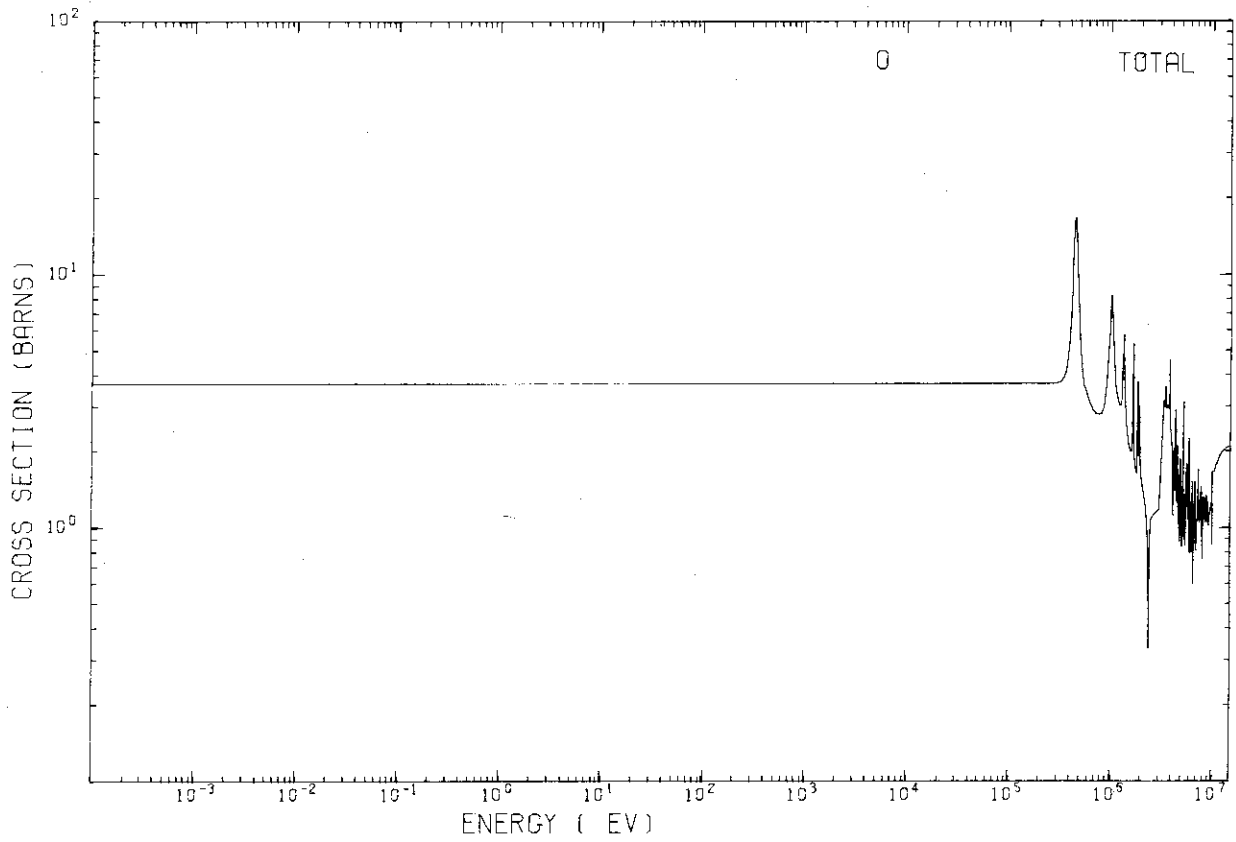


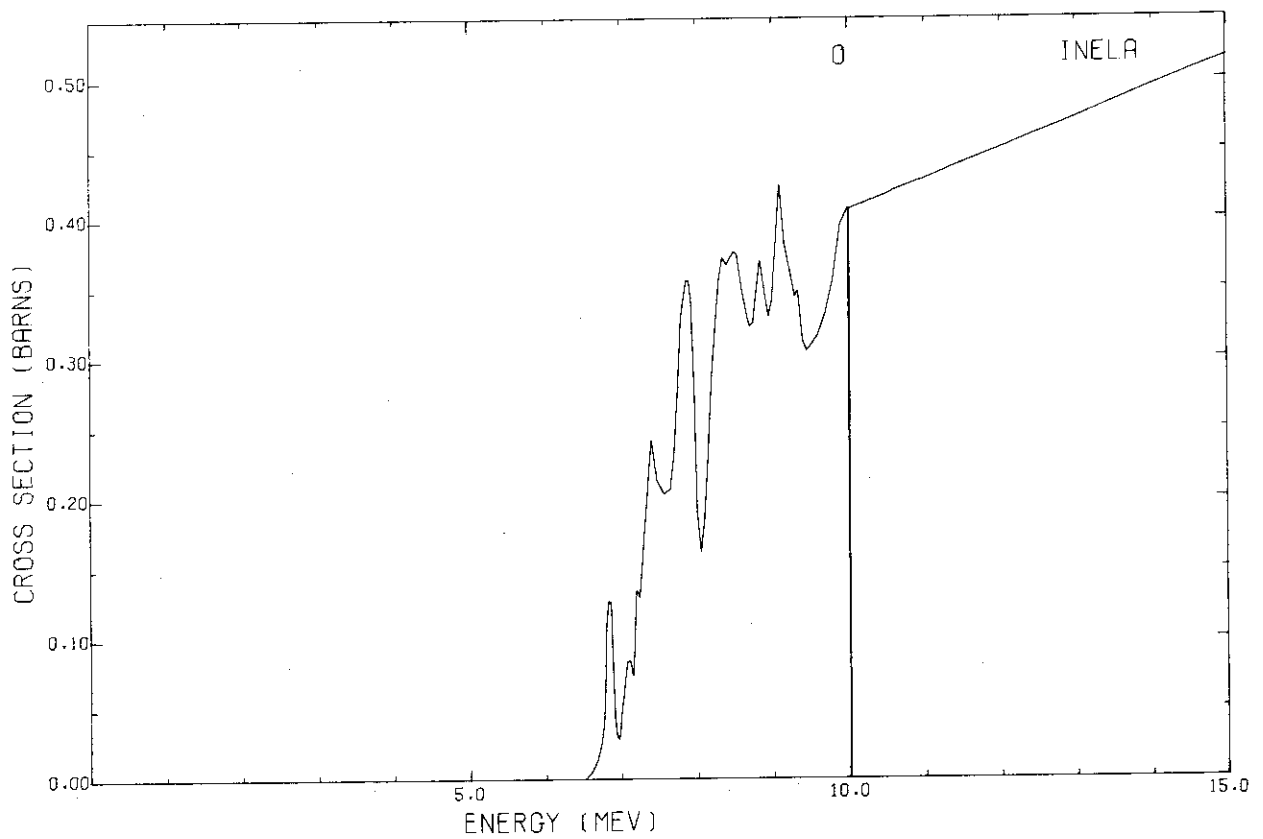
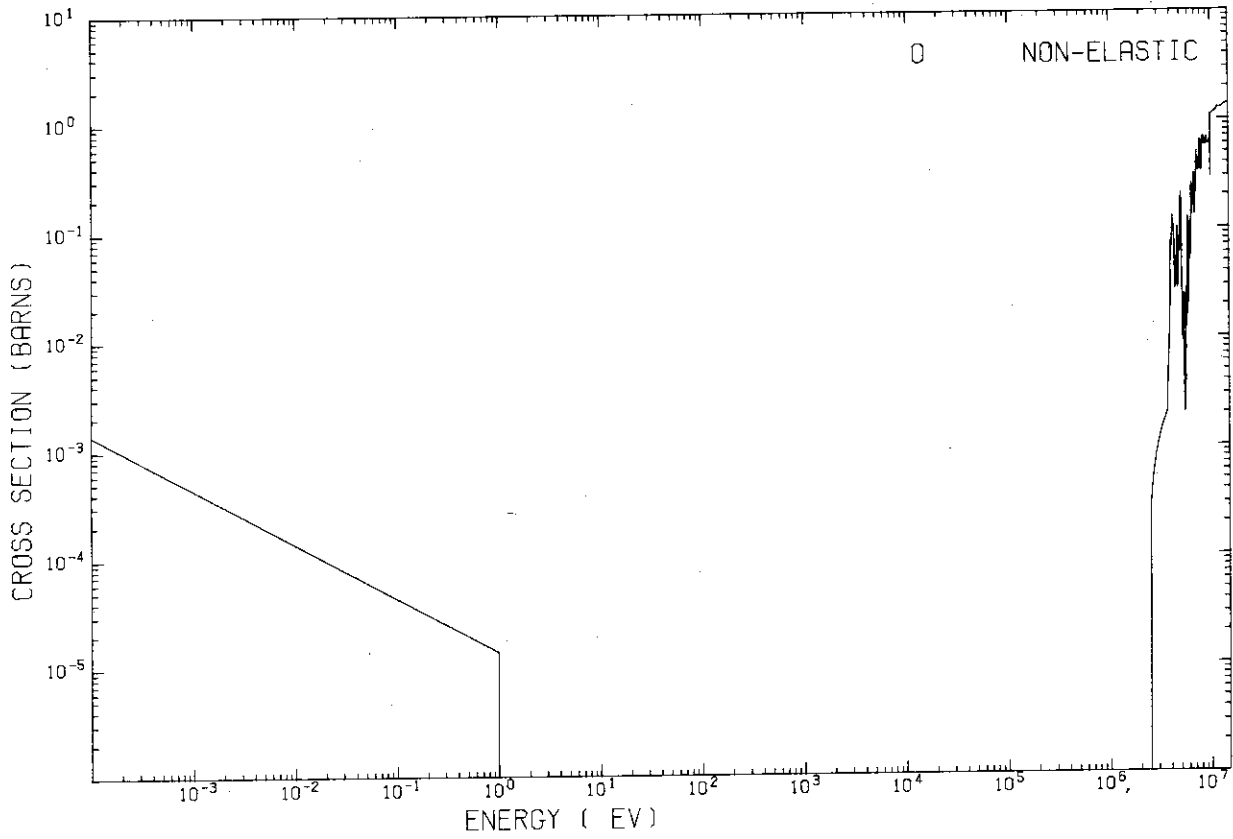
C



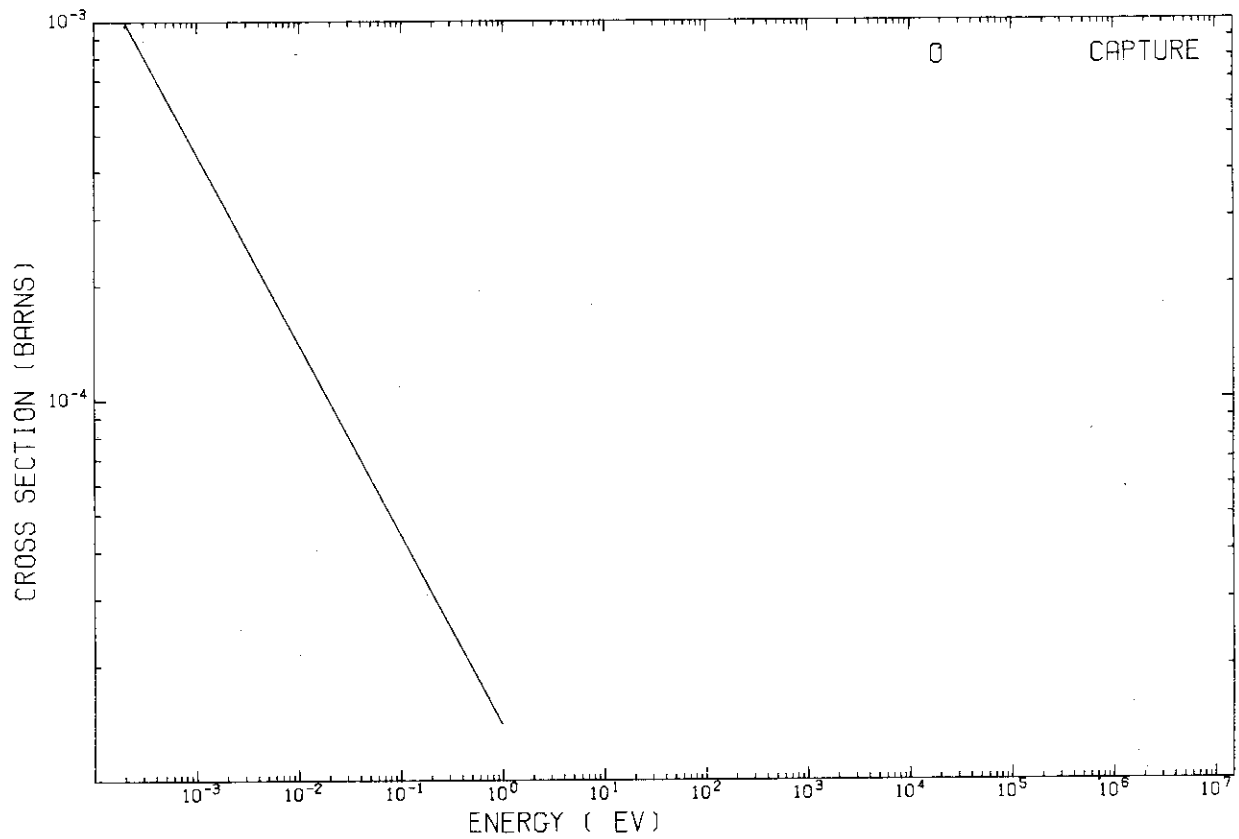
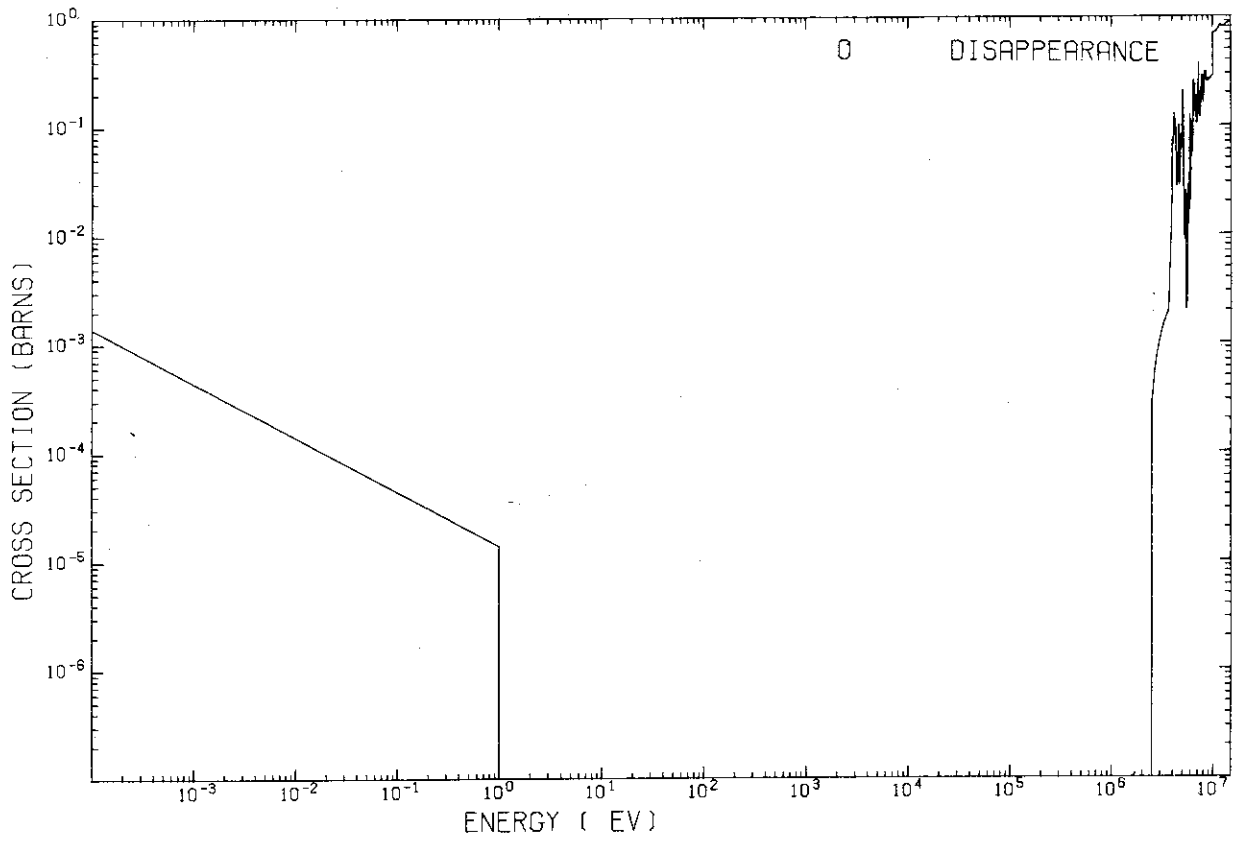


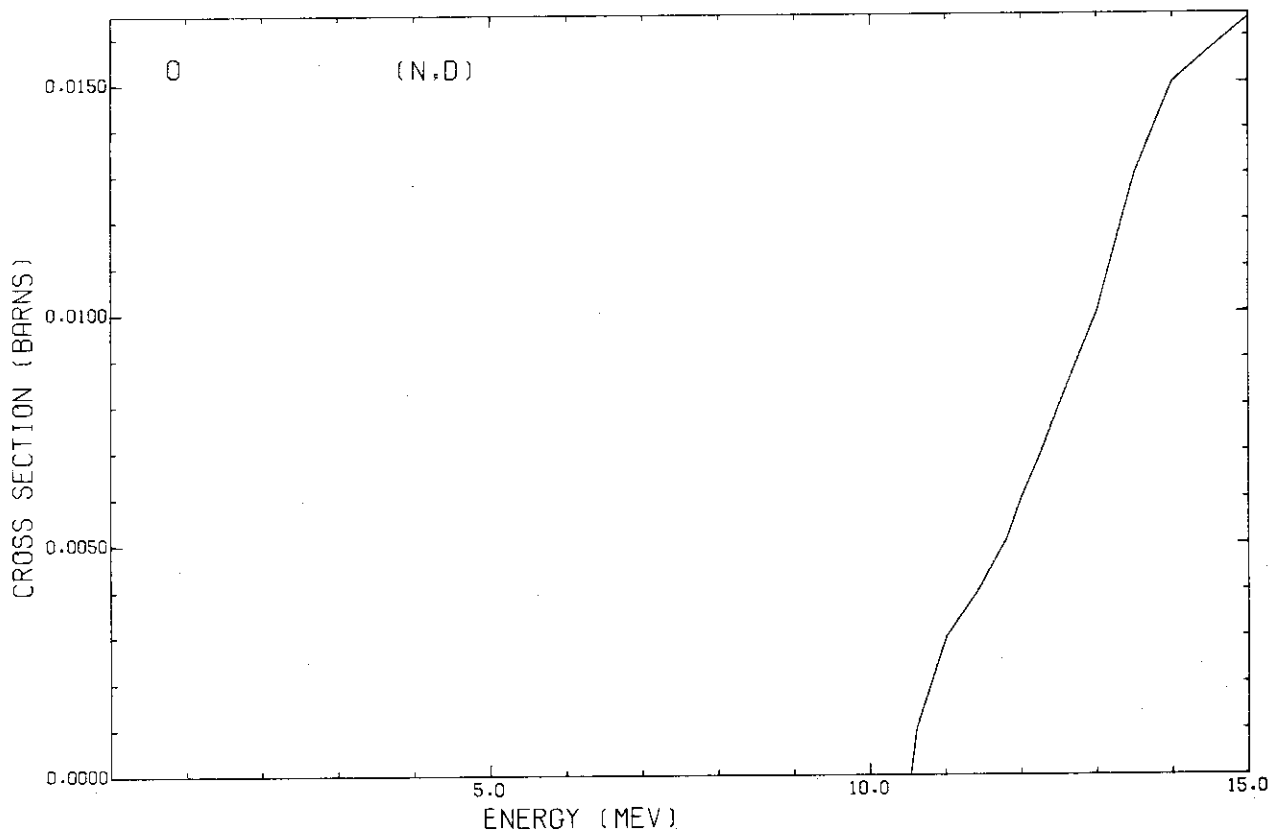
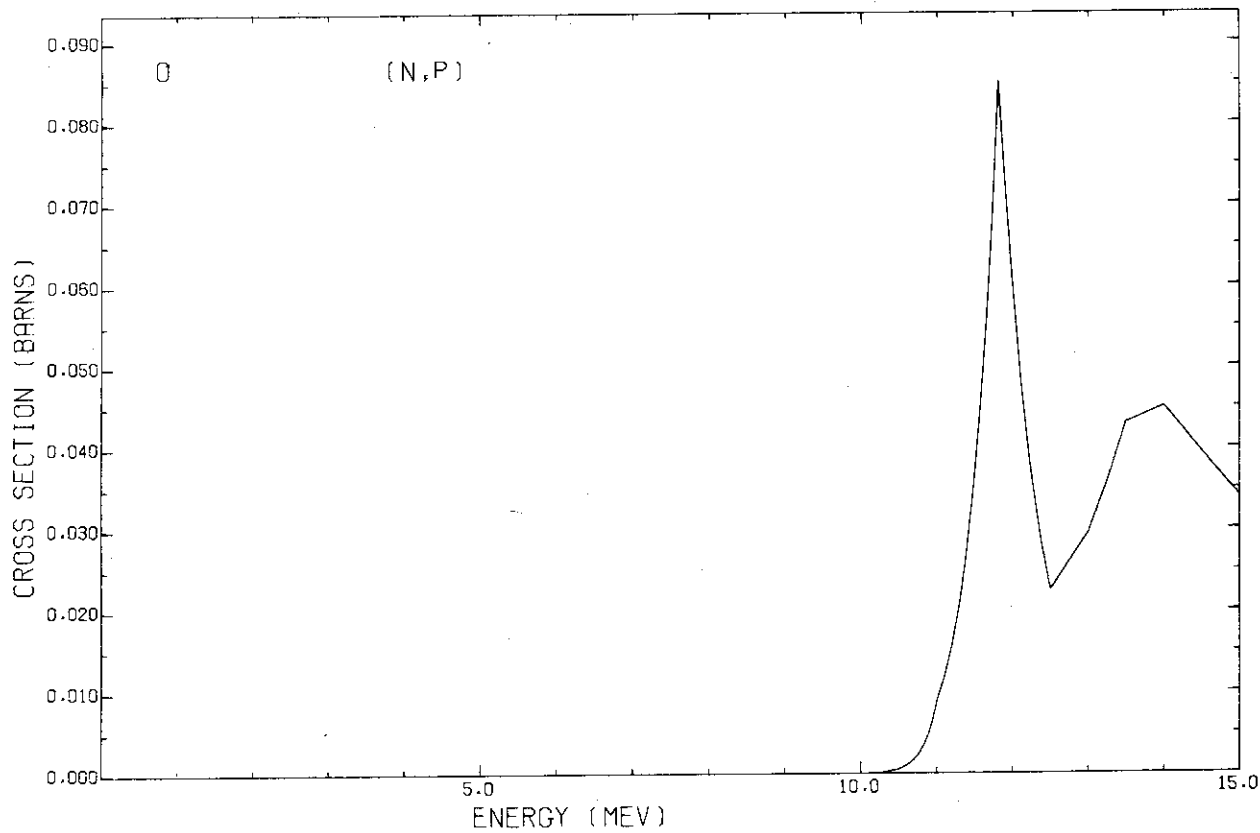
O





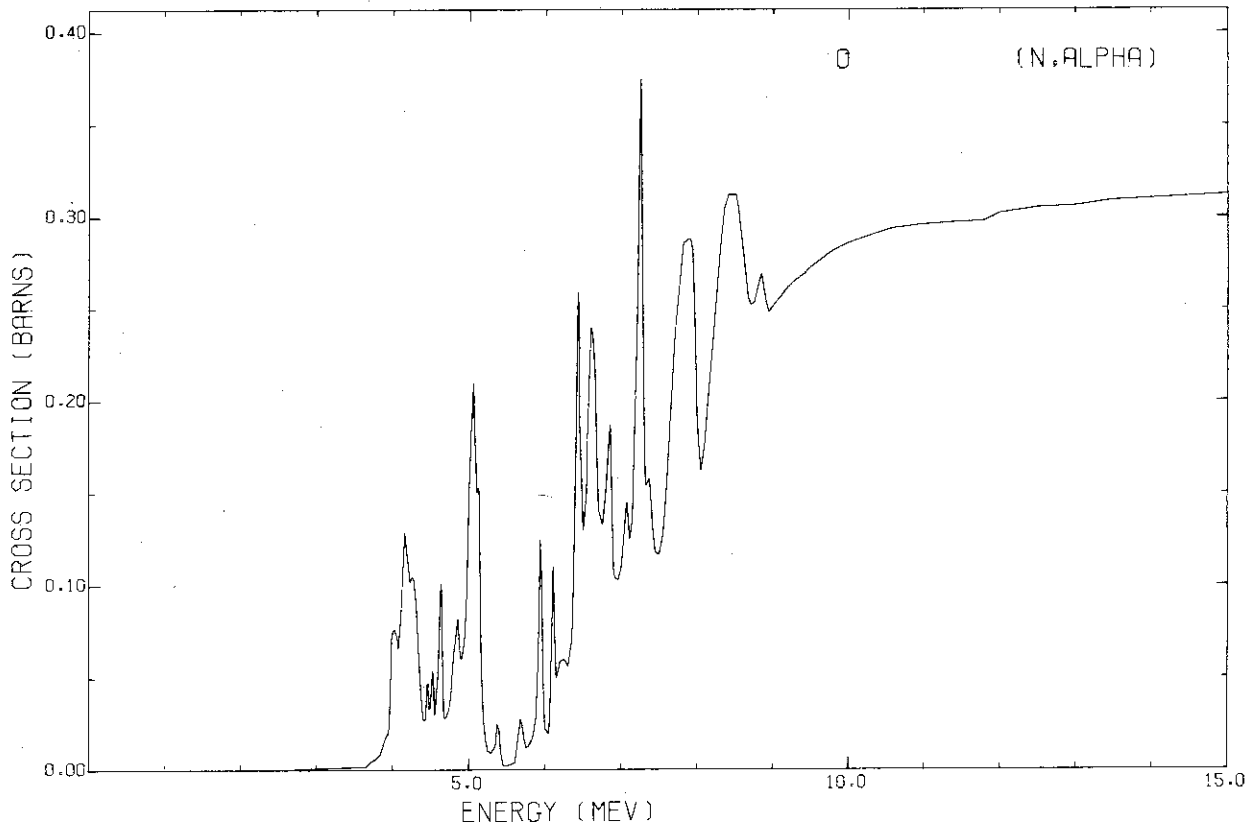
0

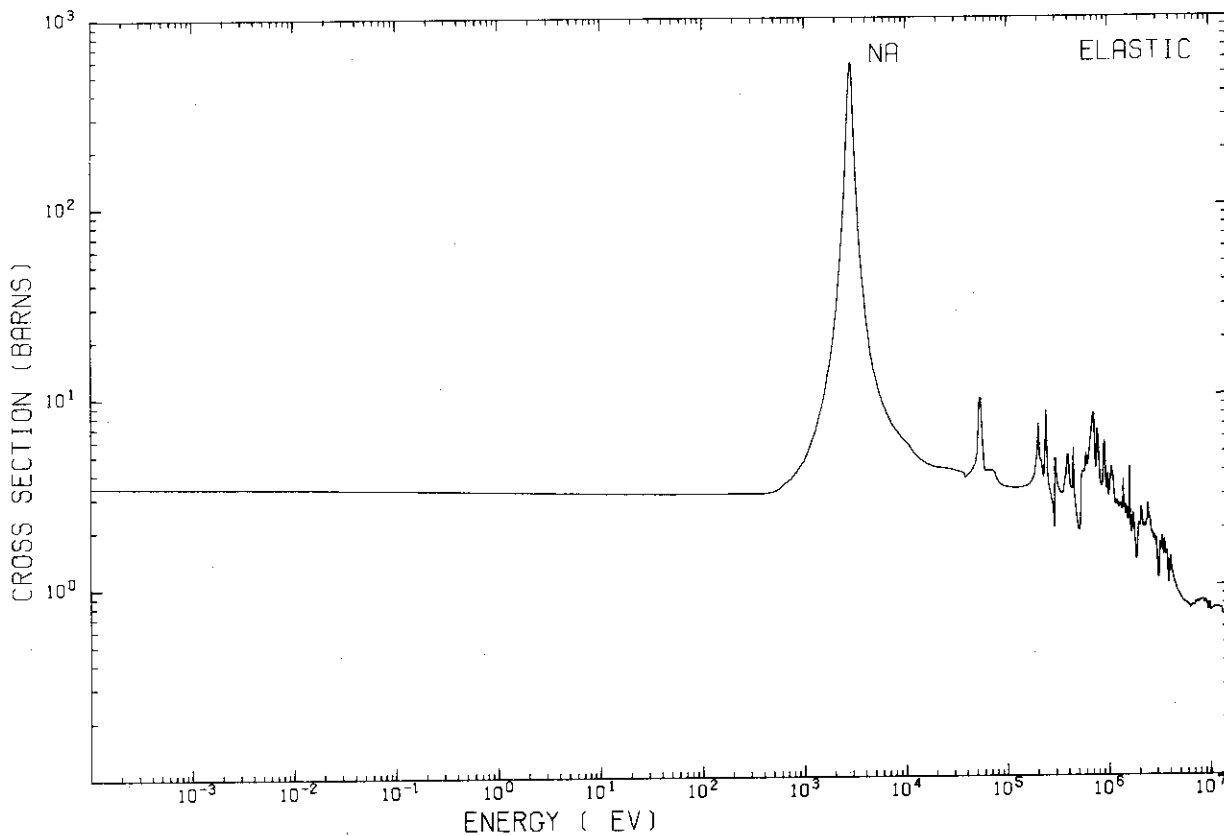
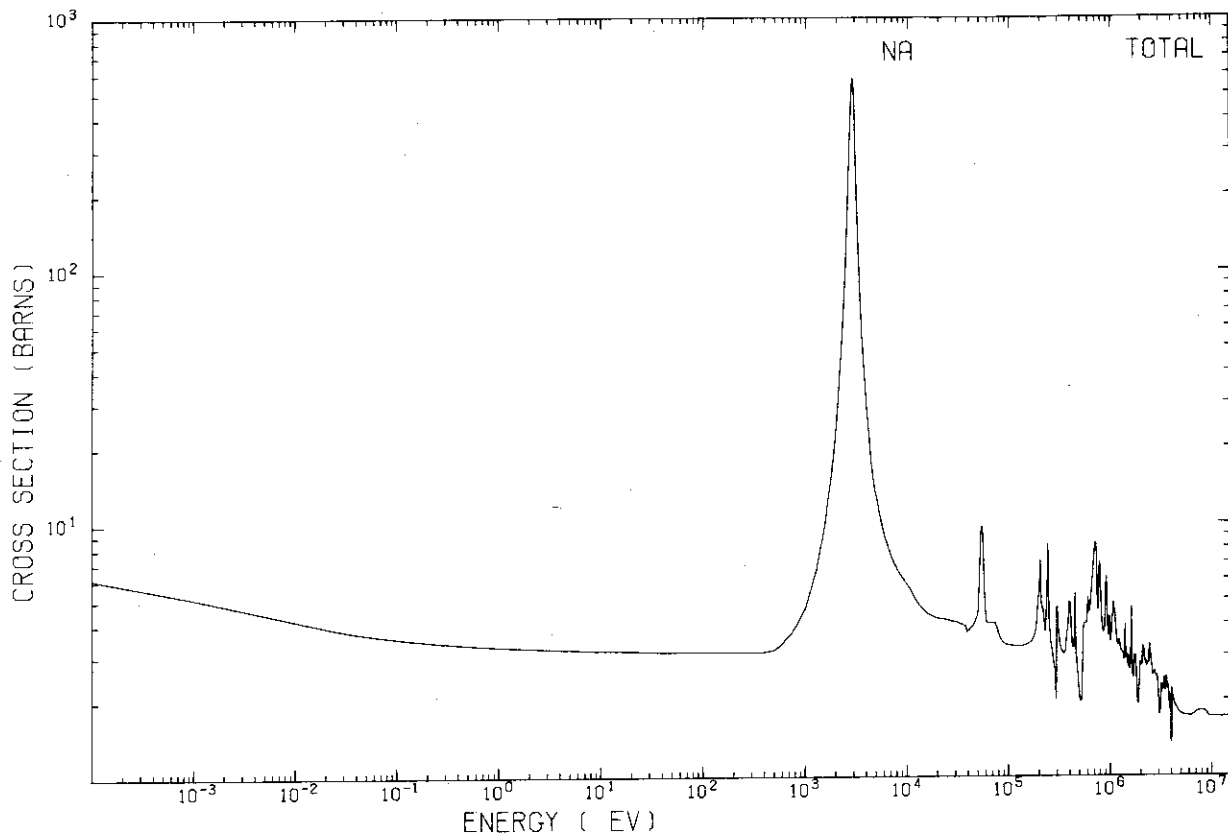




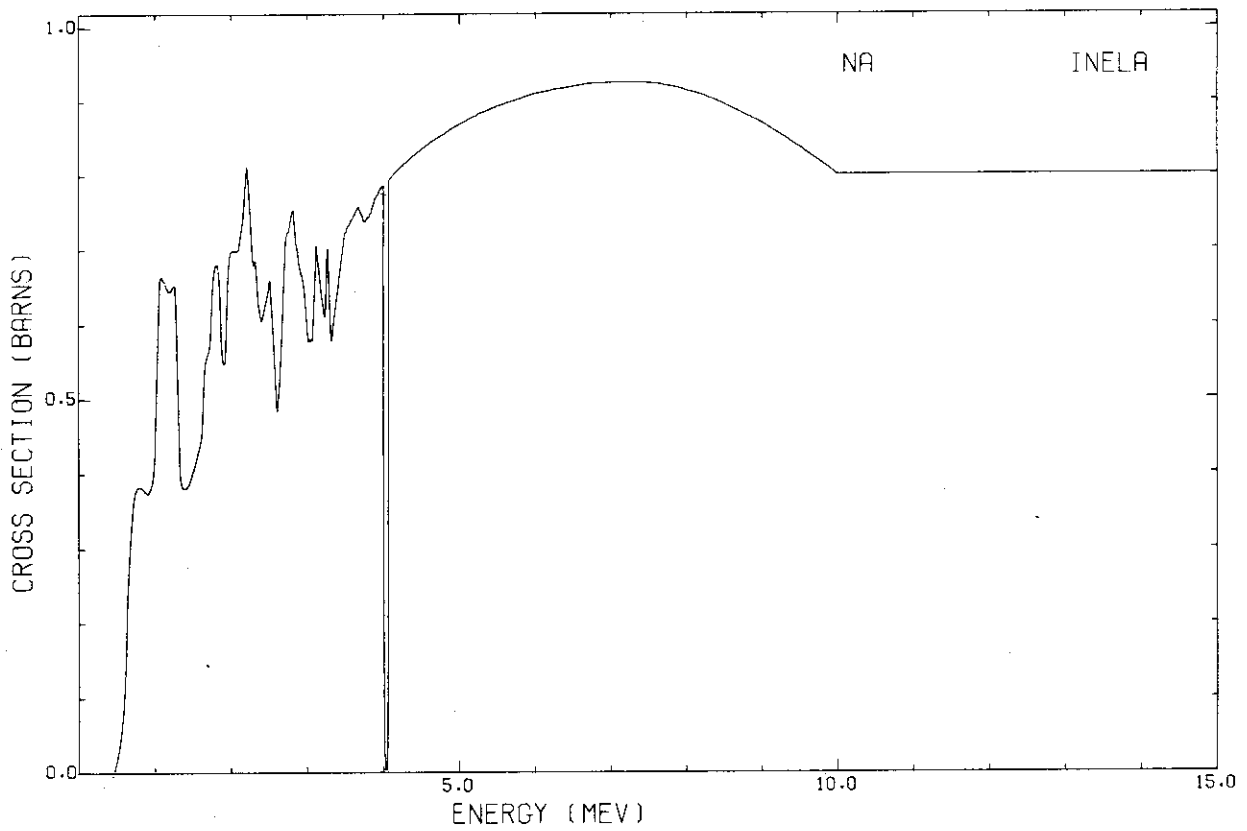
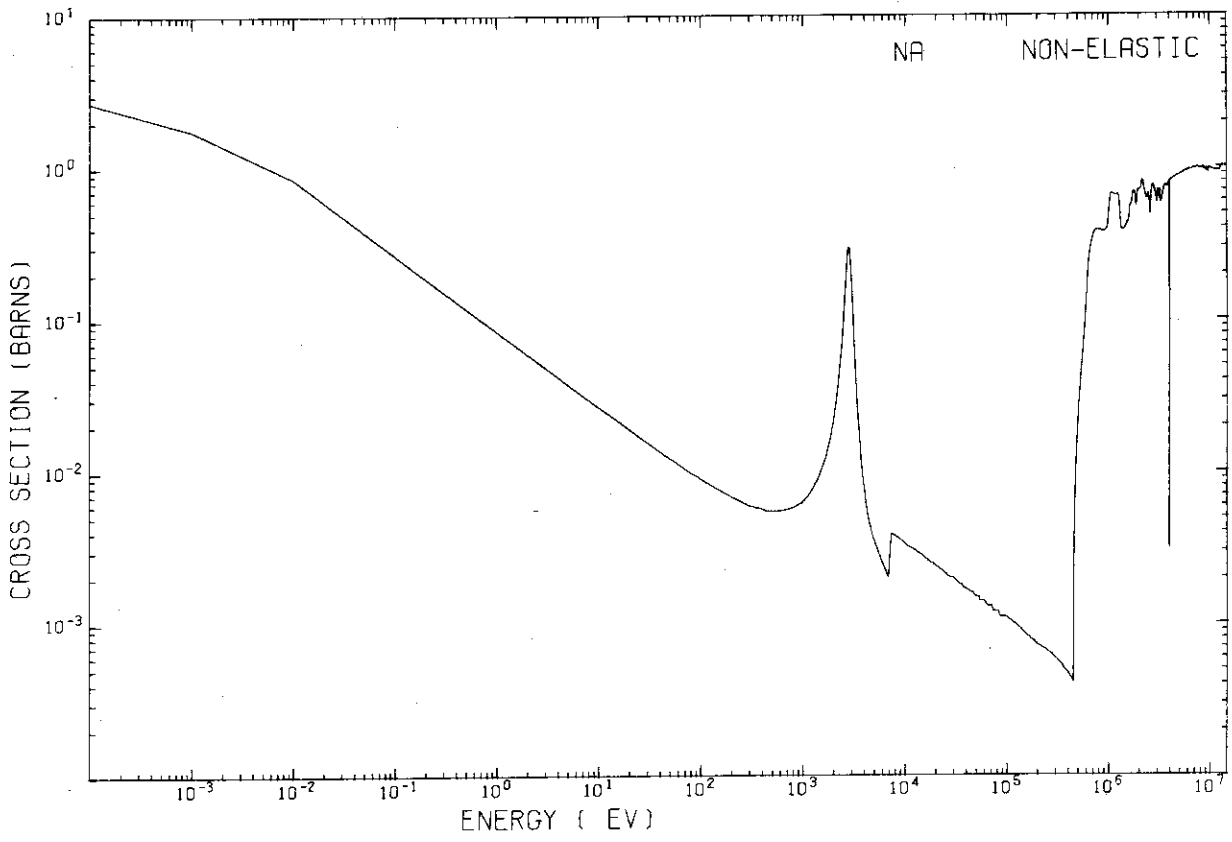


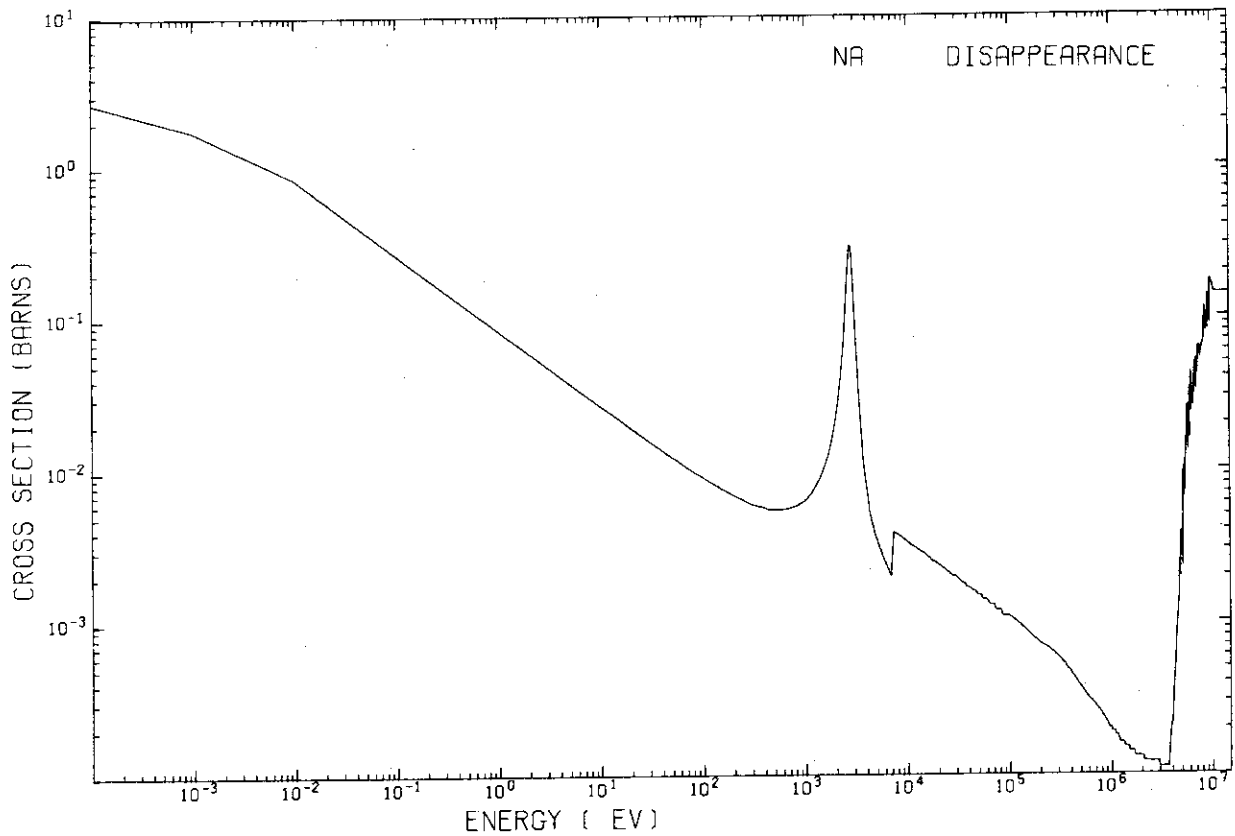
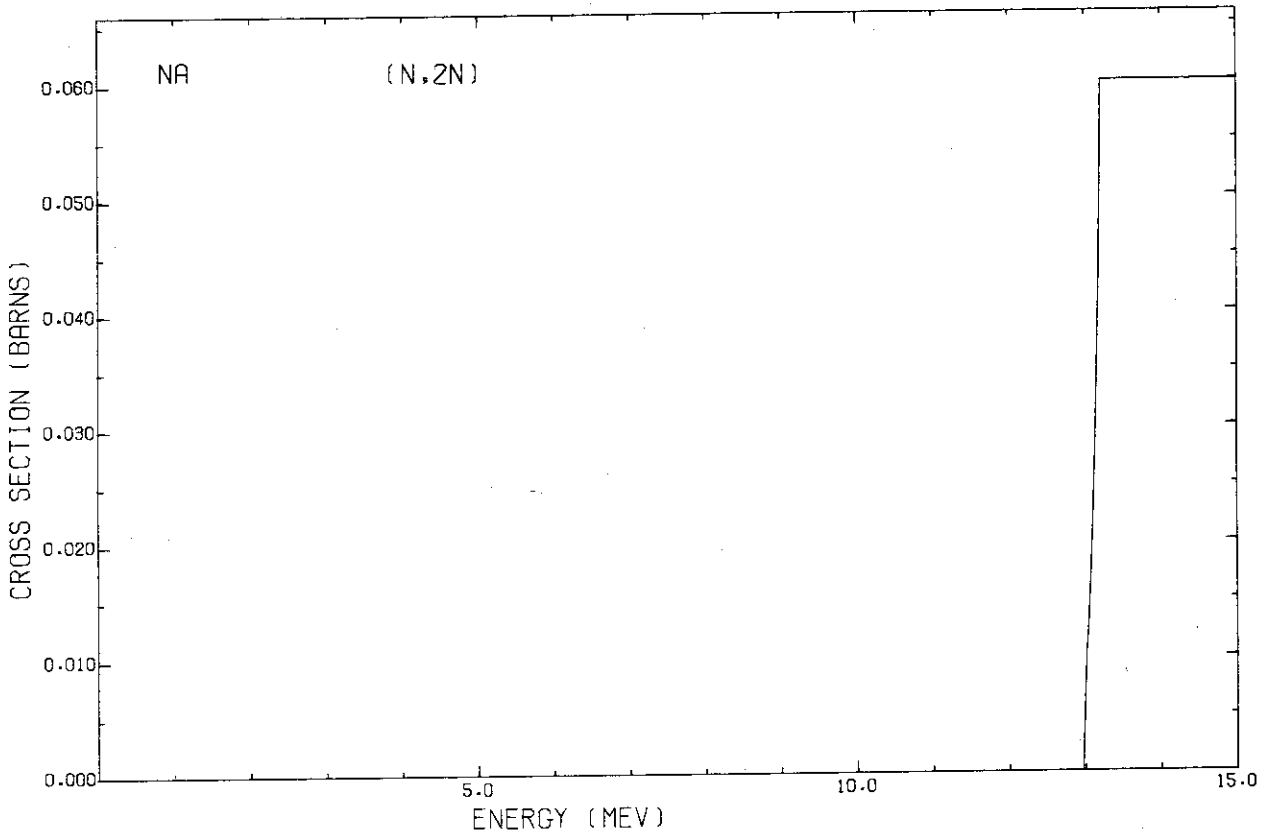
O



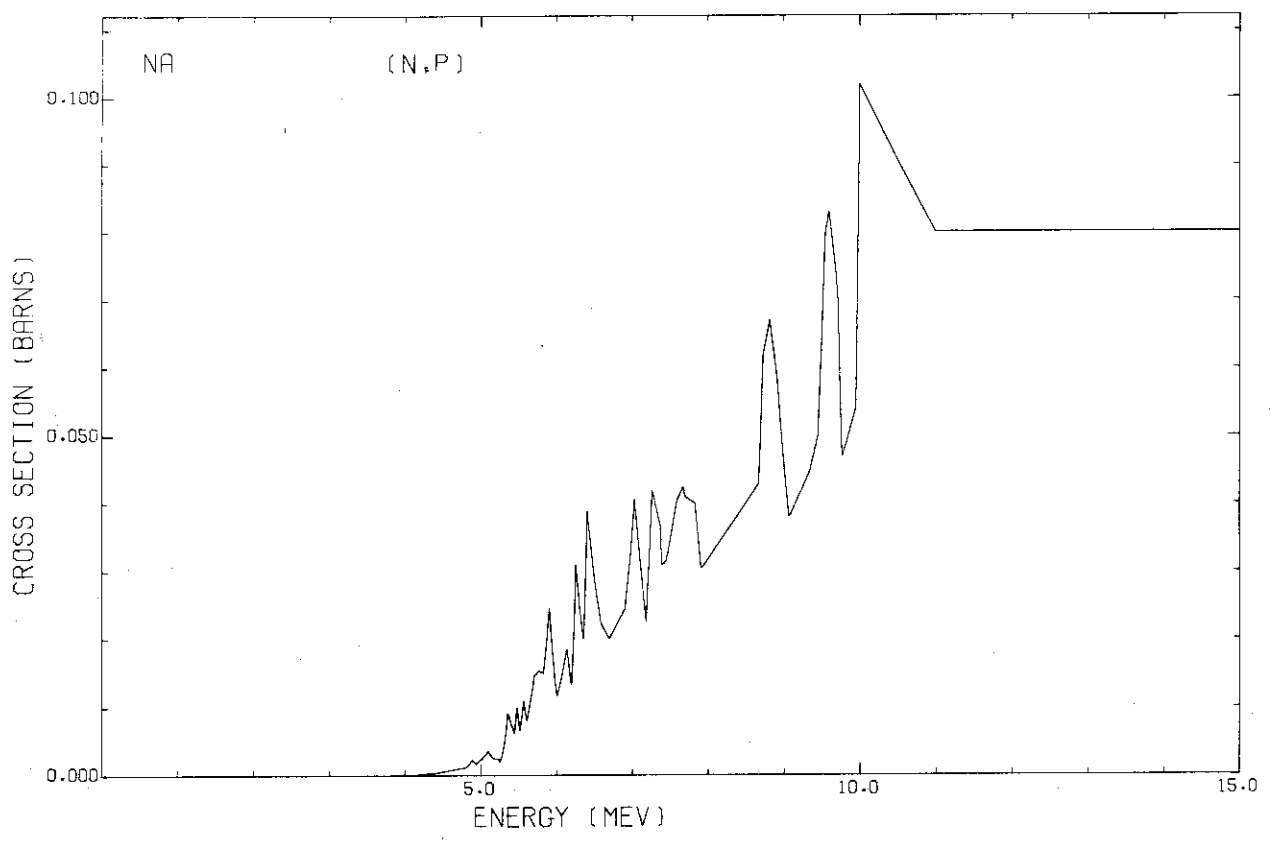
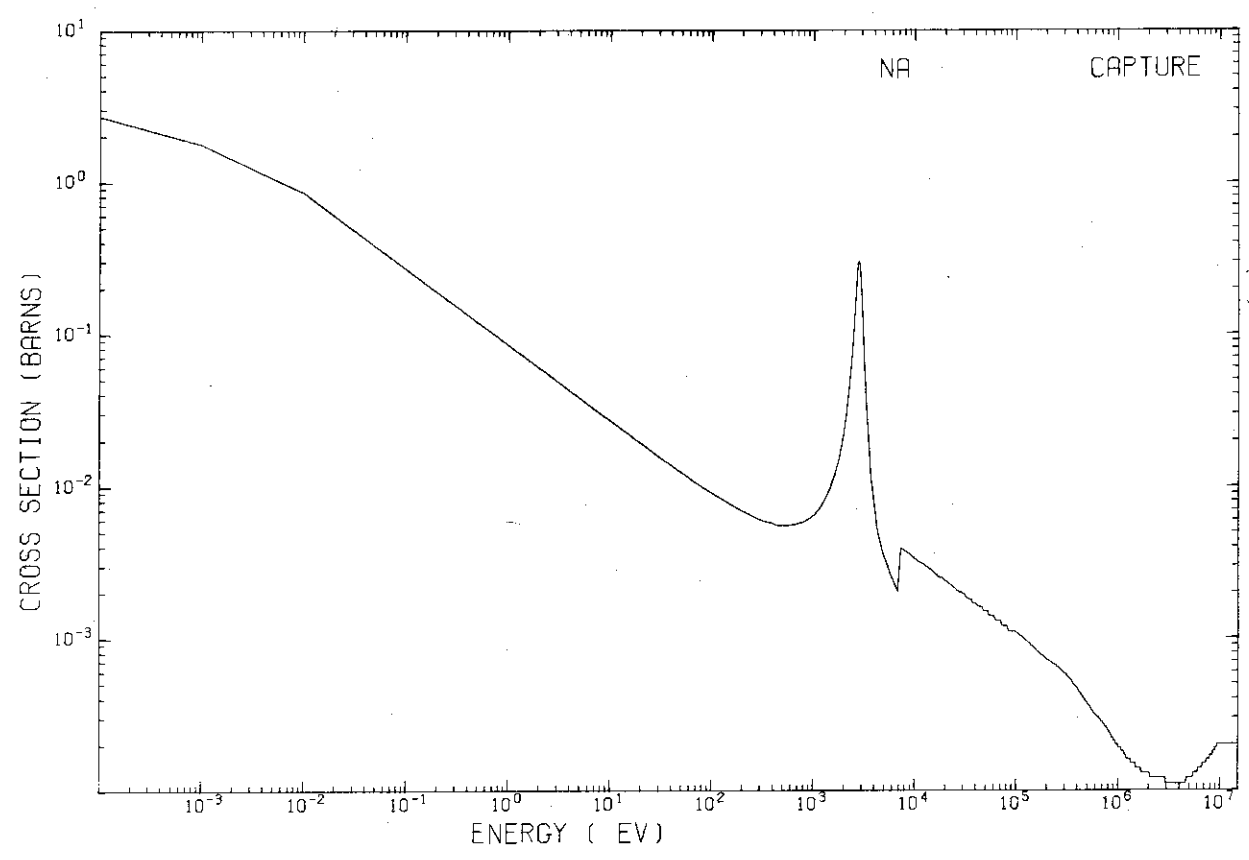


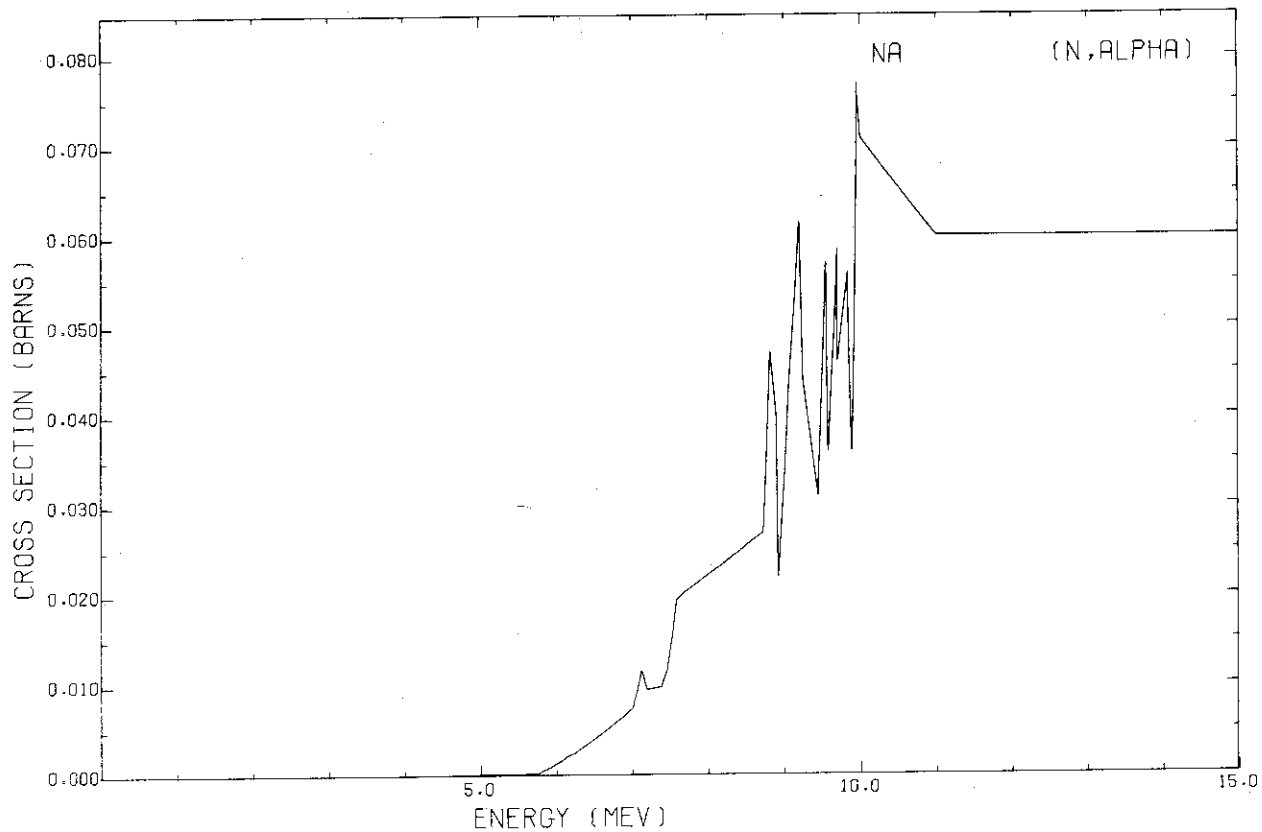
NA



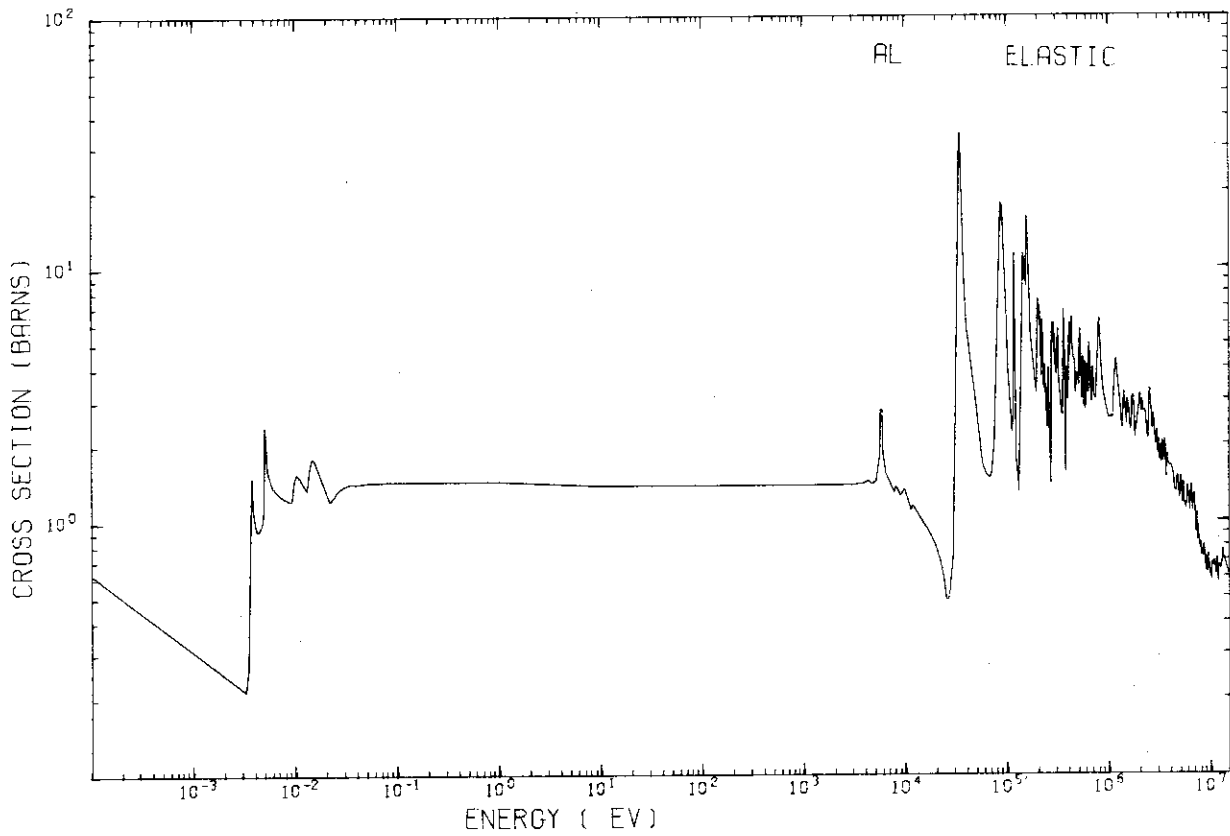
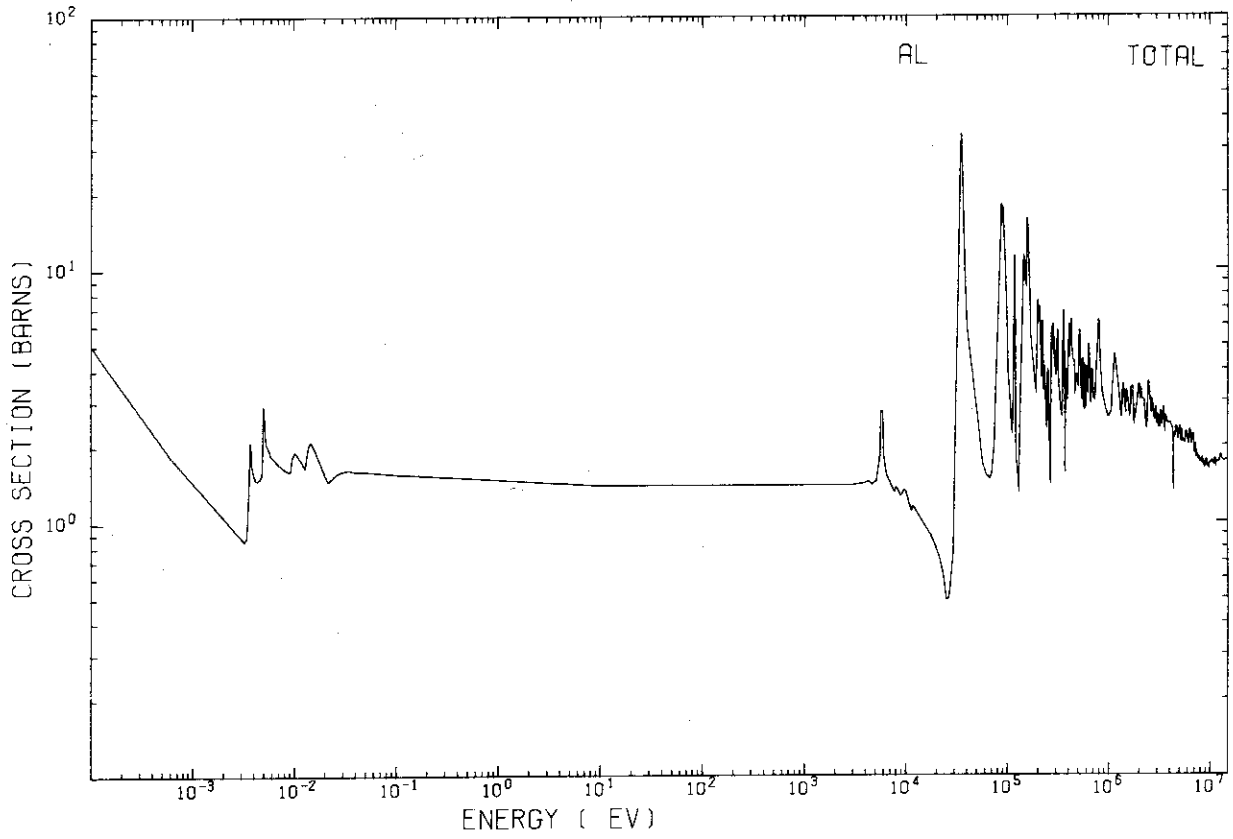


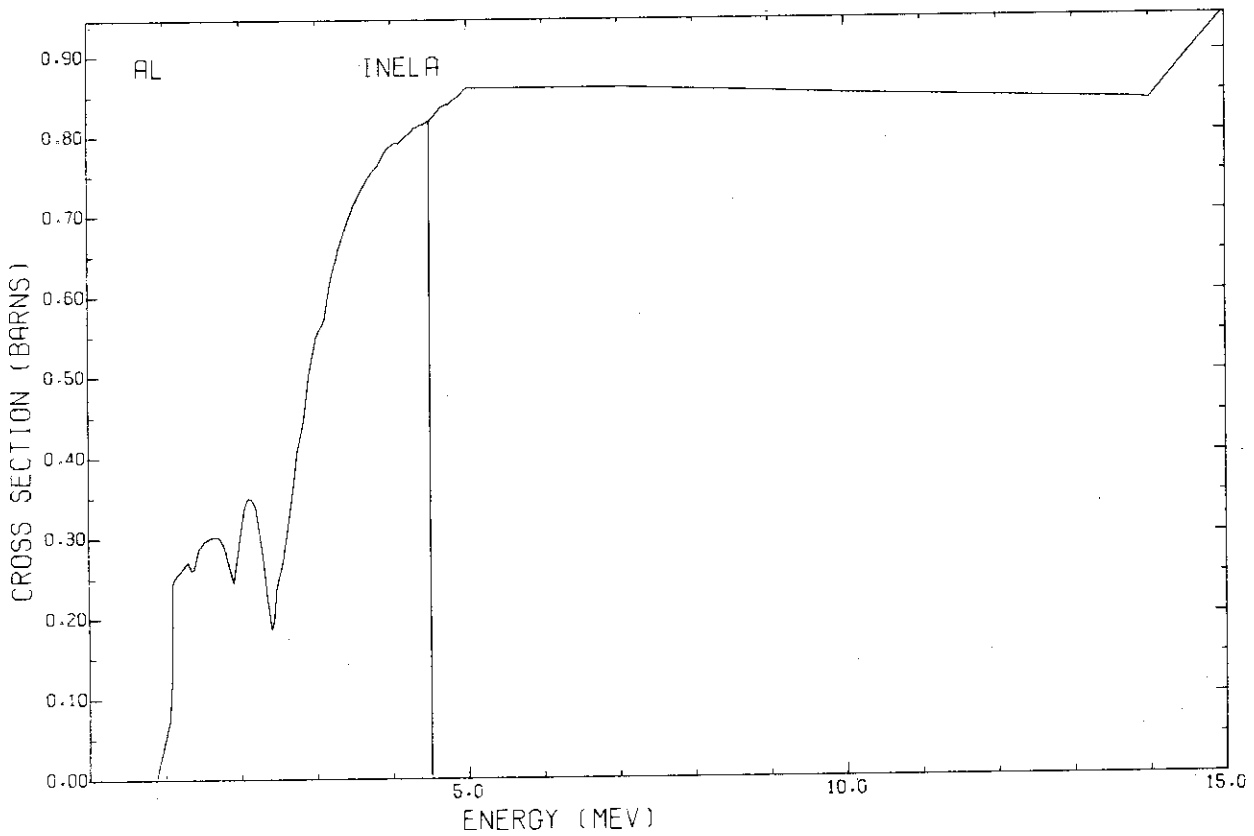
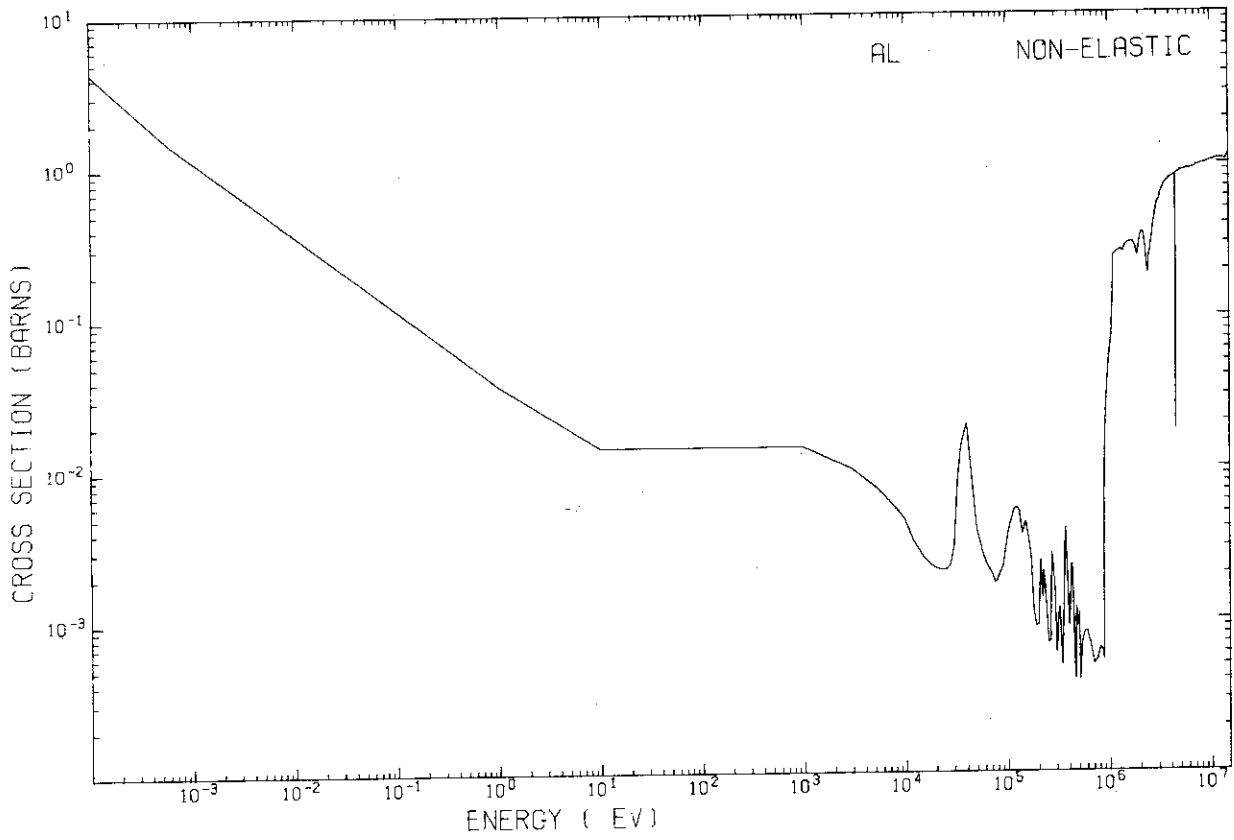
NA





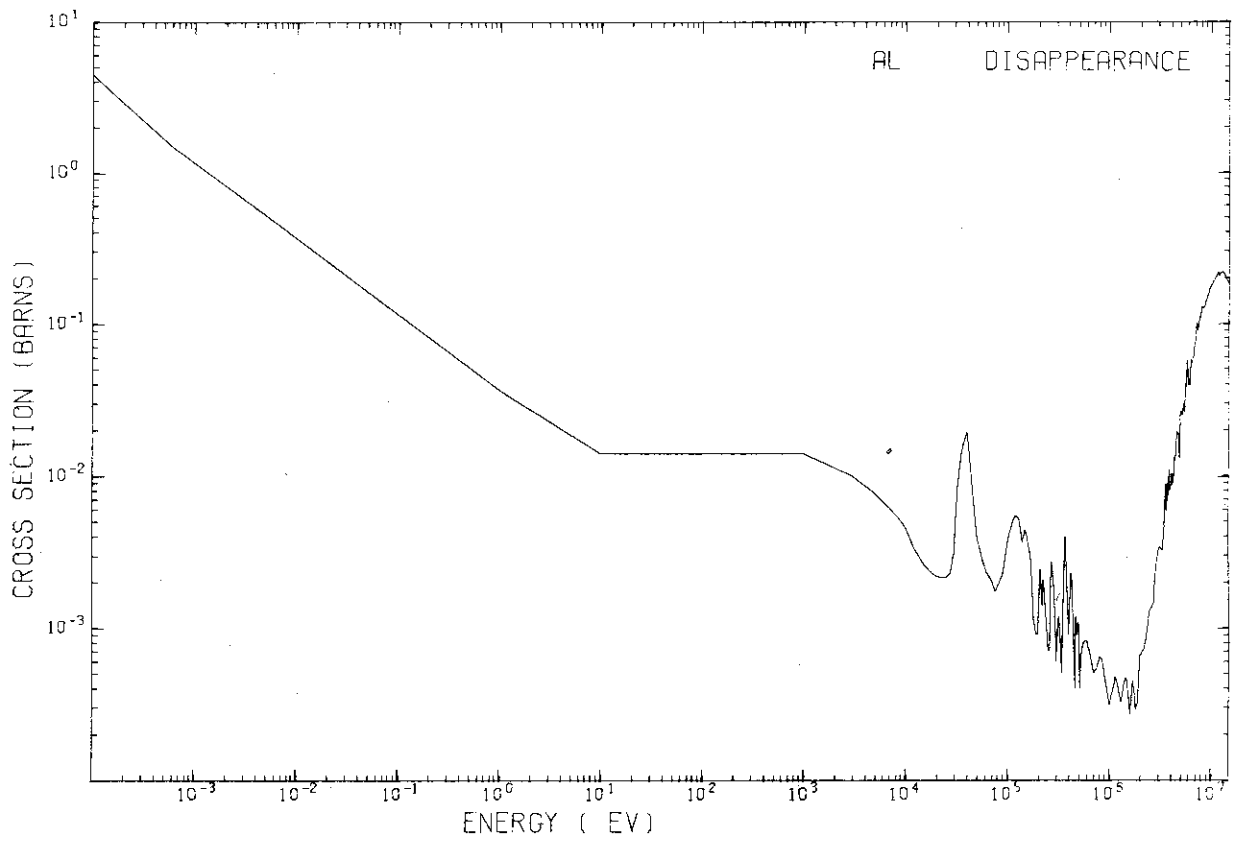
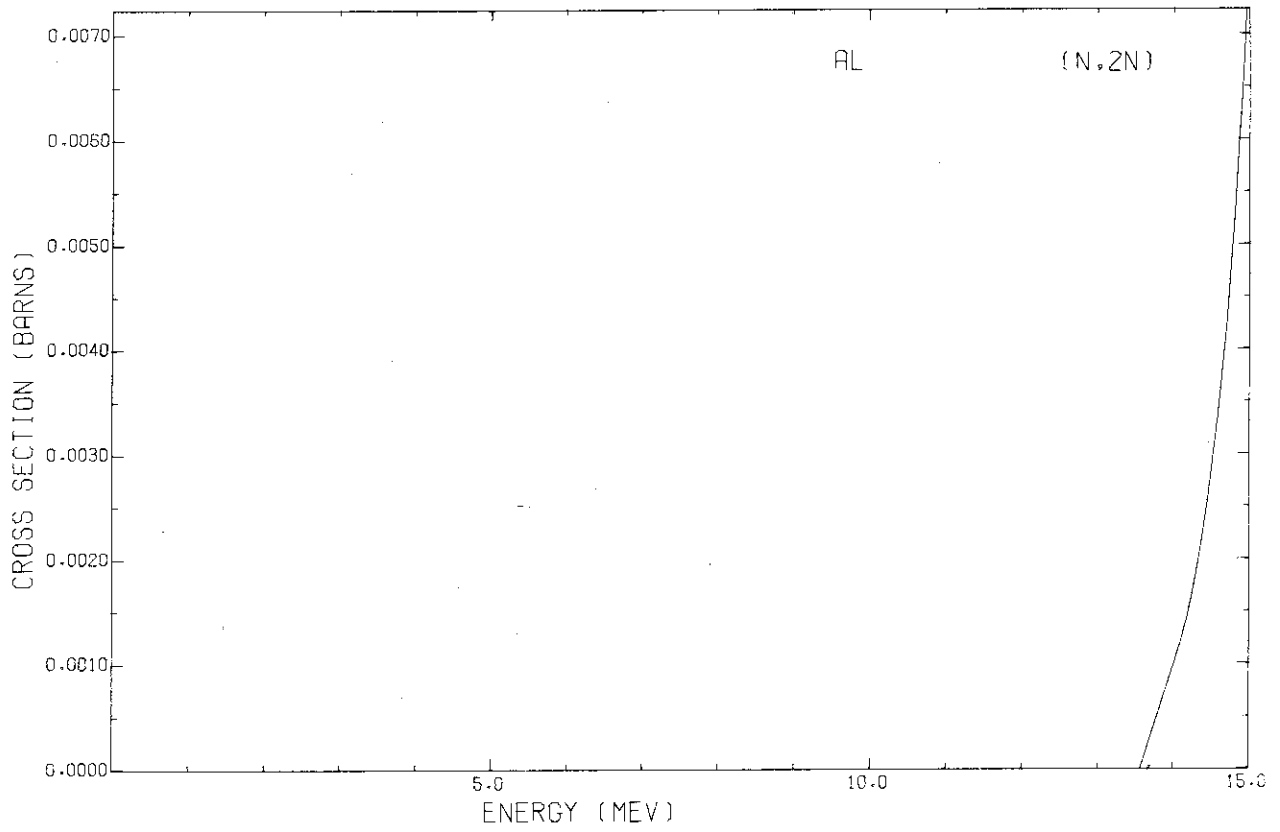
AL

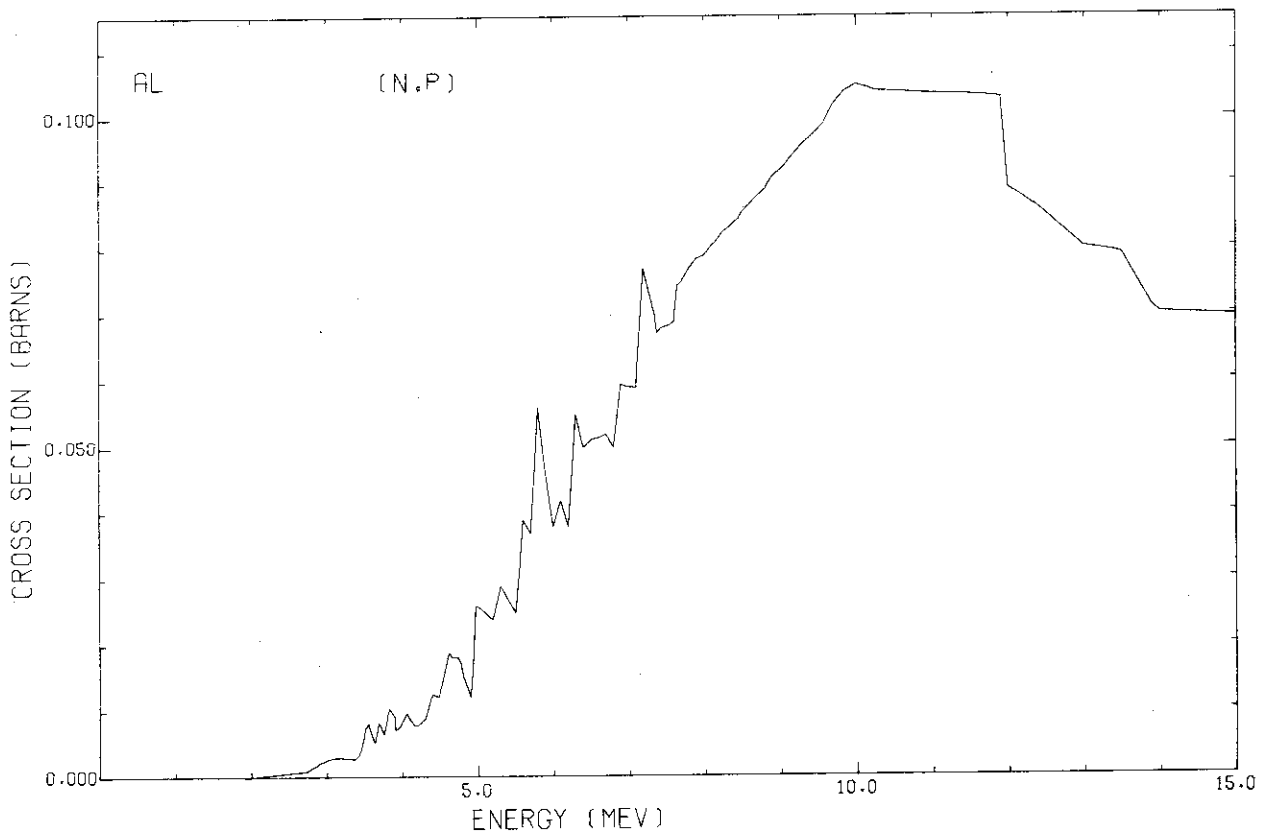
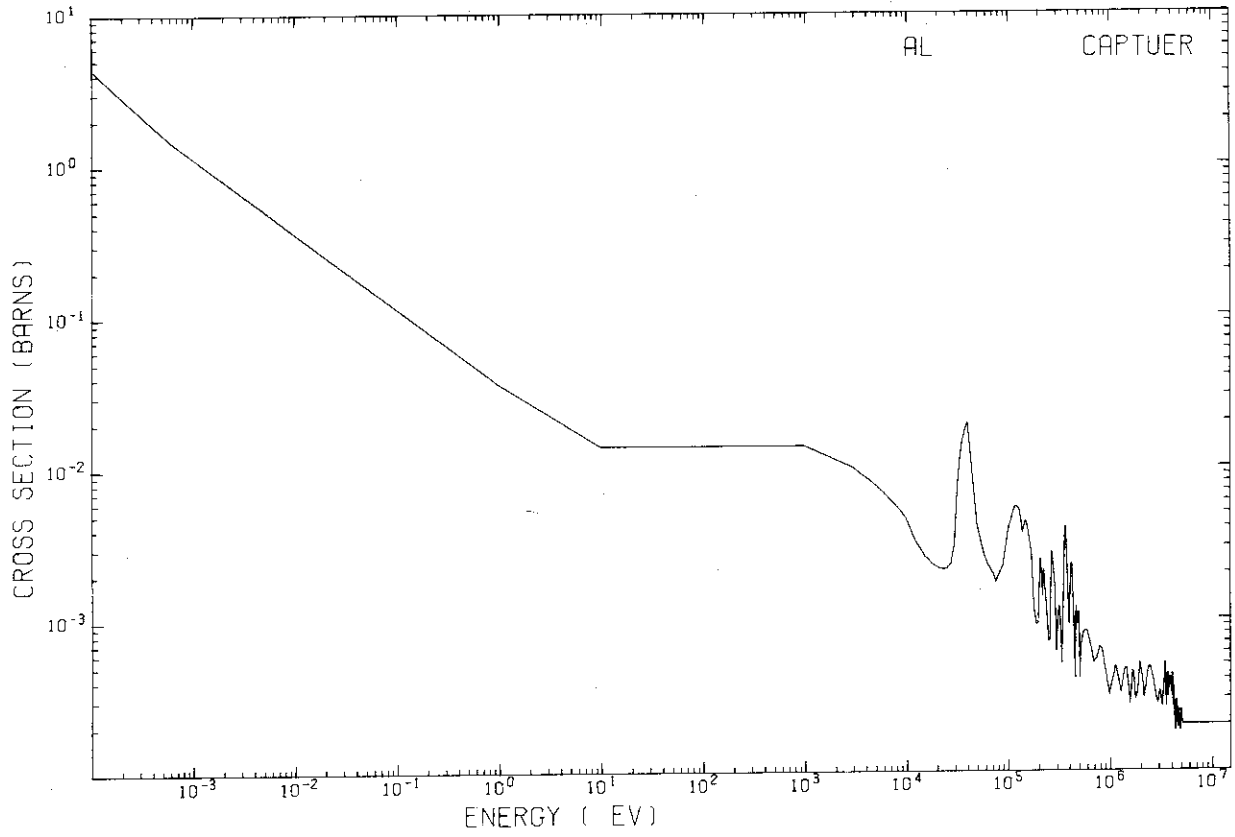




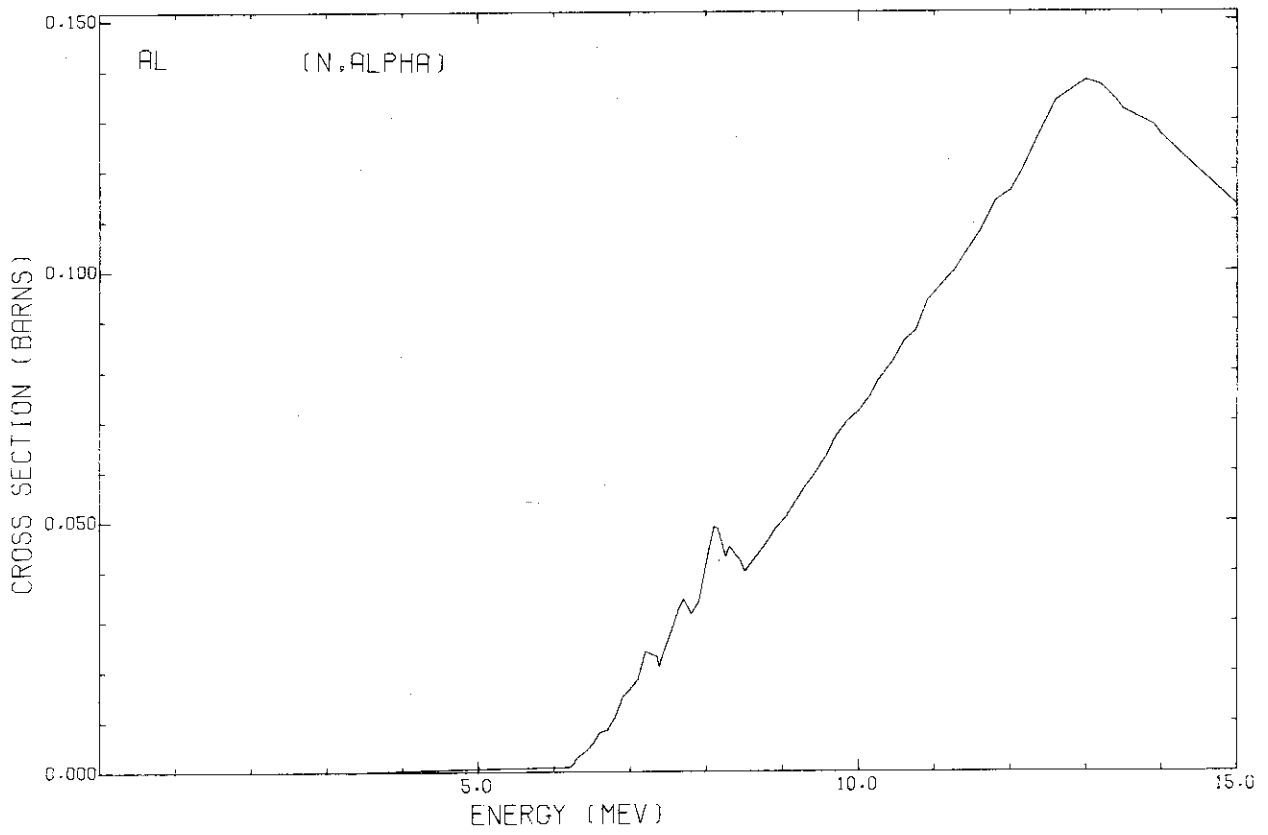


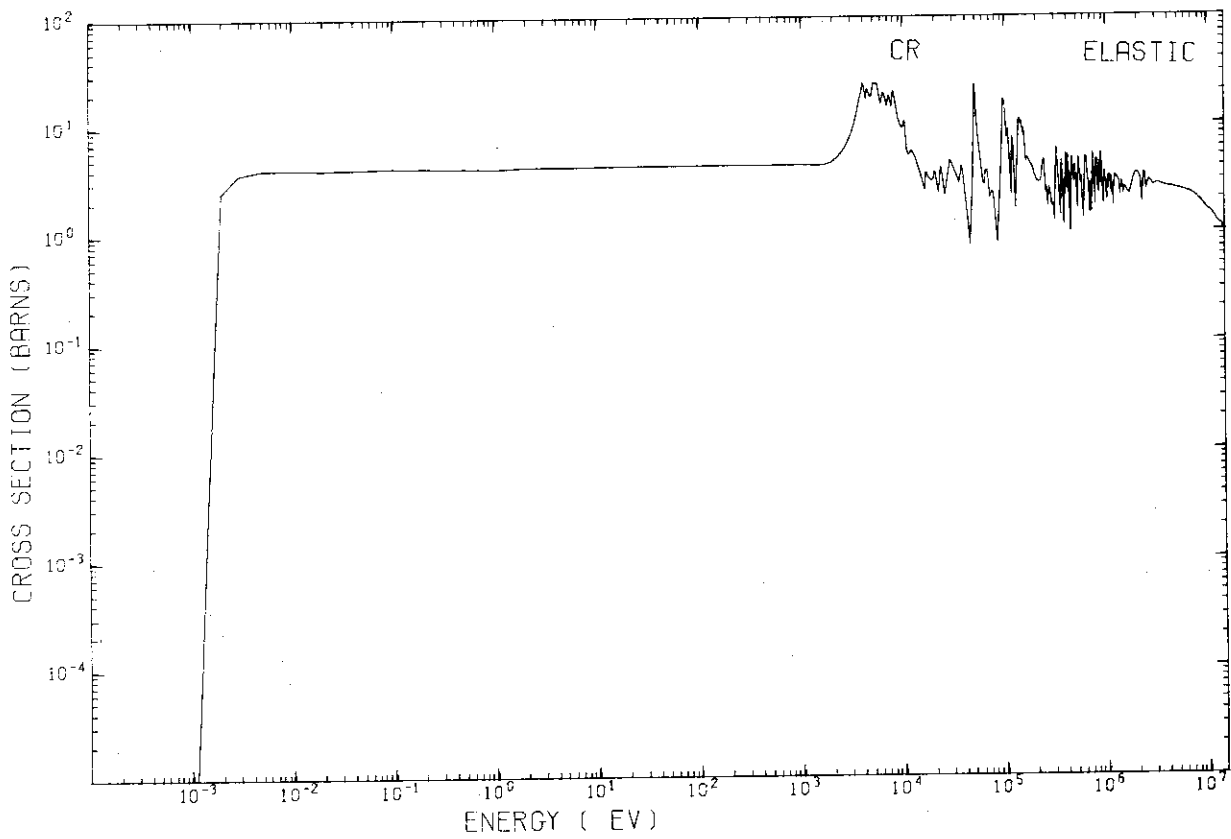
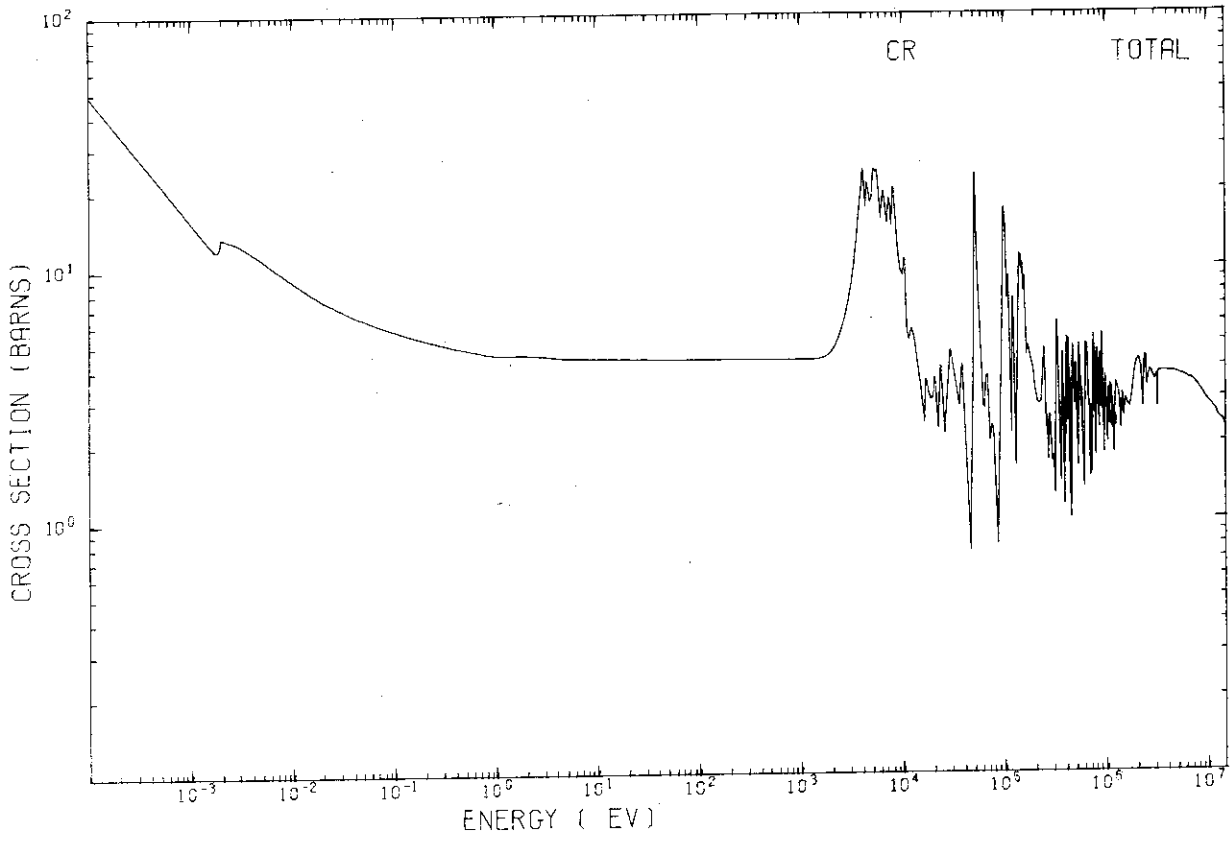
AL



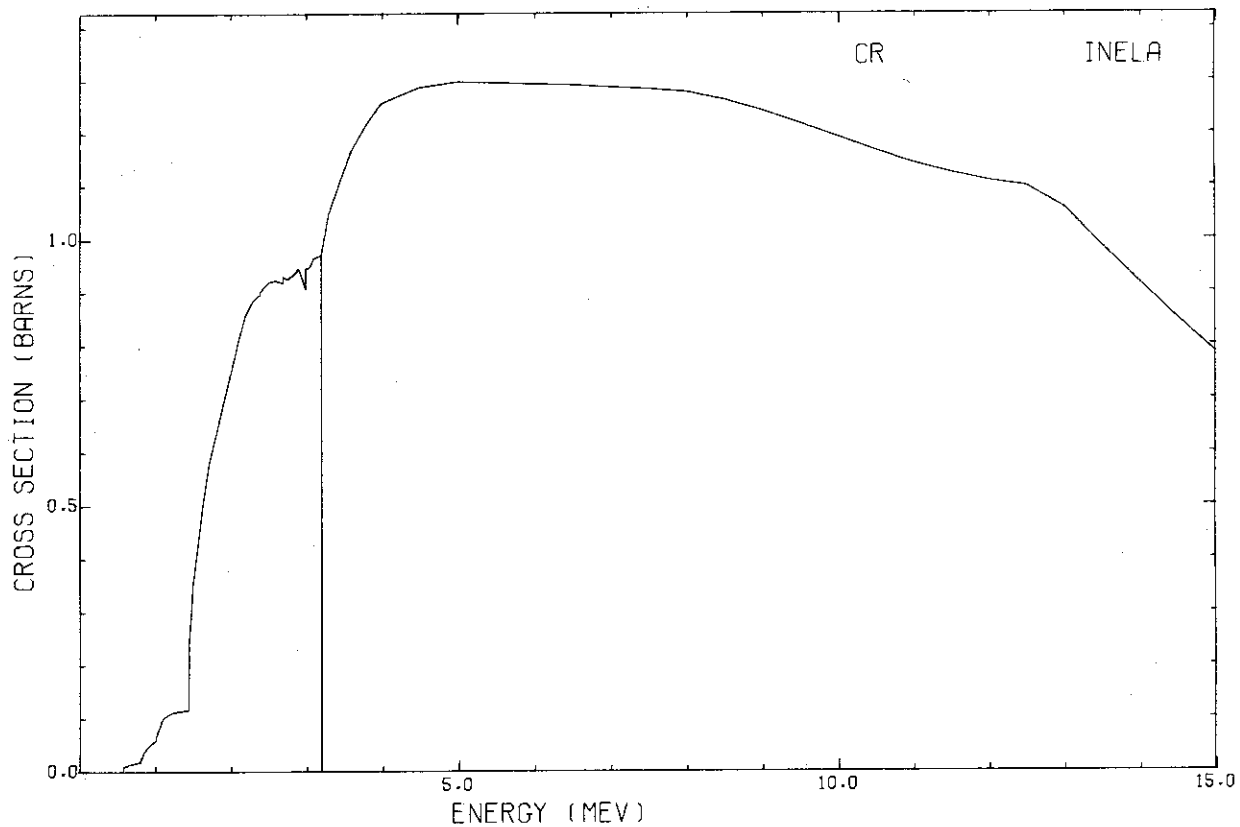
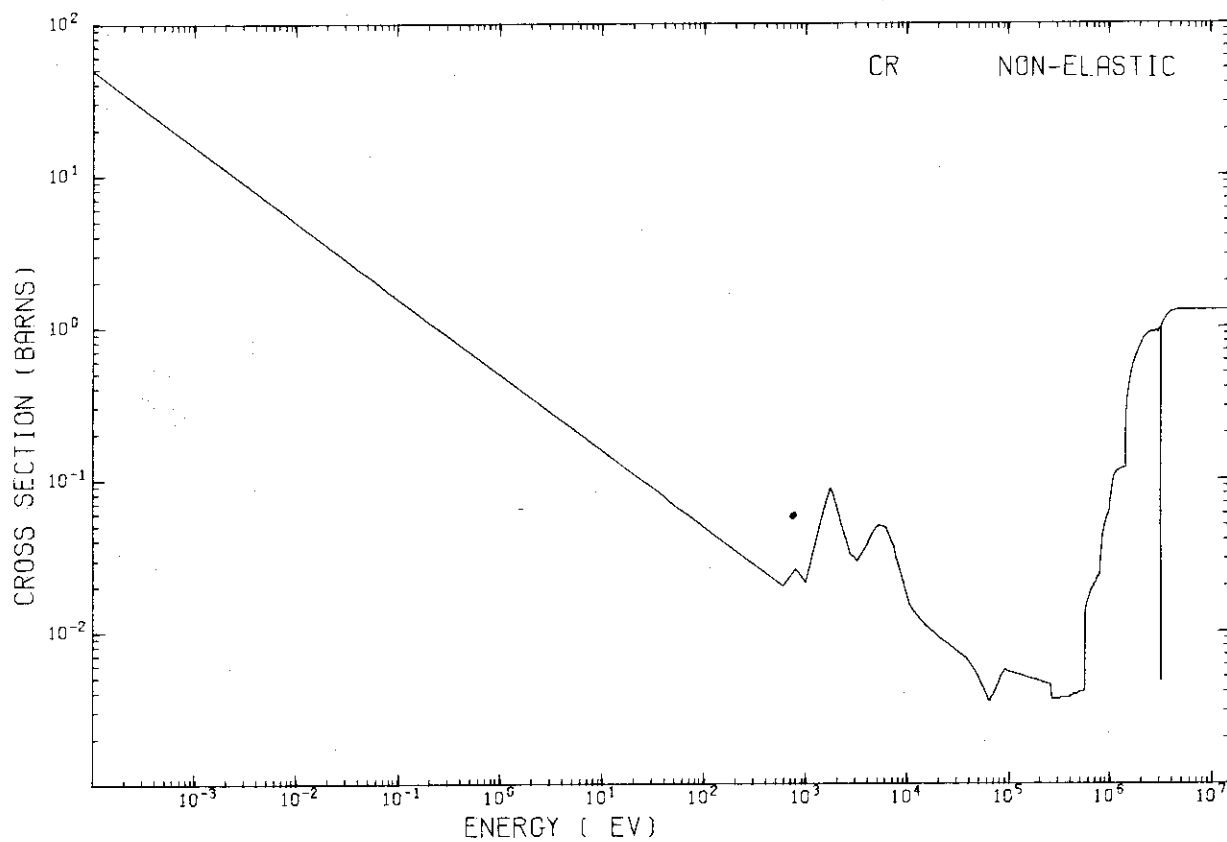


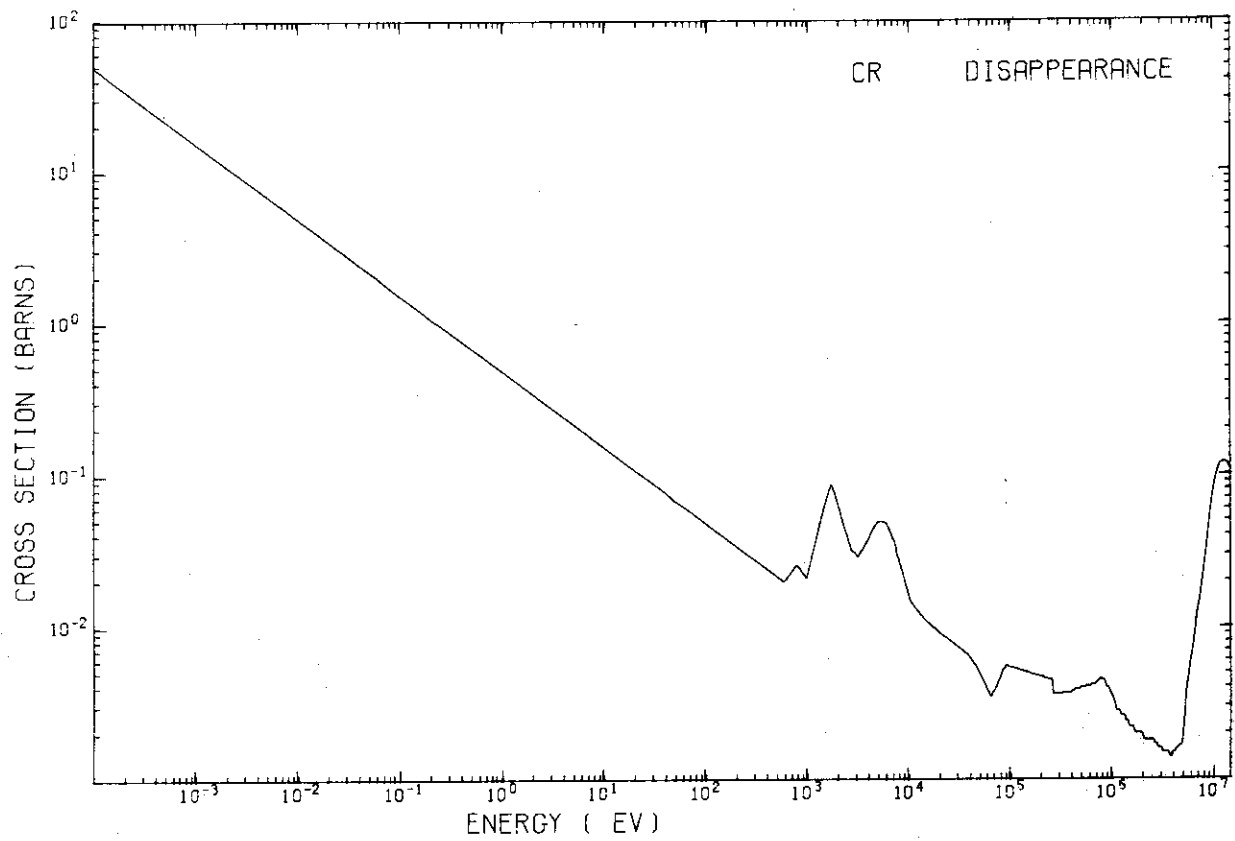
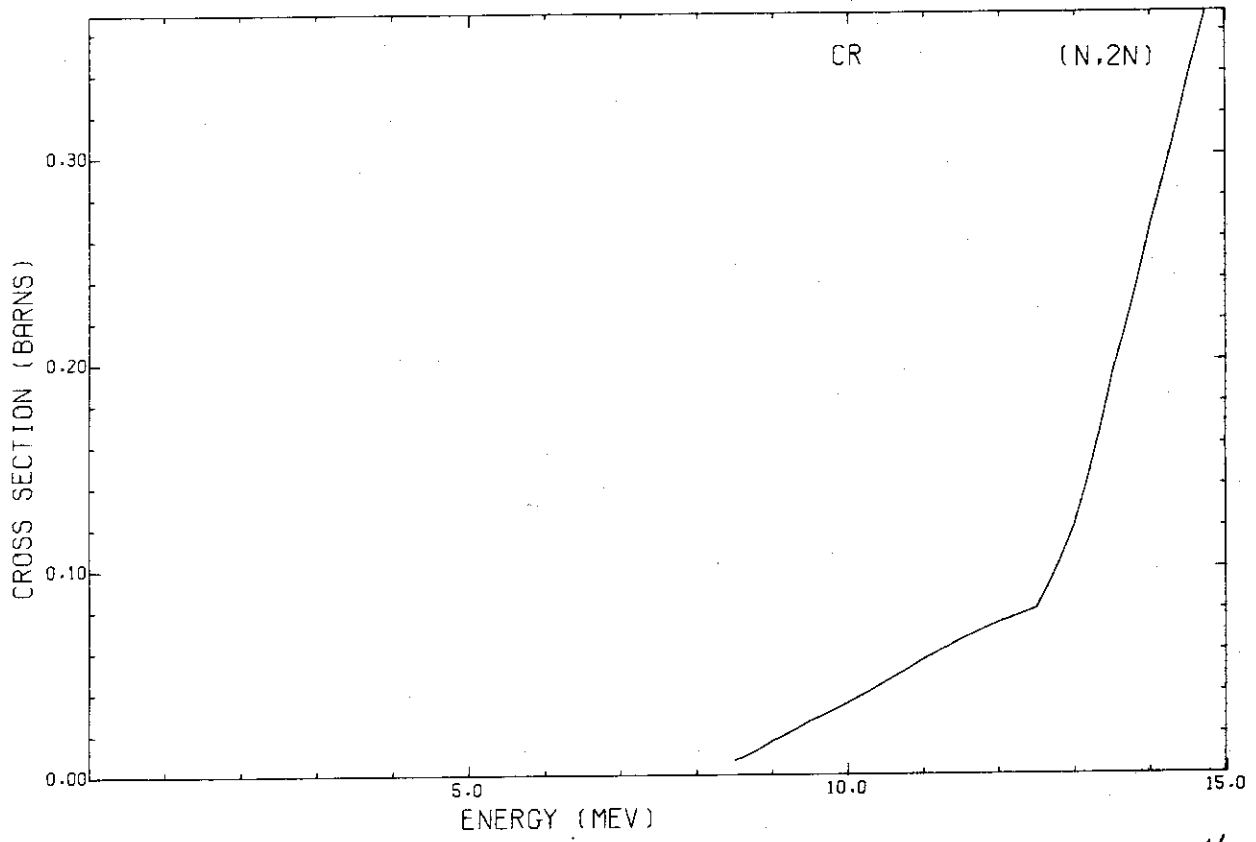
AL



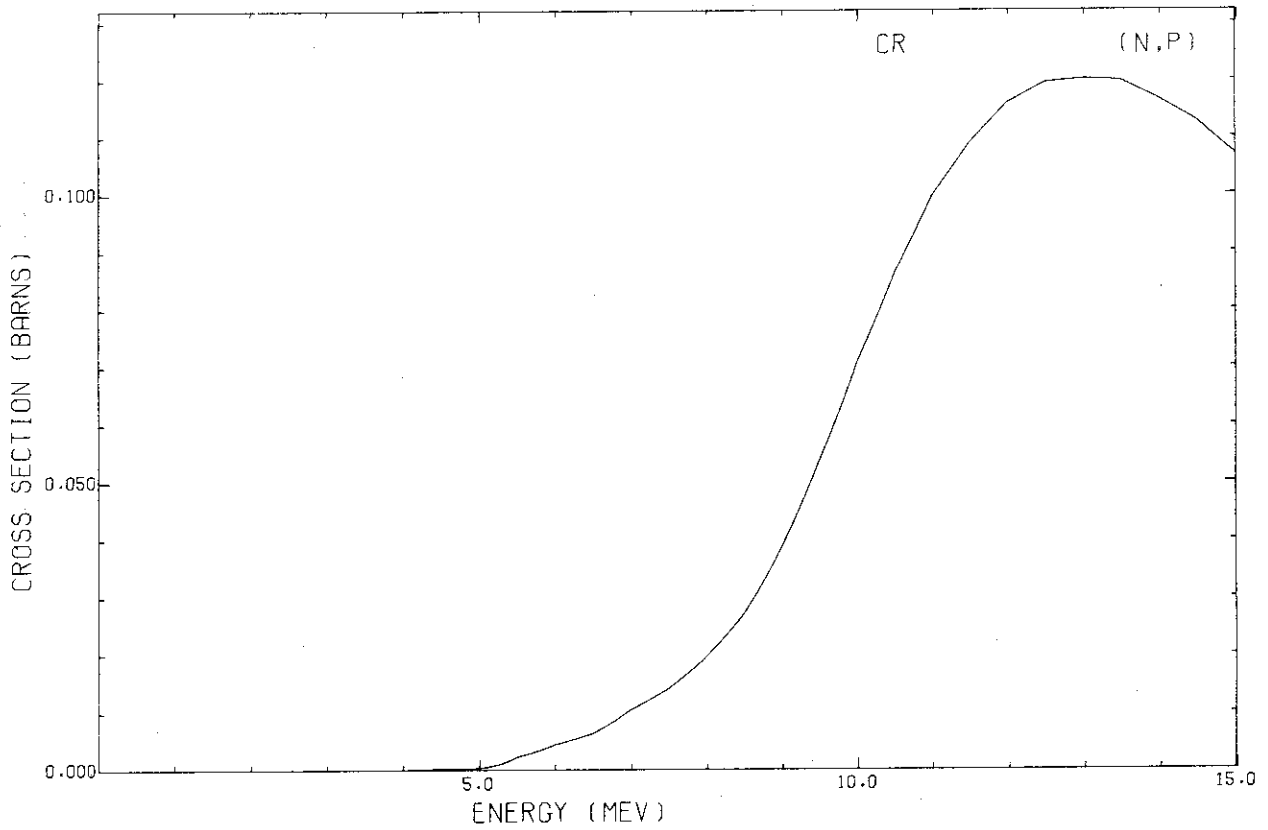
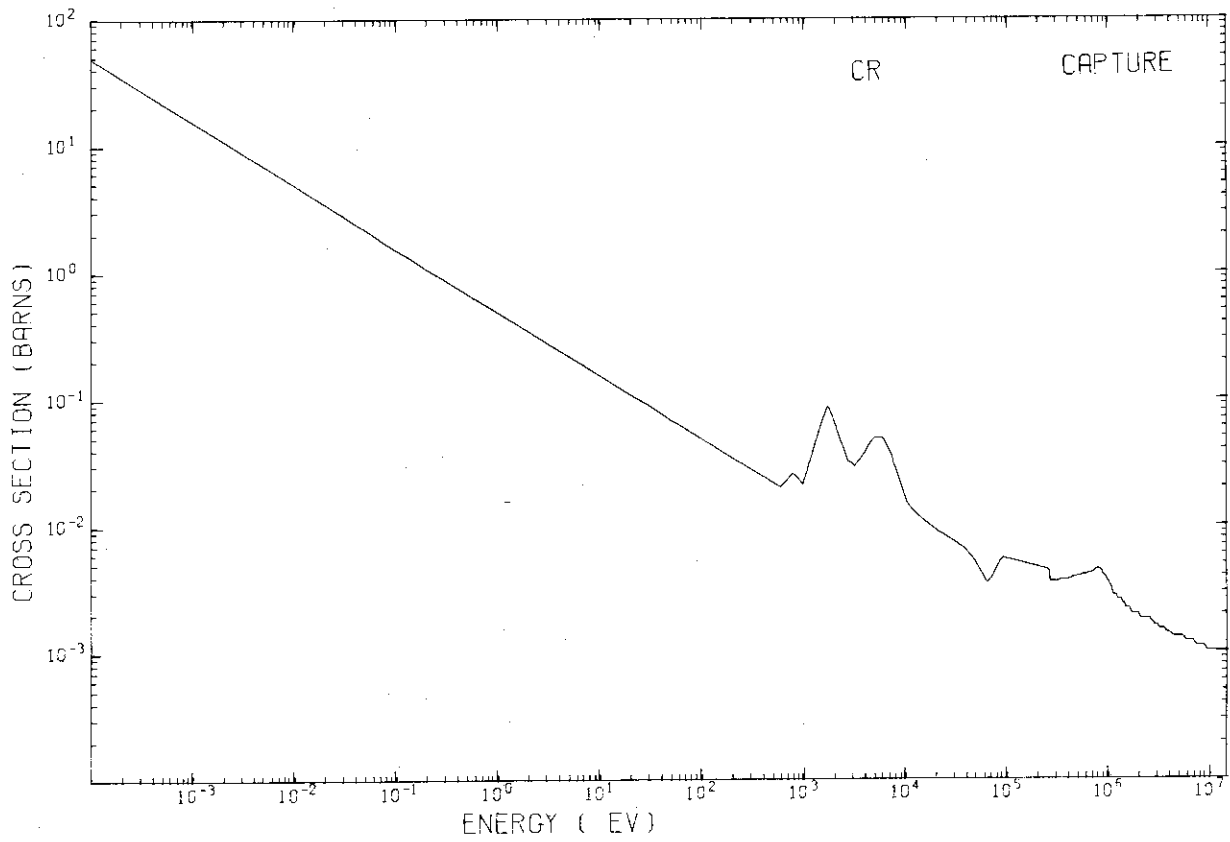


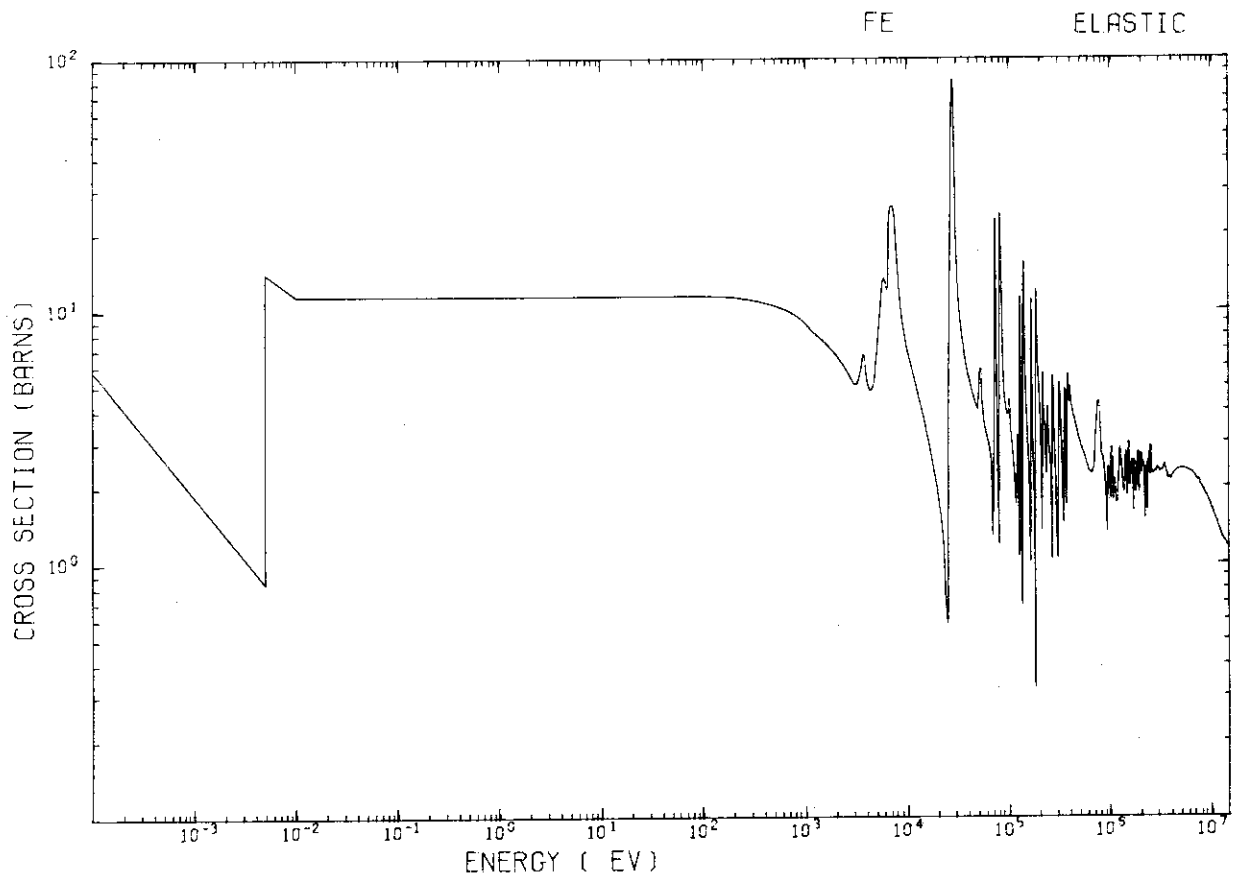
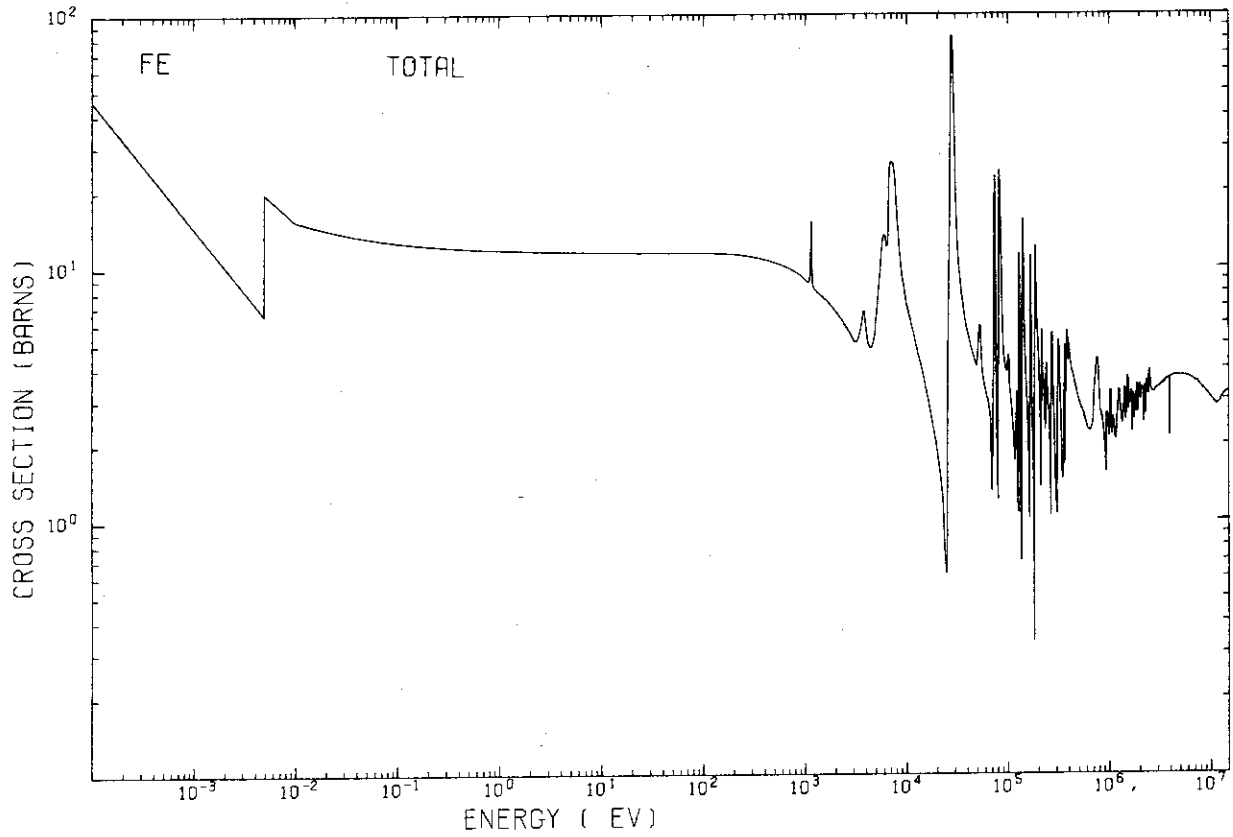
CR





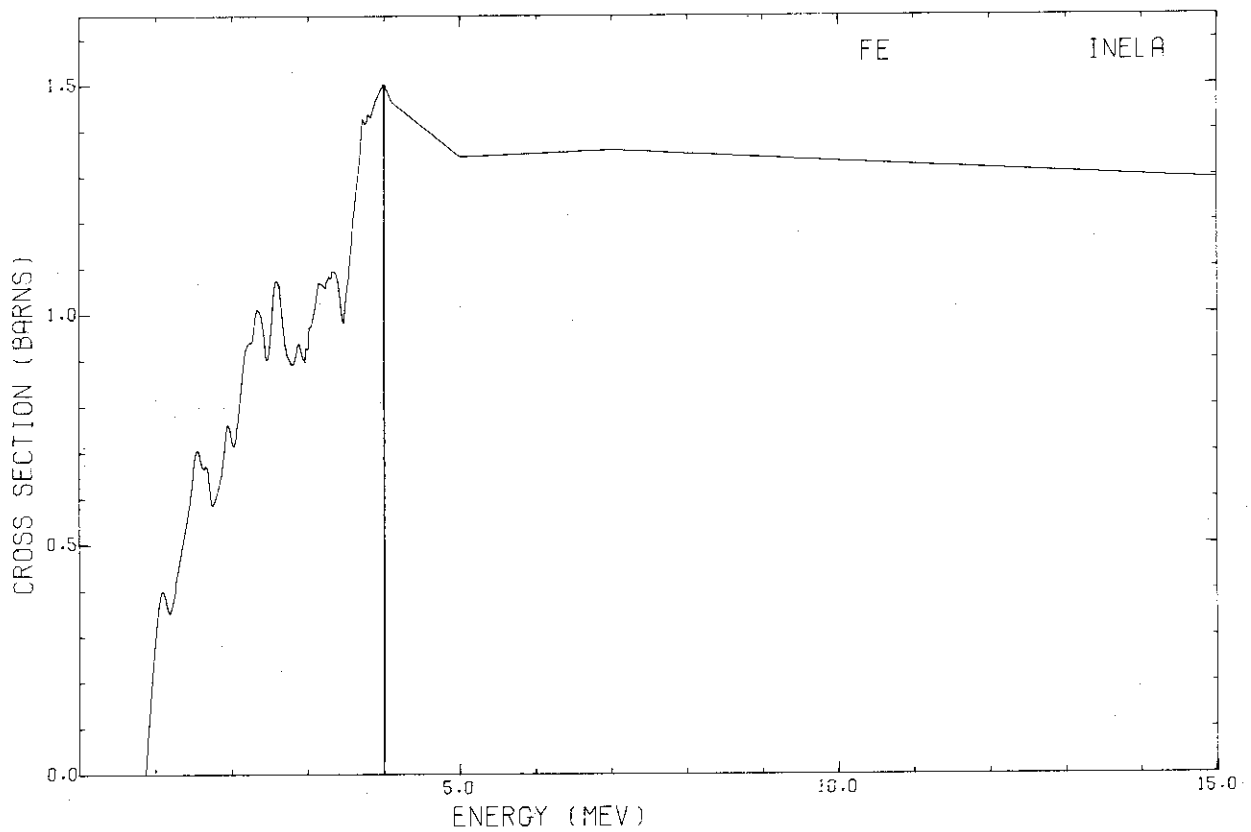
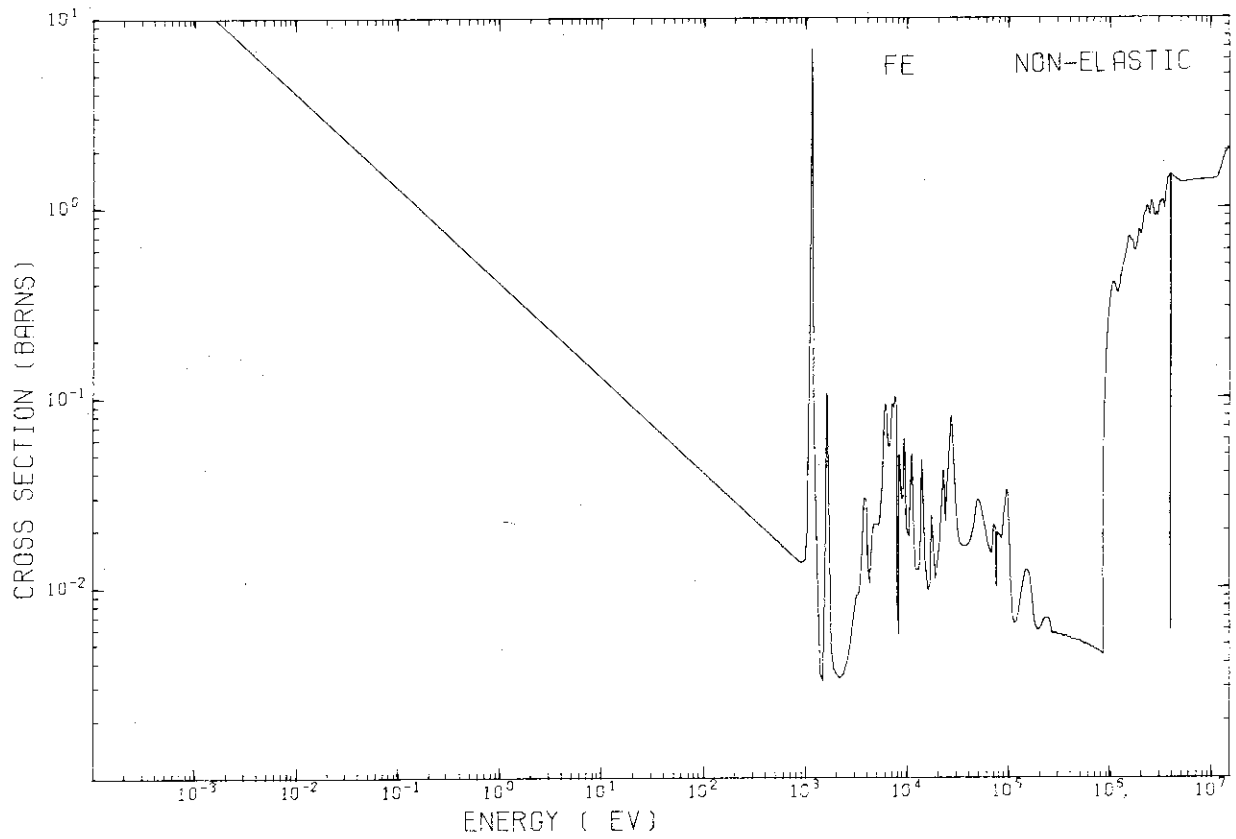
CR

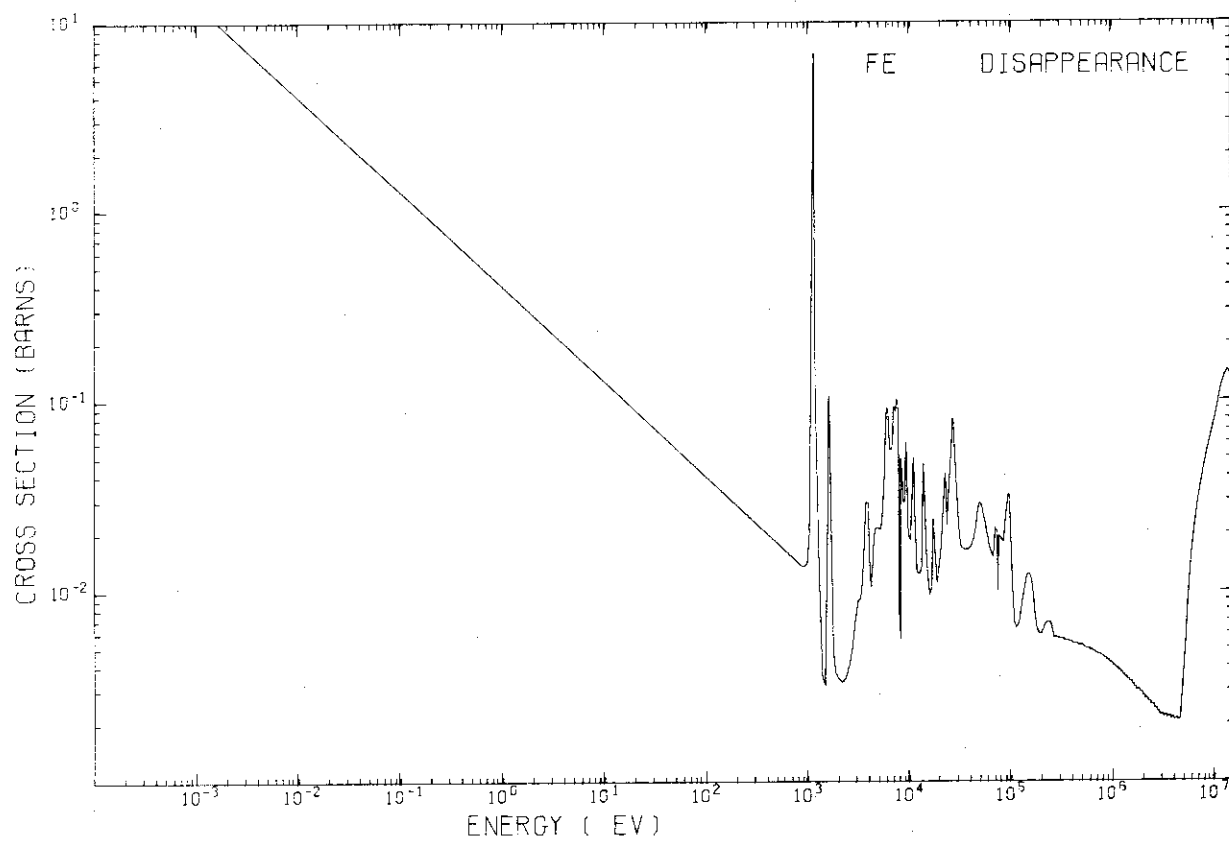
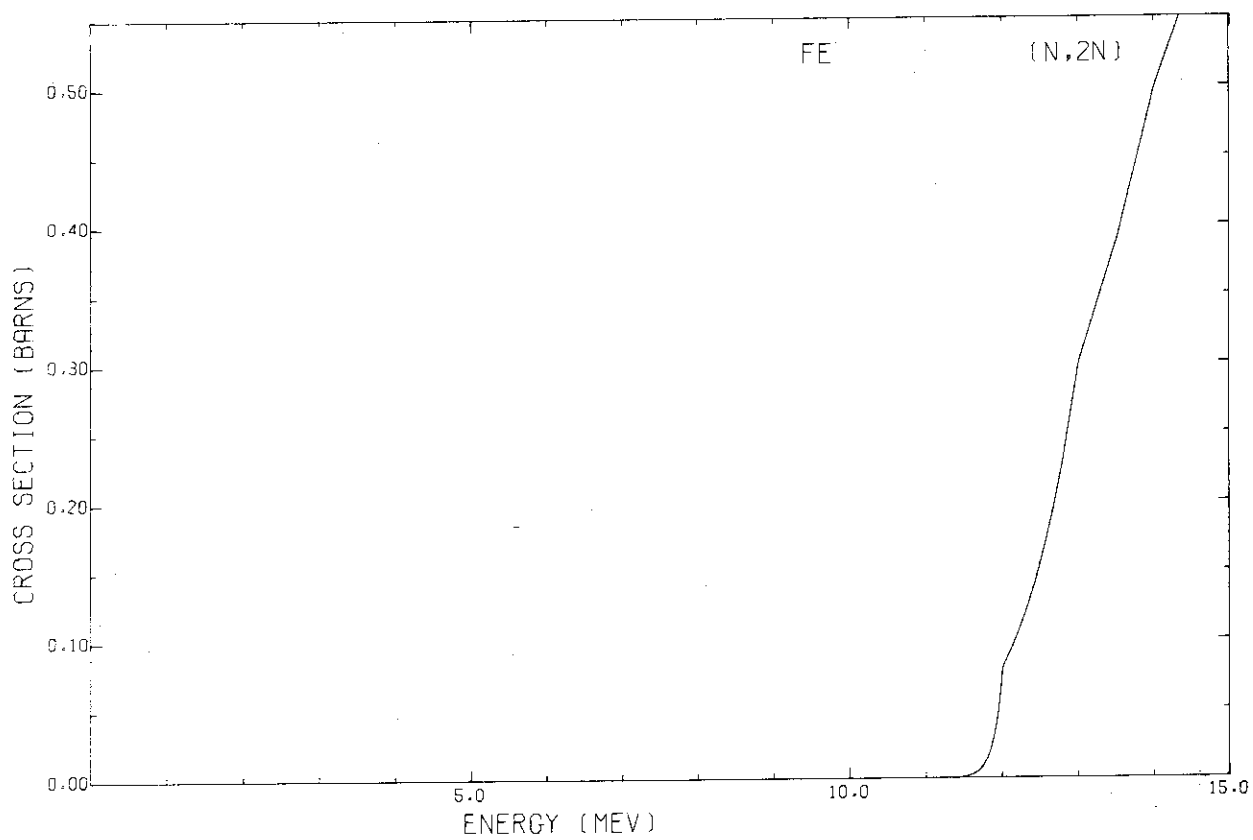




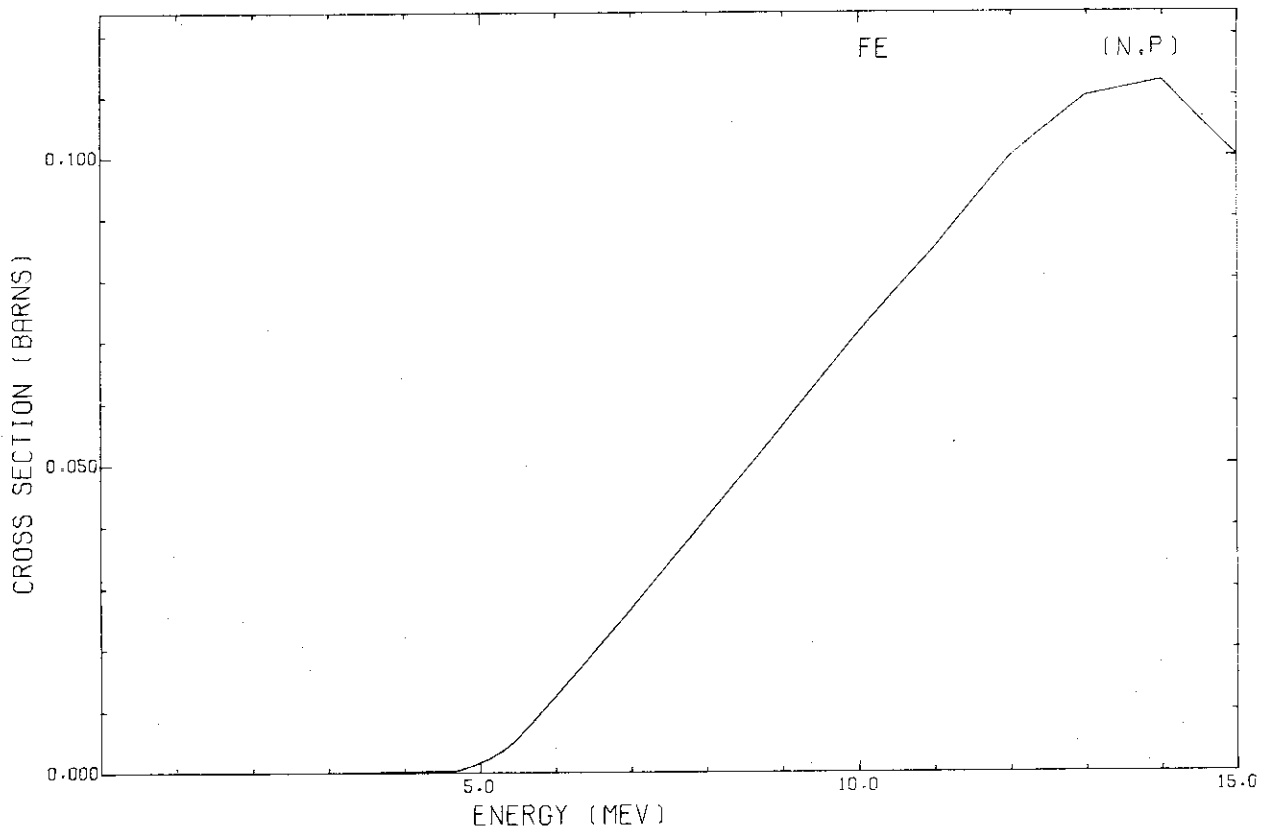
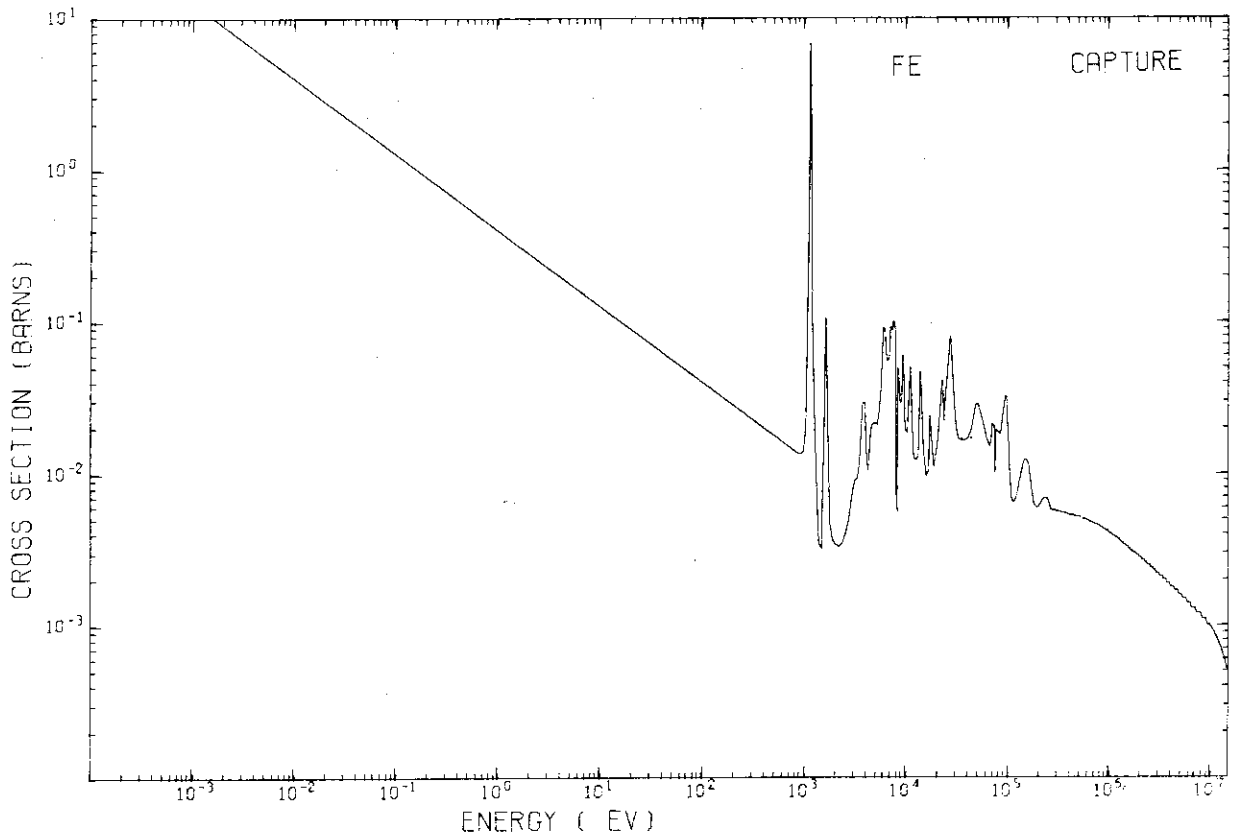


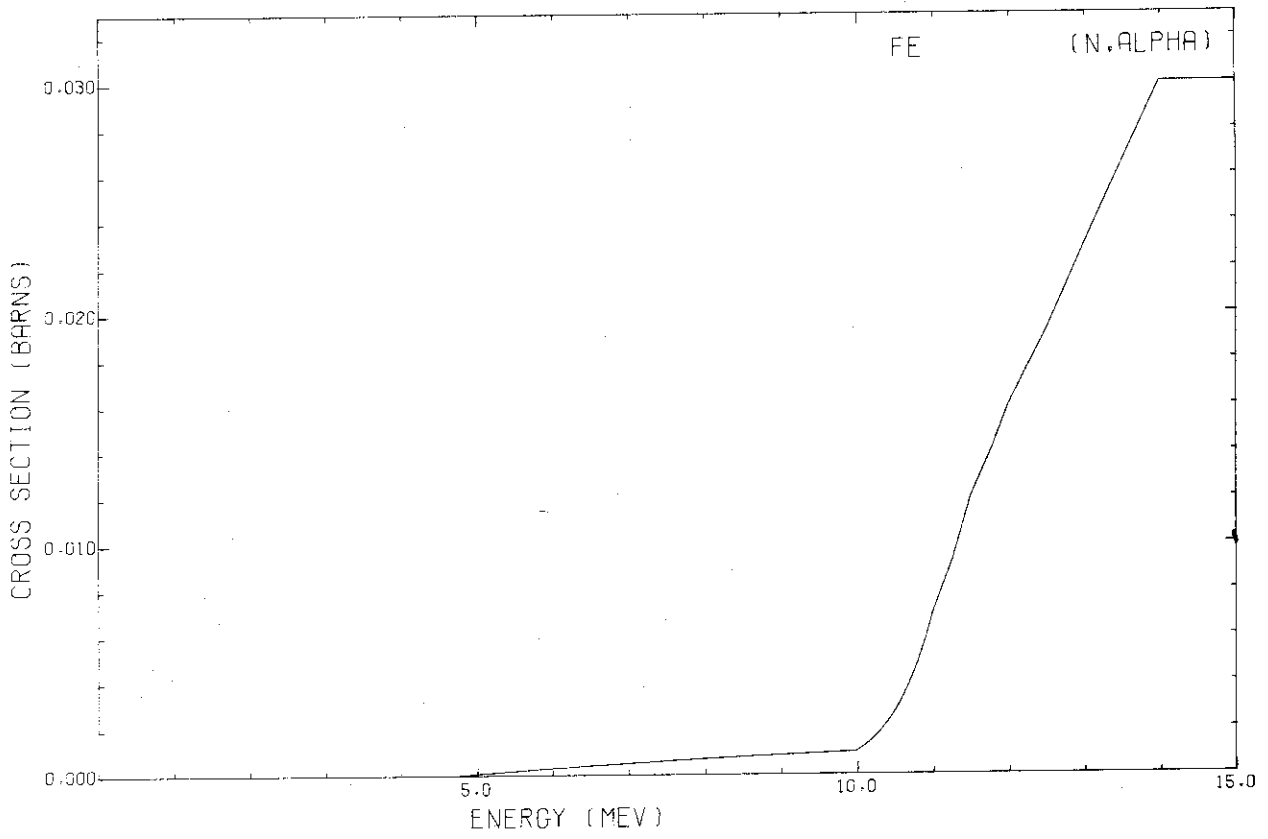
FE



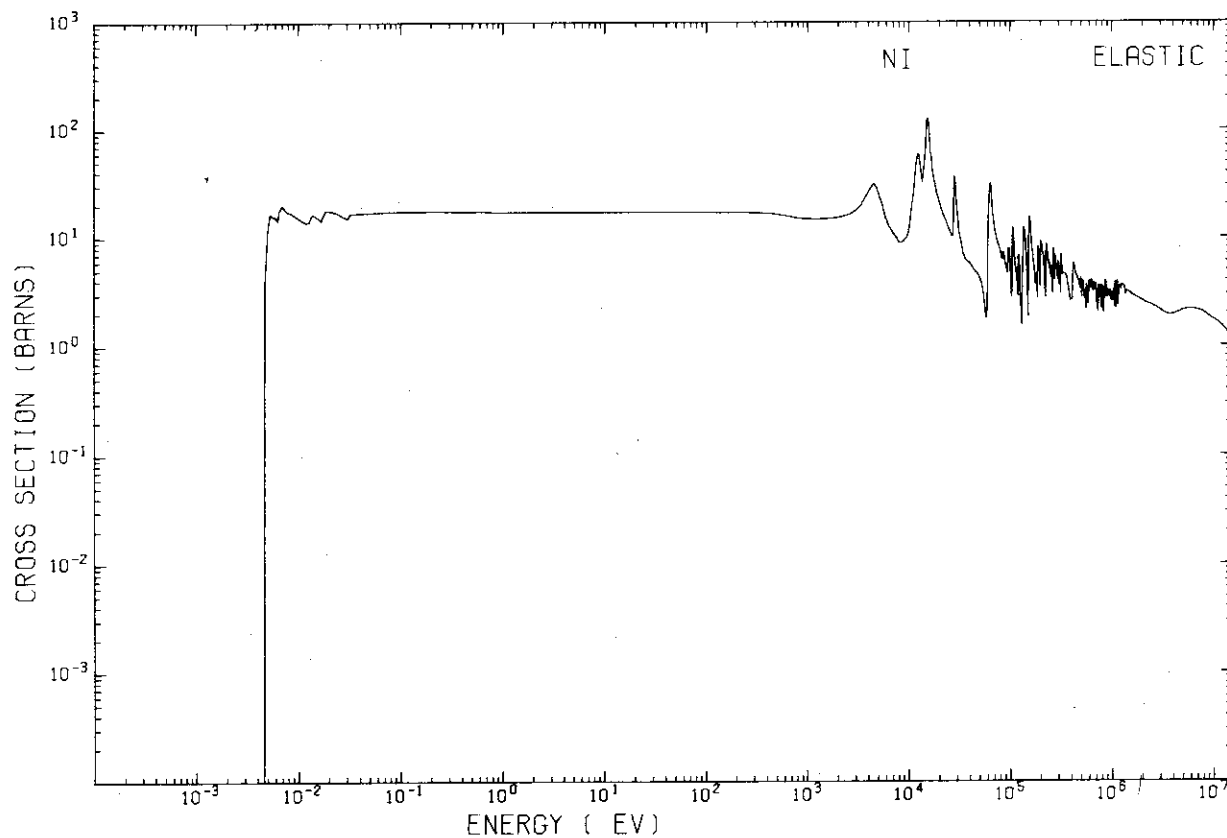
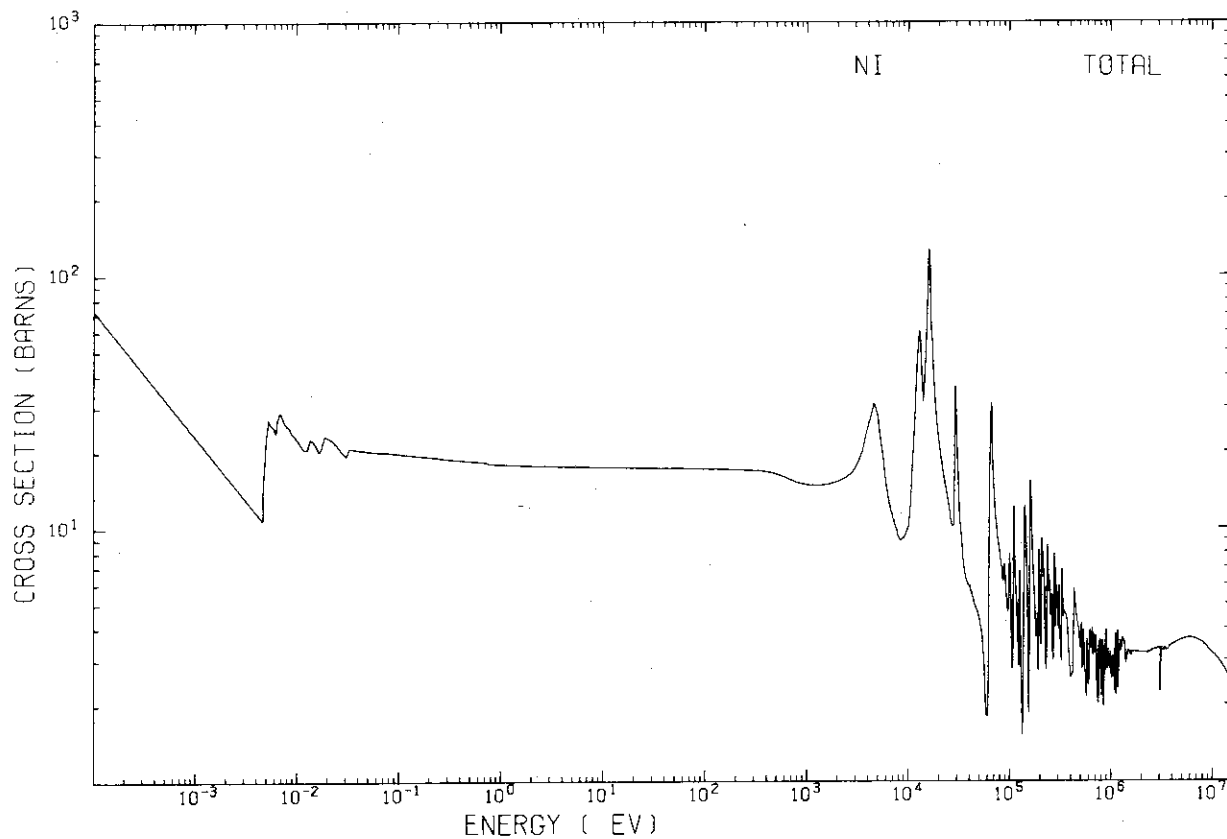


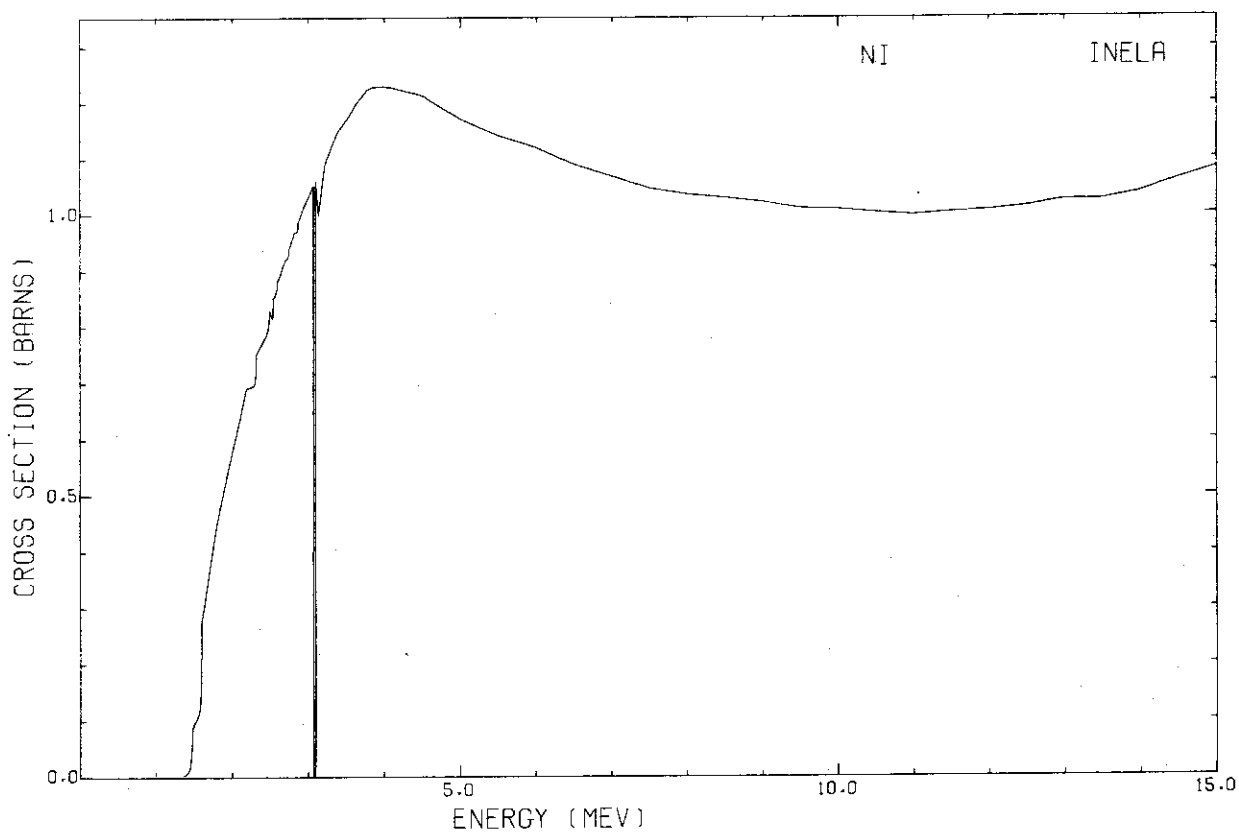
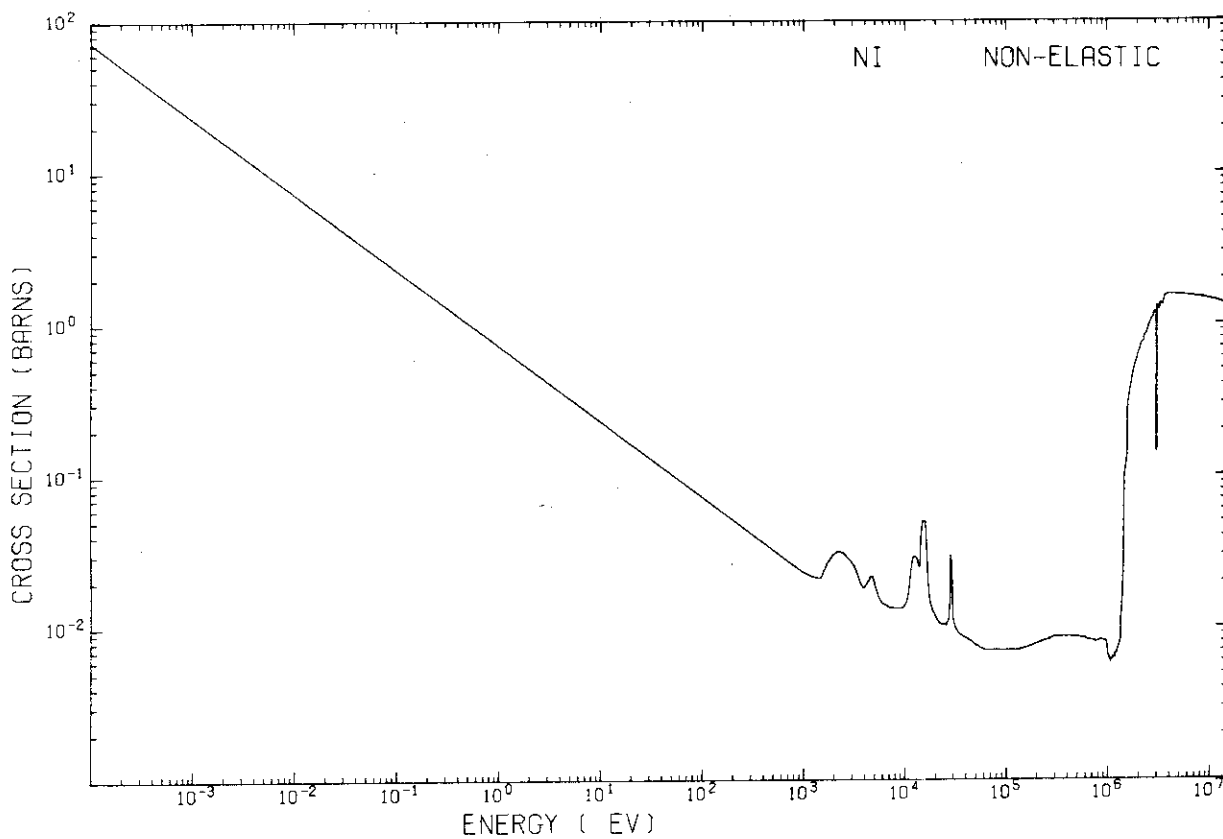
FE



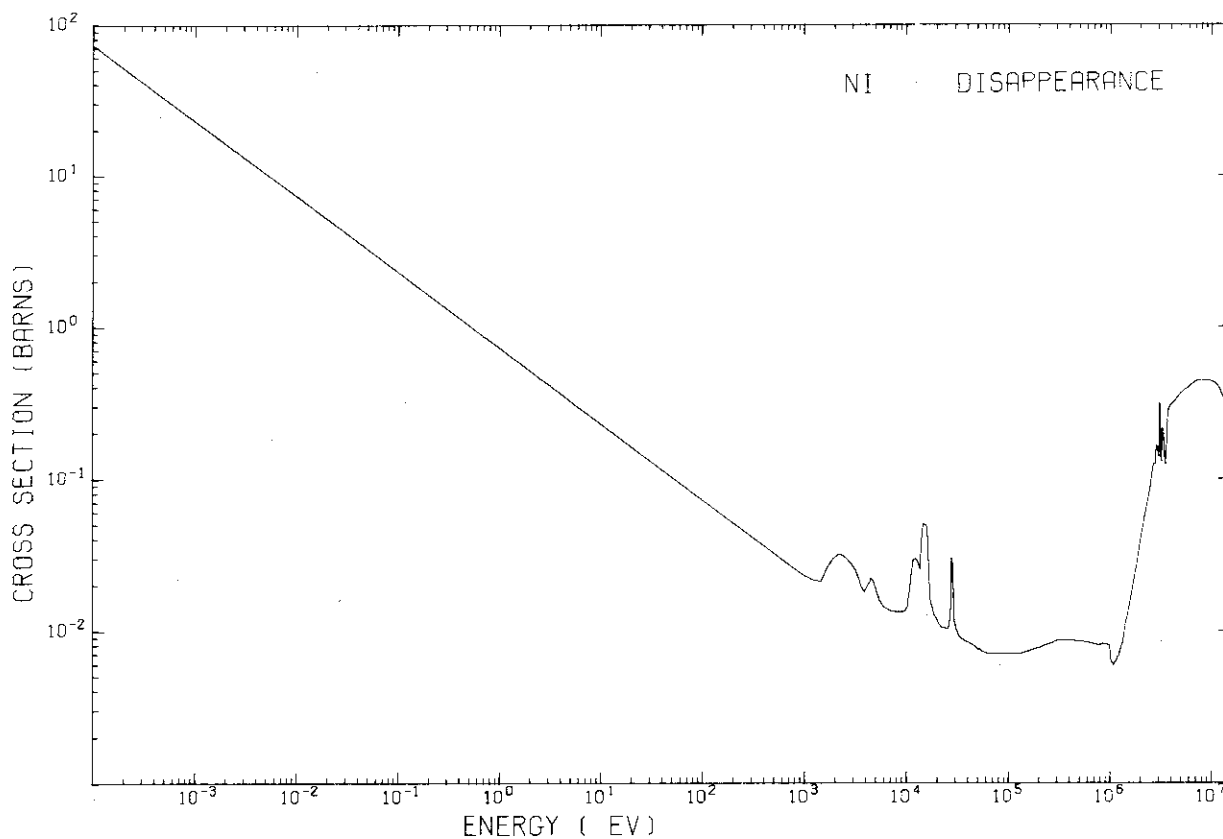
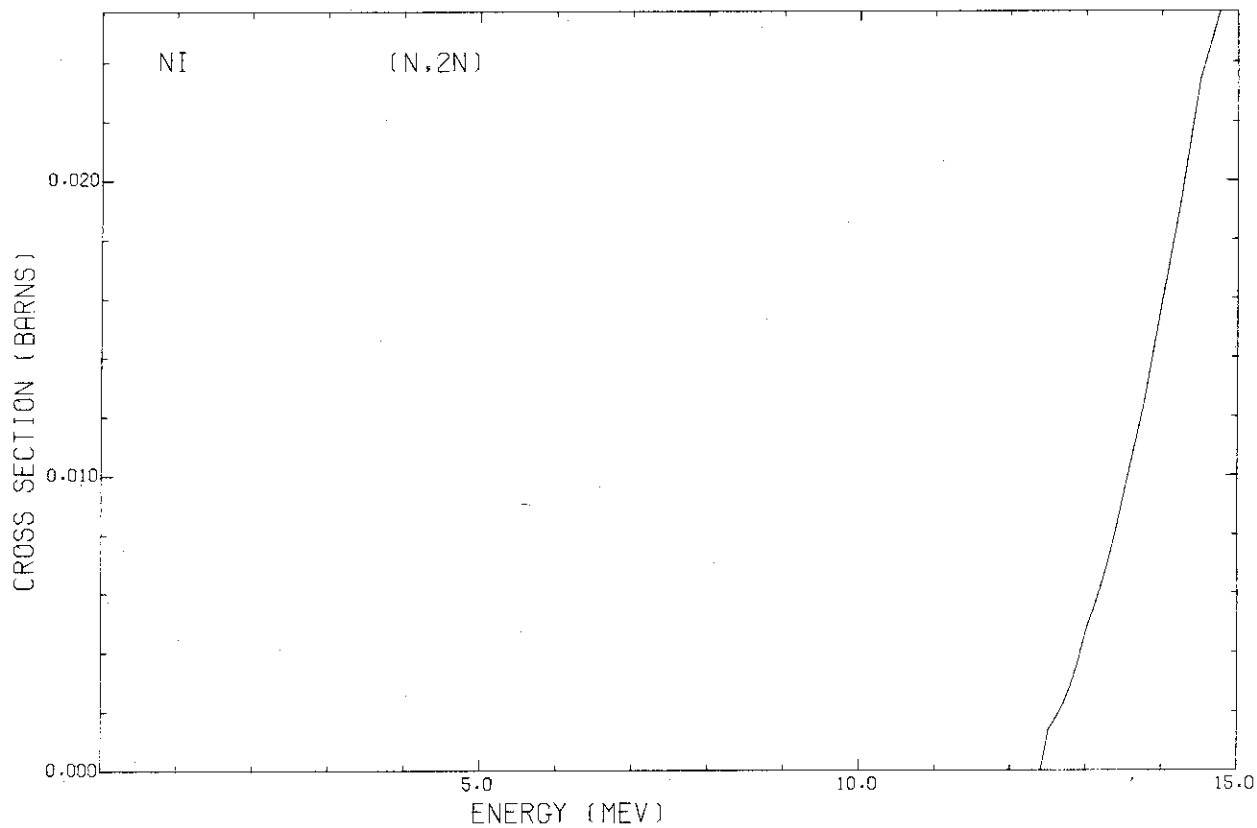


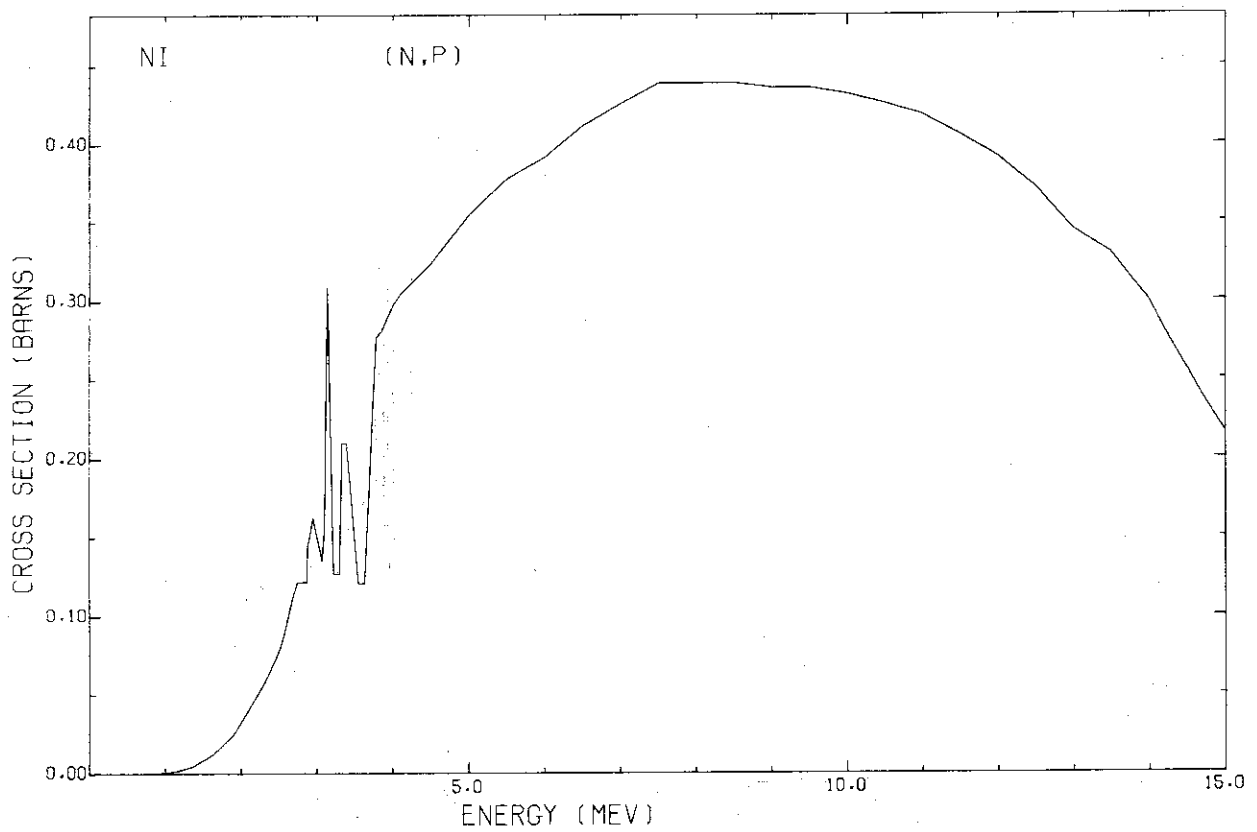
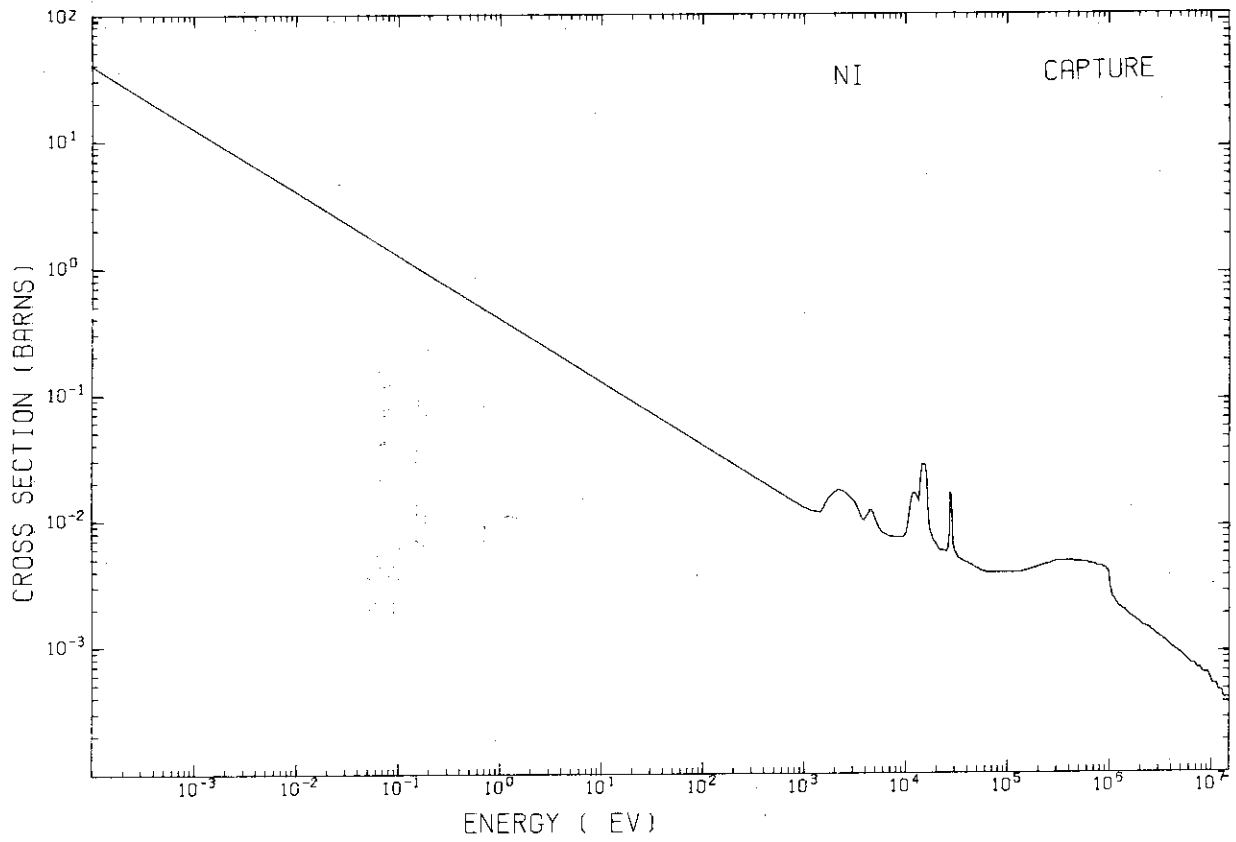
NI





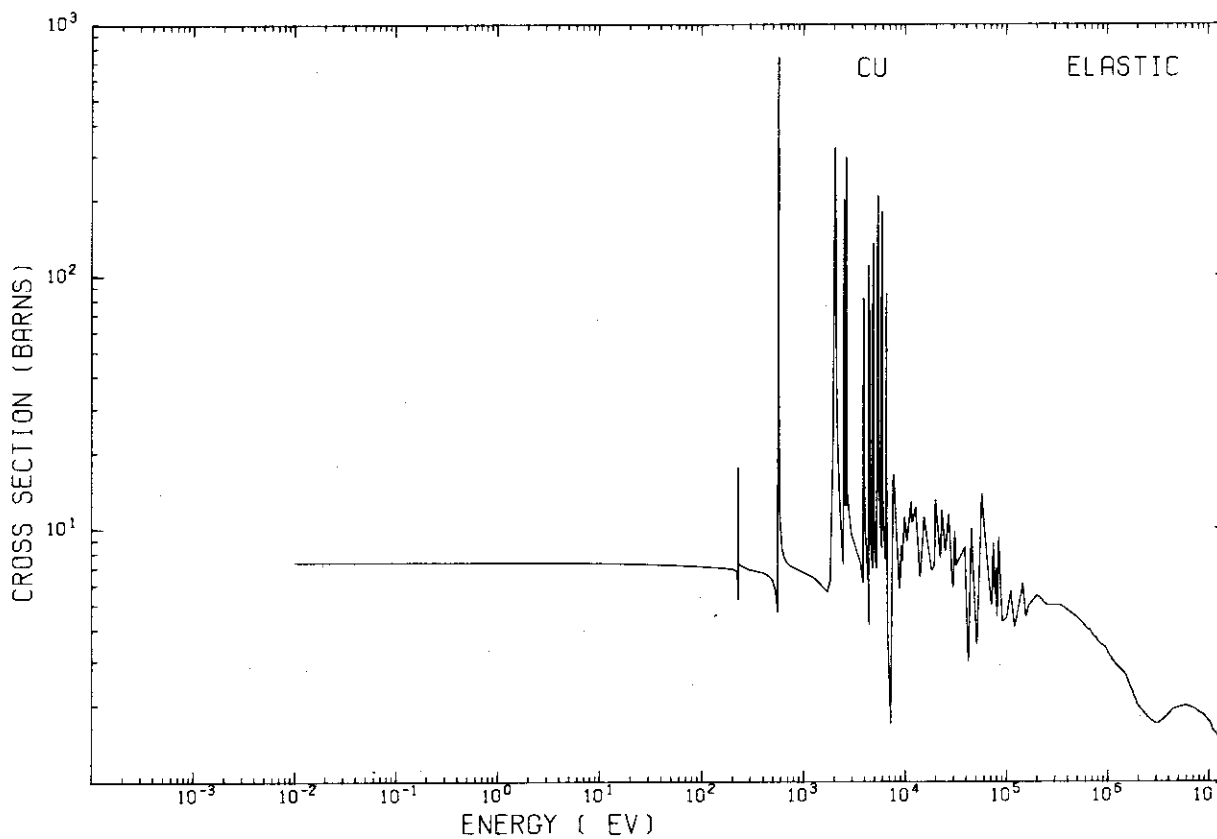
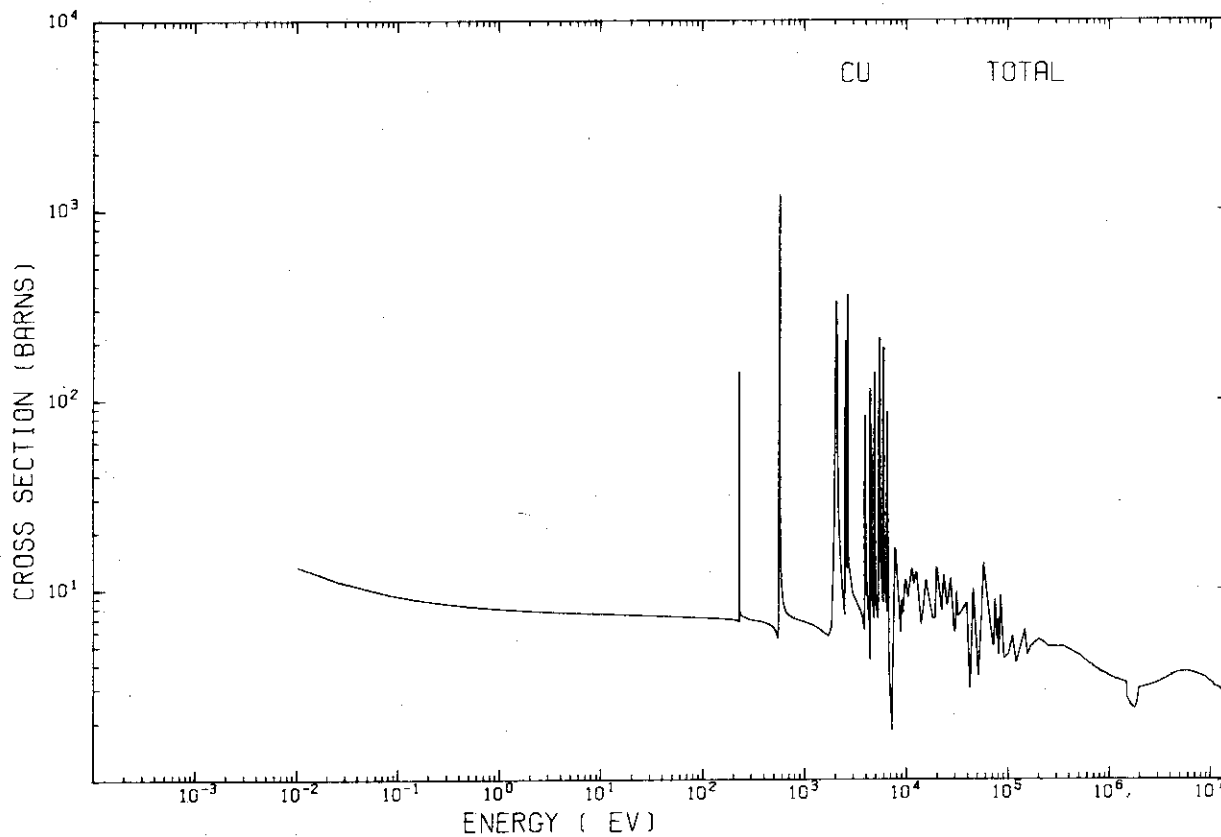
NI

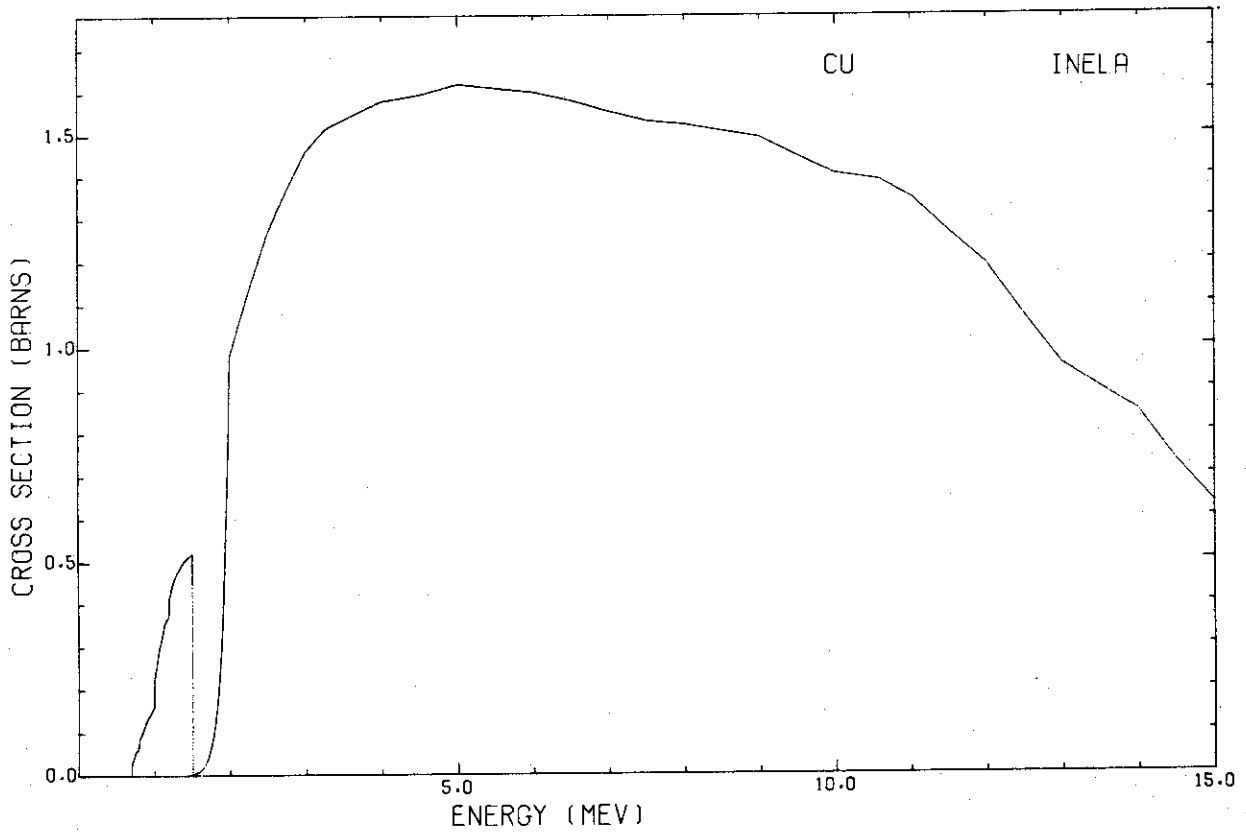
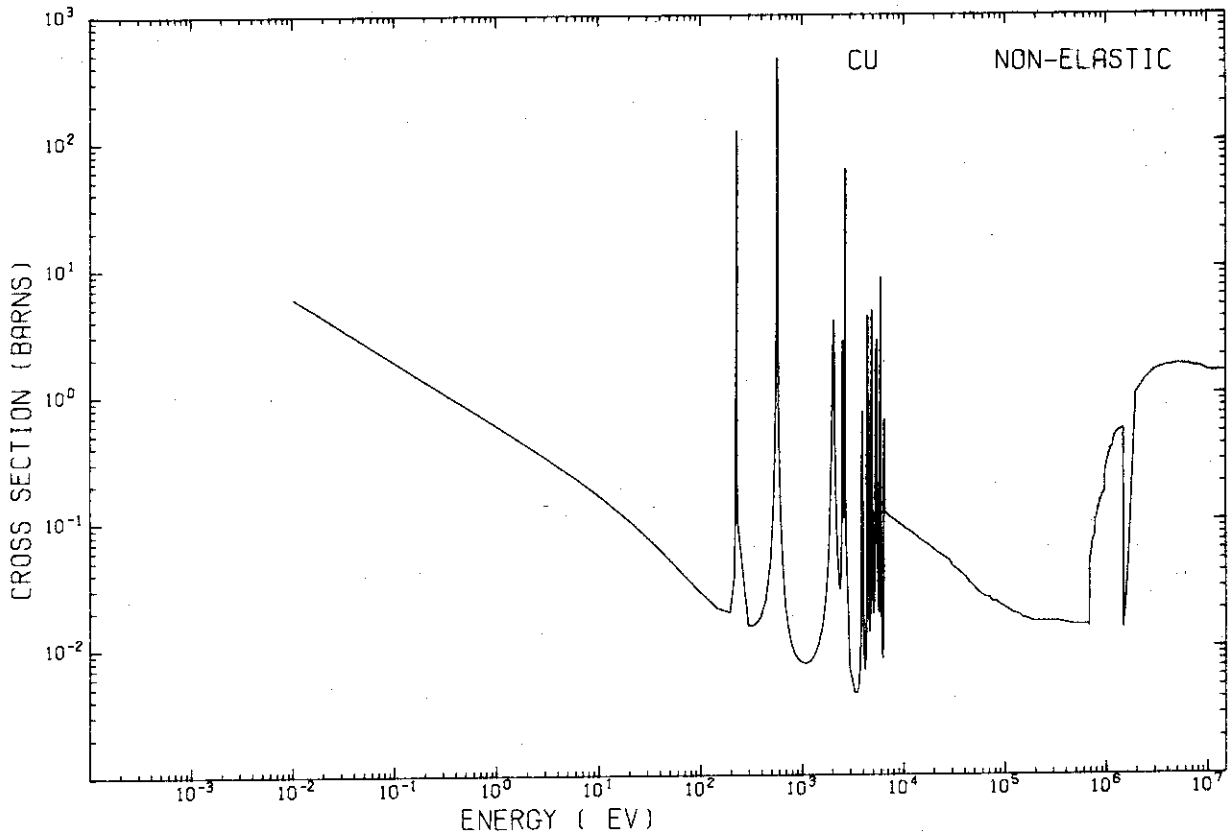






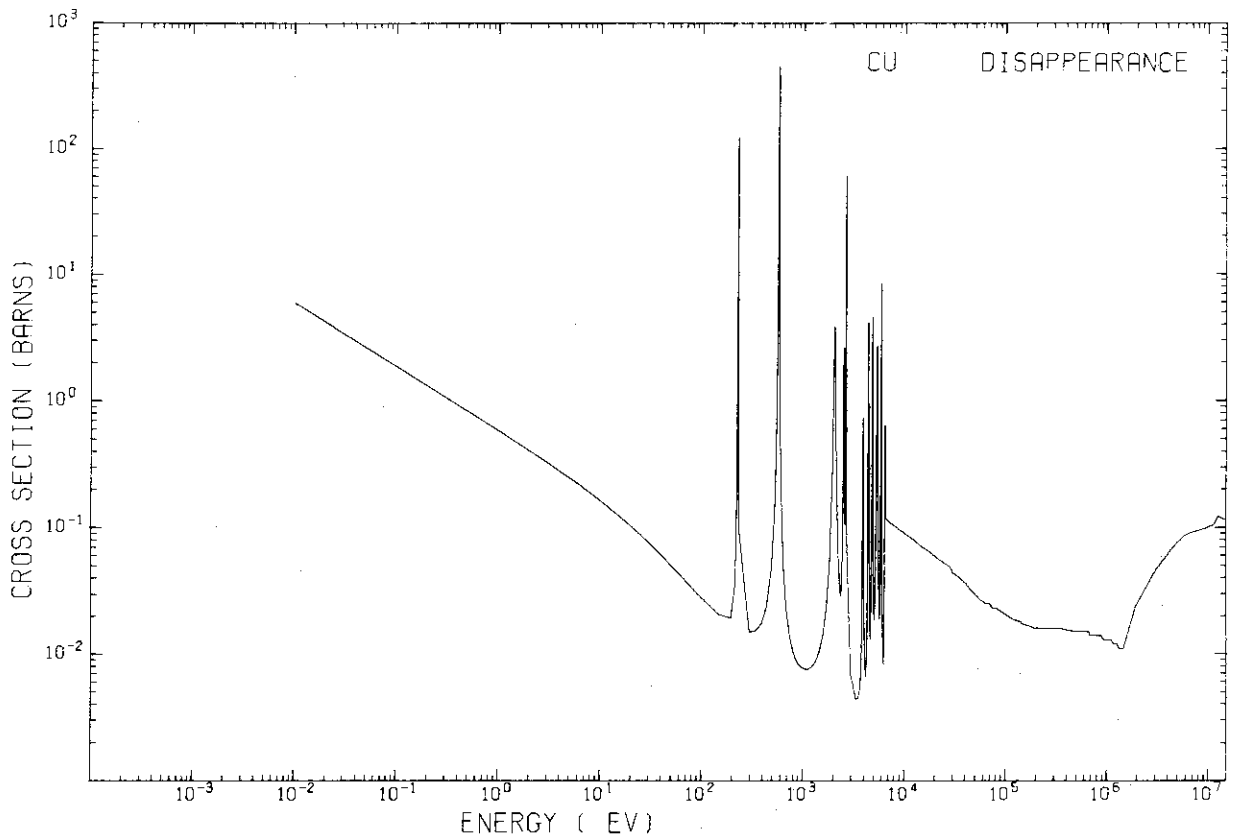
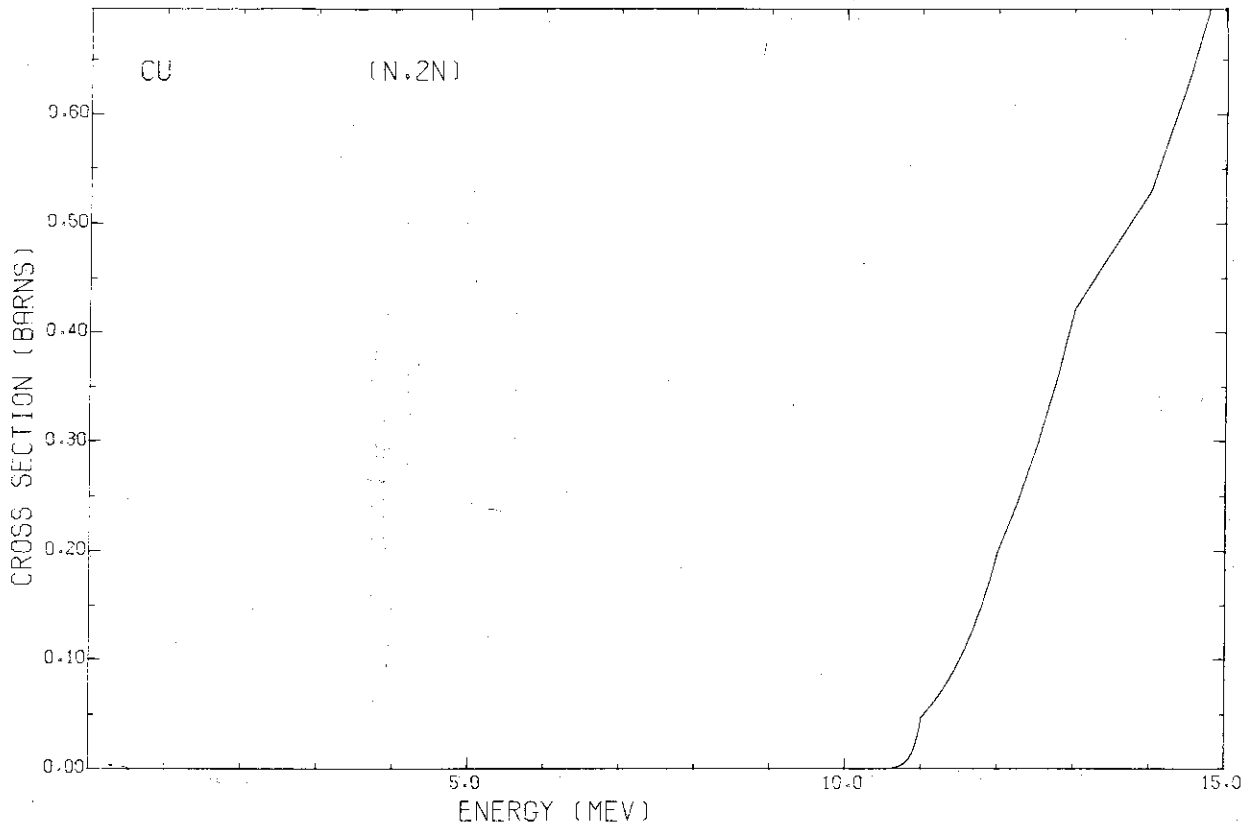
CU

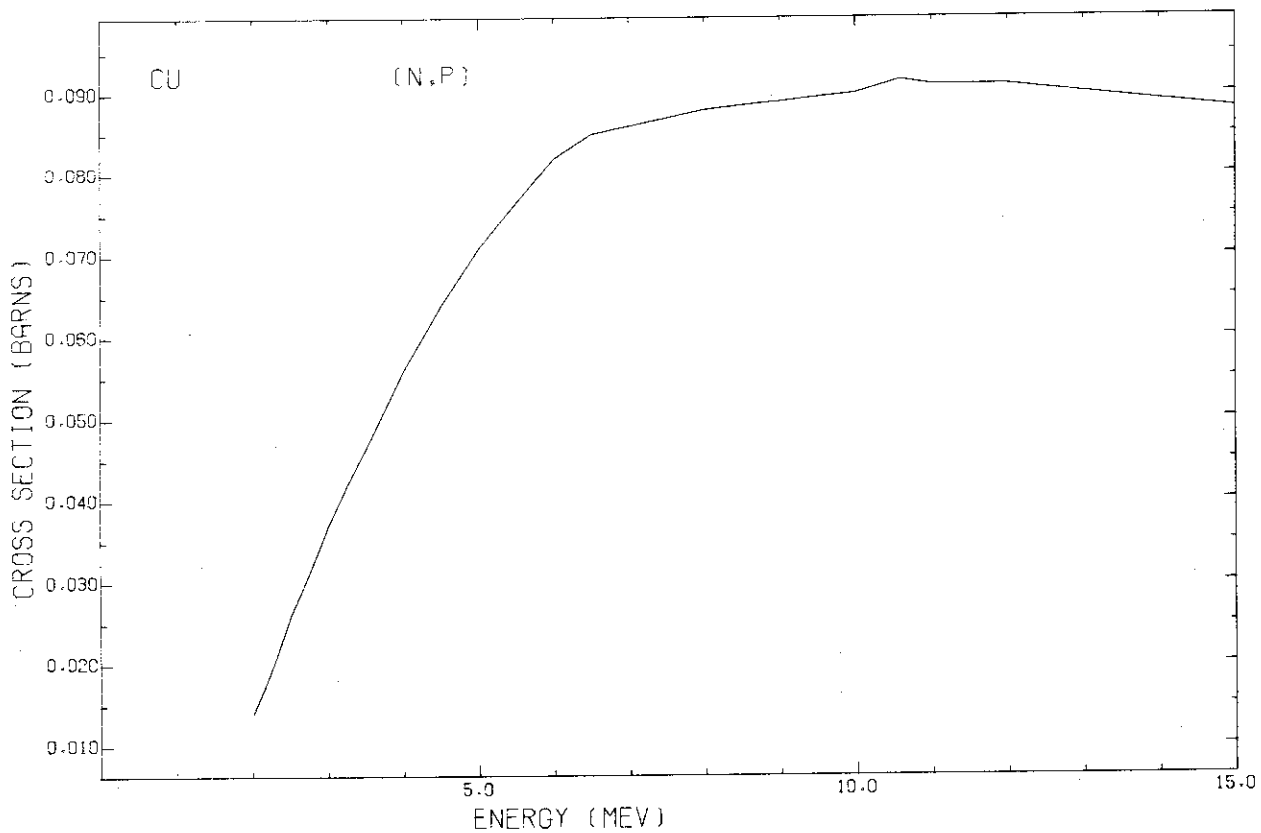
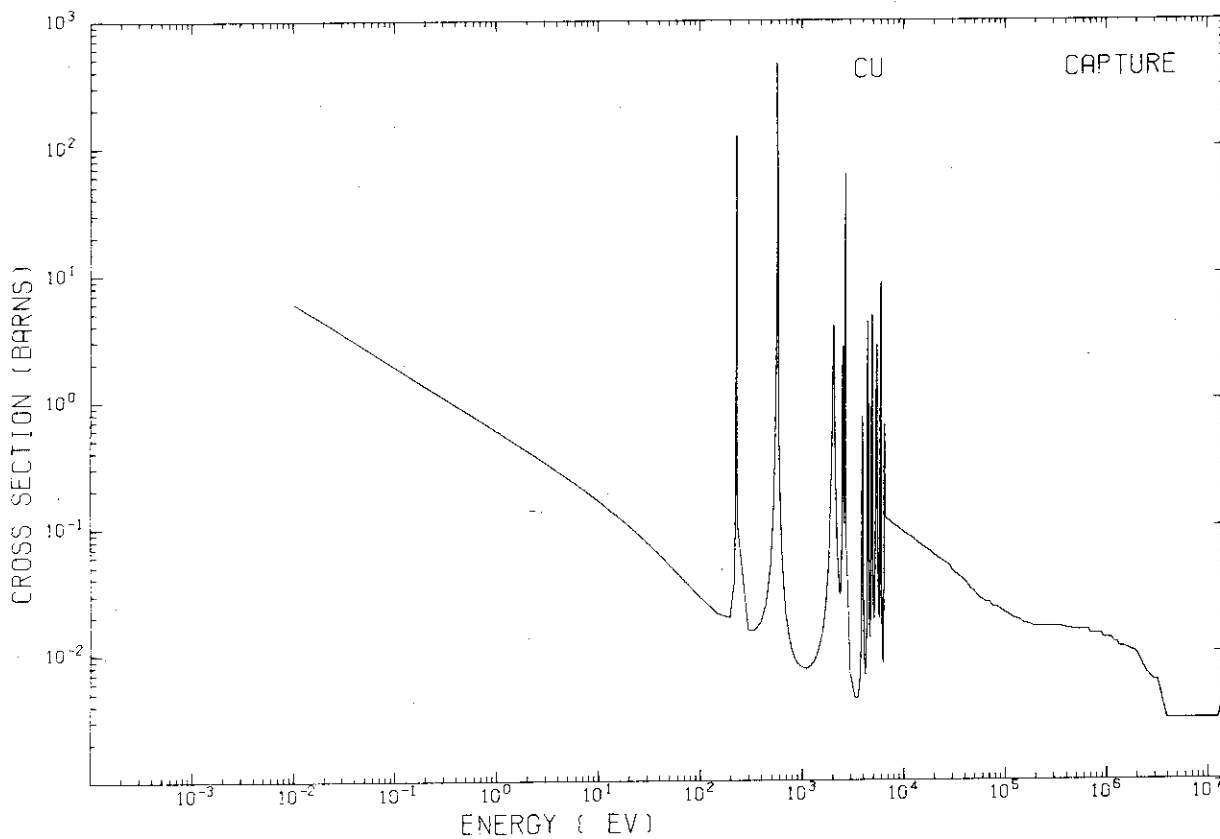




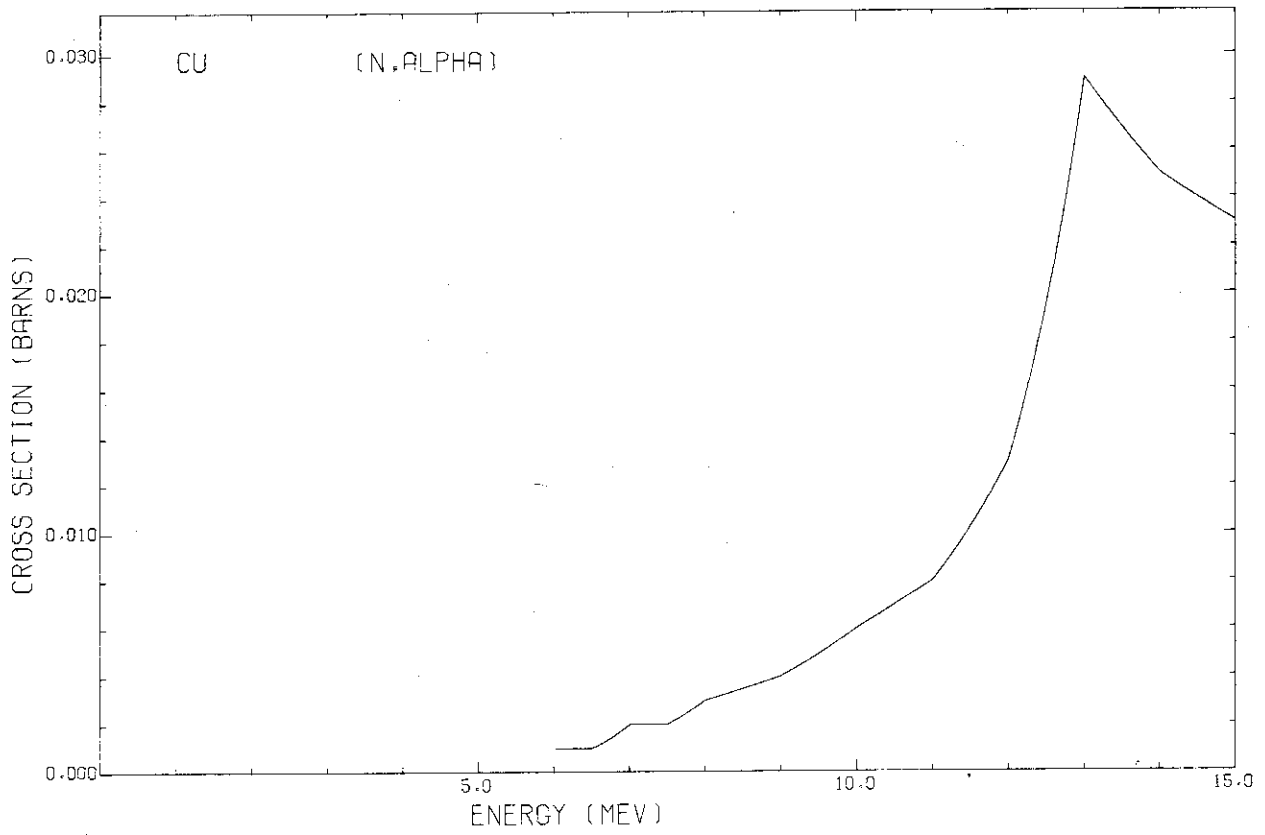
CU

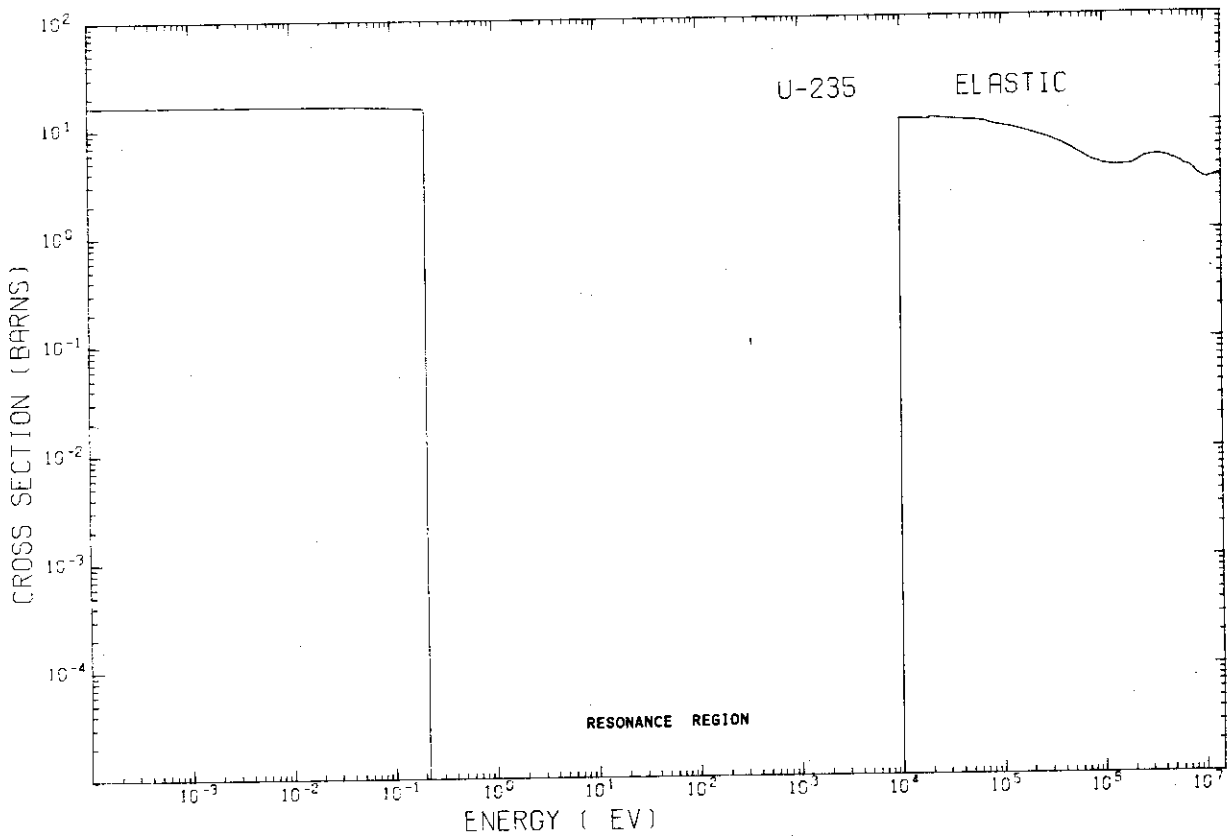
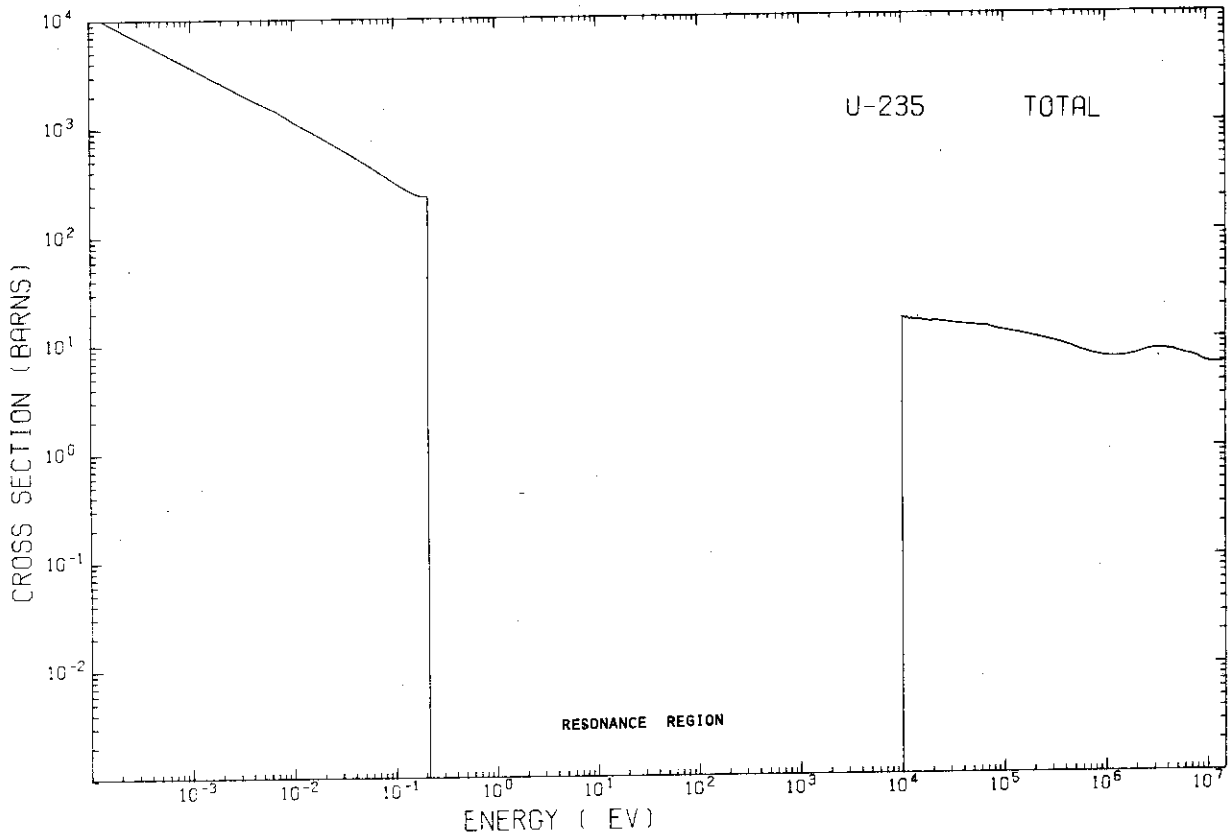
JAERI-M 6380





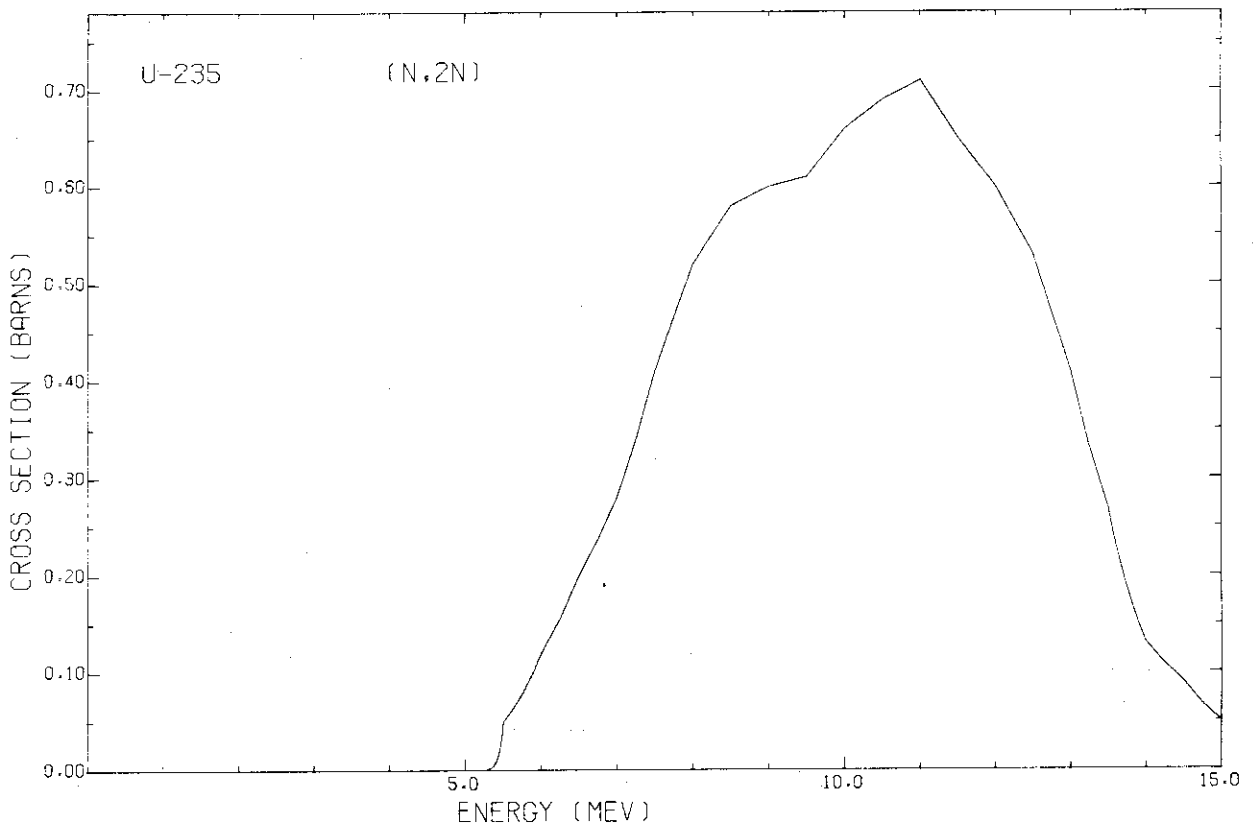
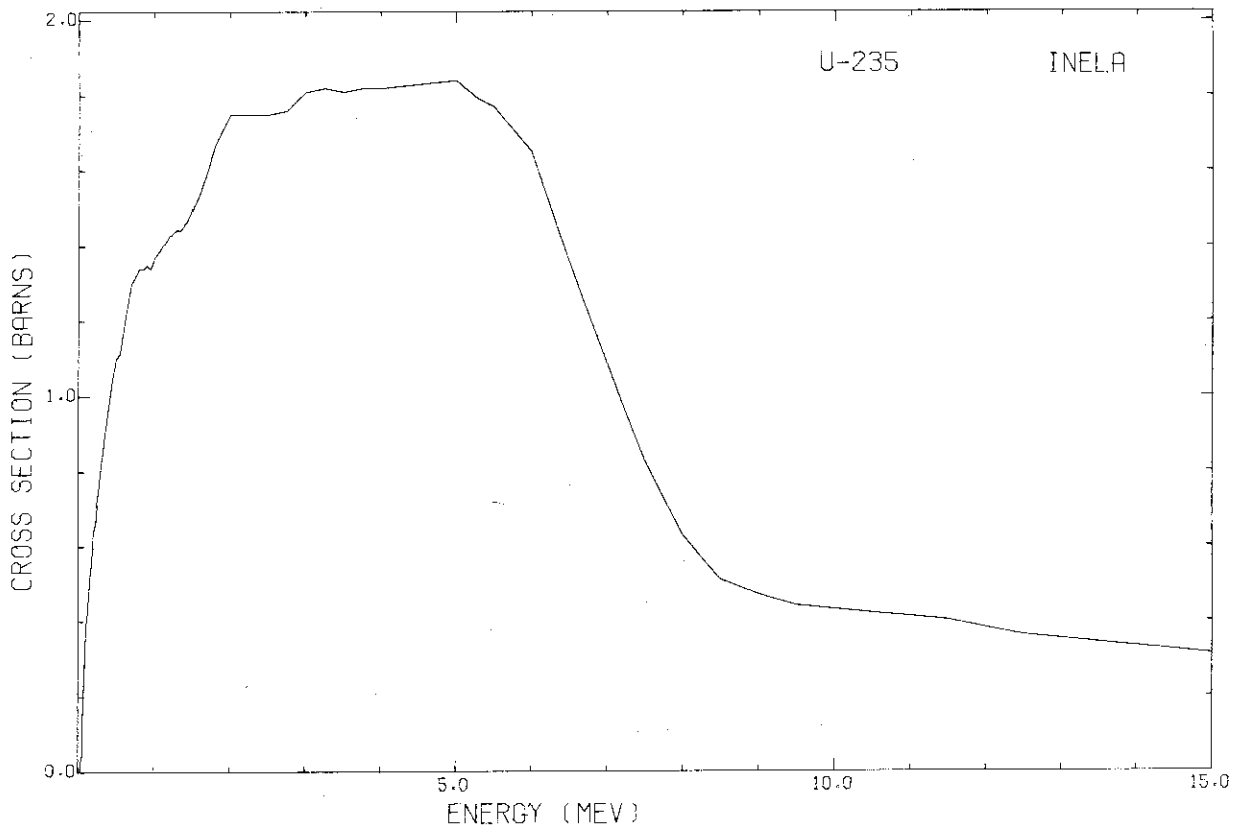
CU

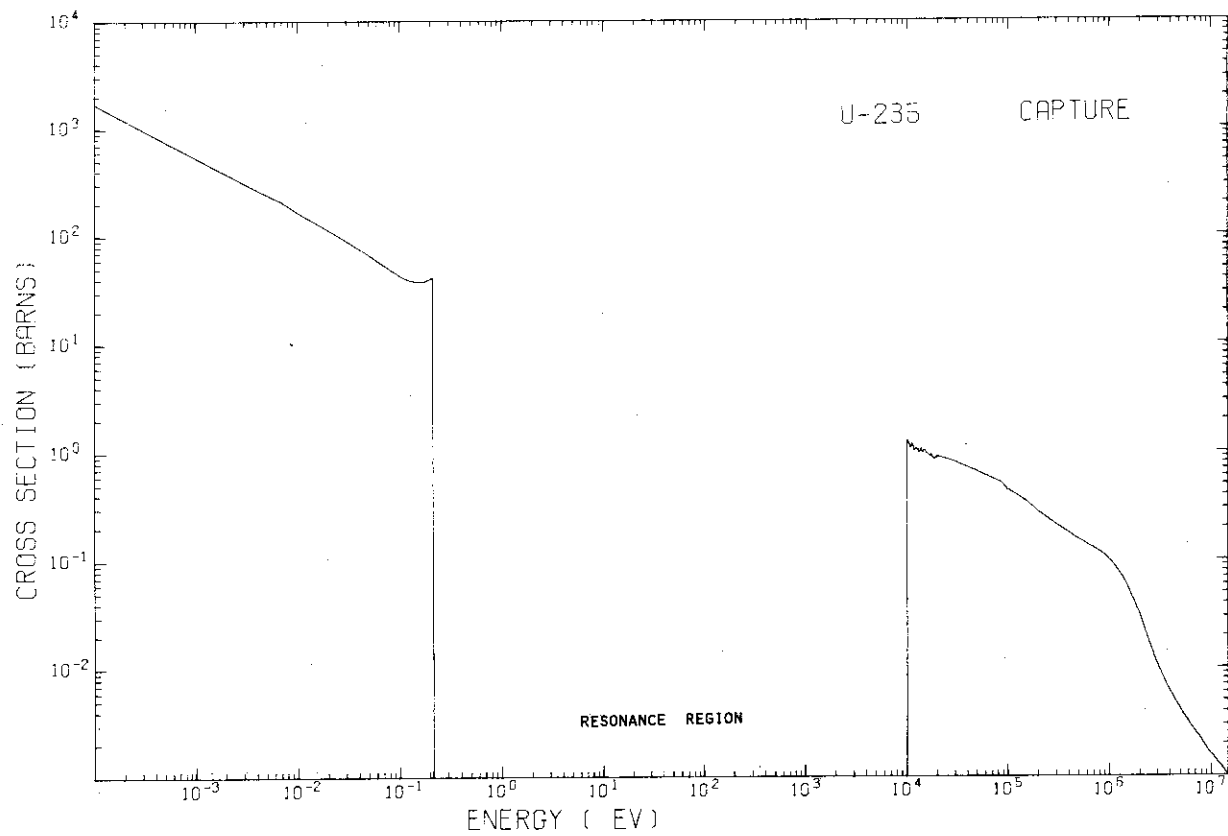
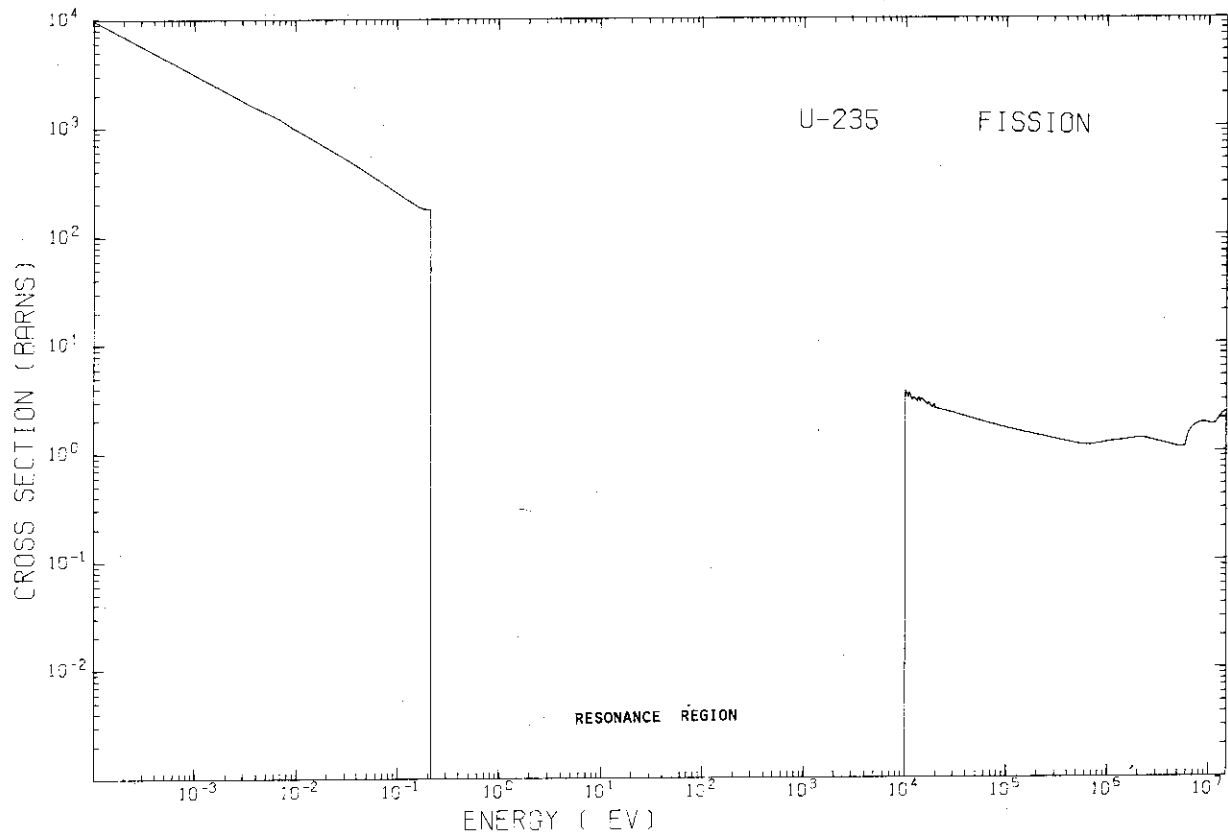




<sup>235</sup>U

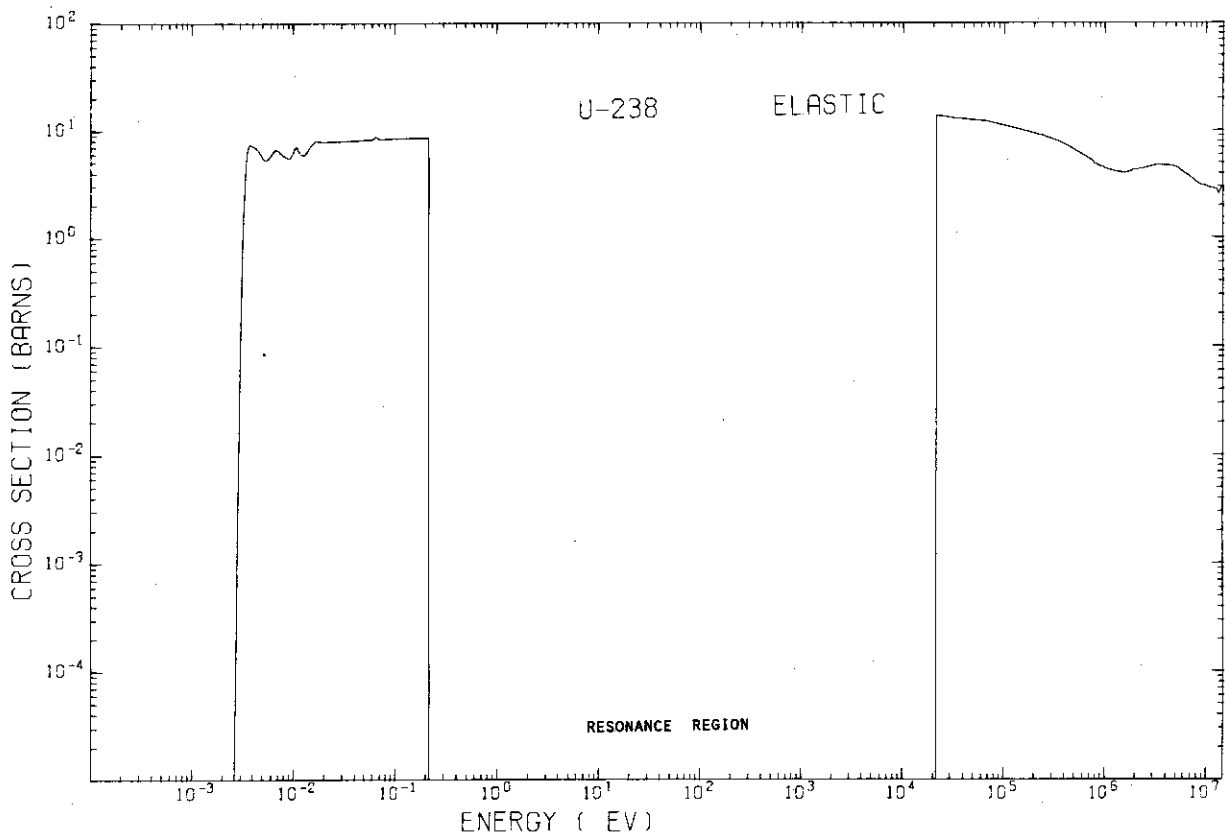
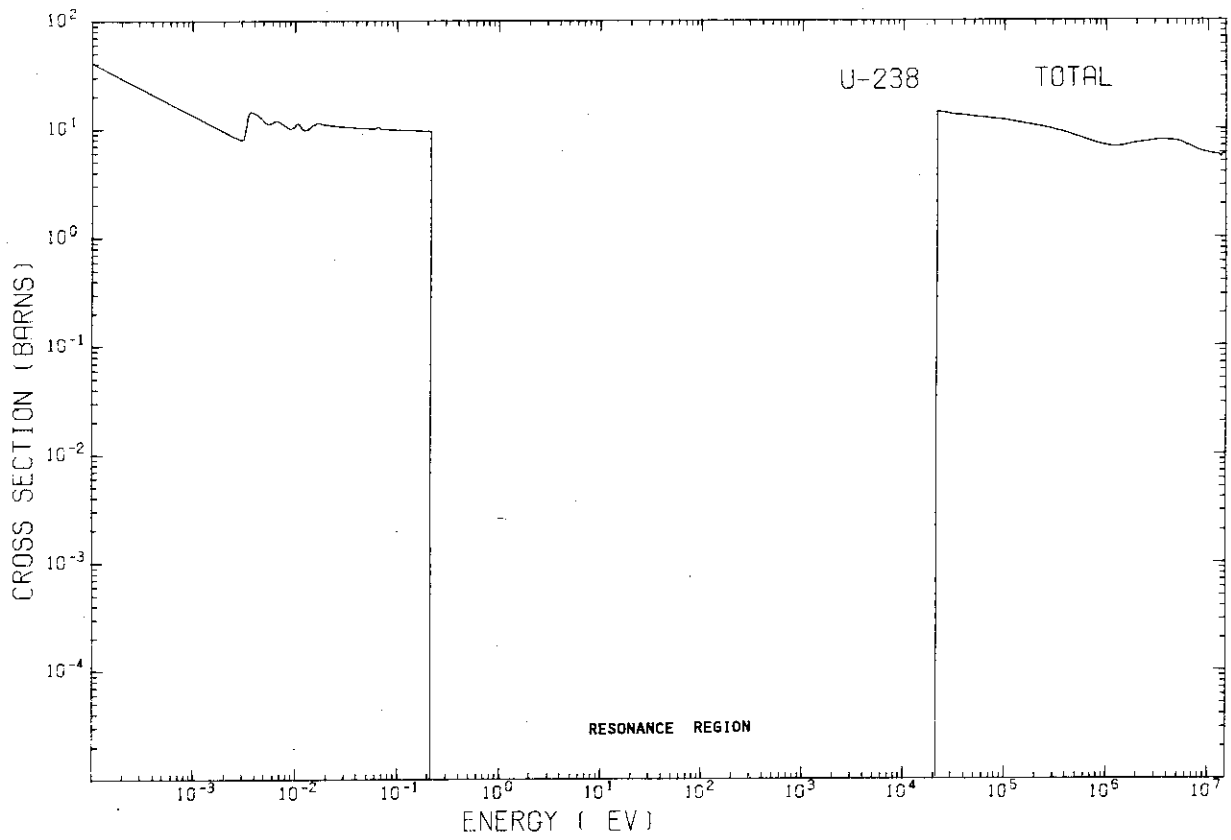
JAERI-M 6380

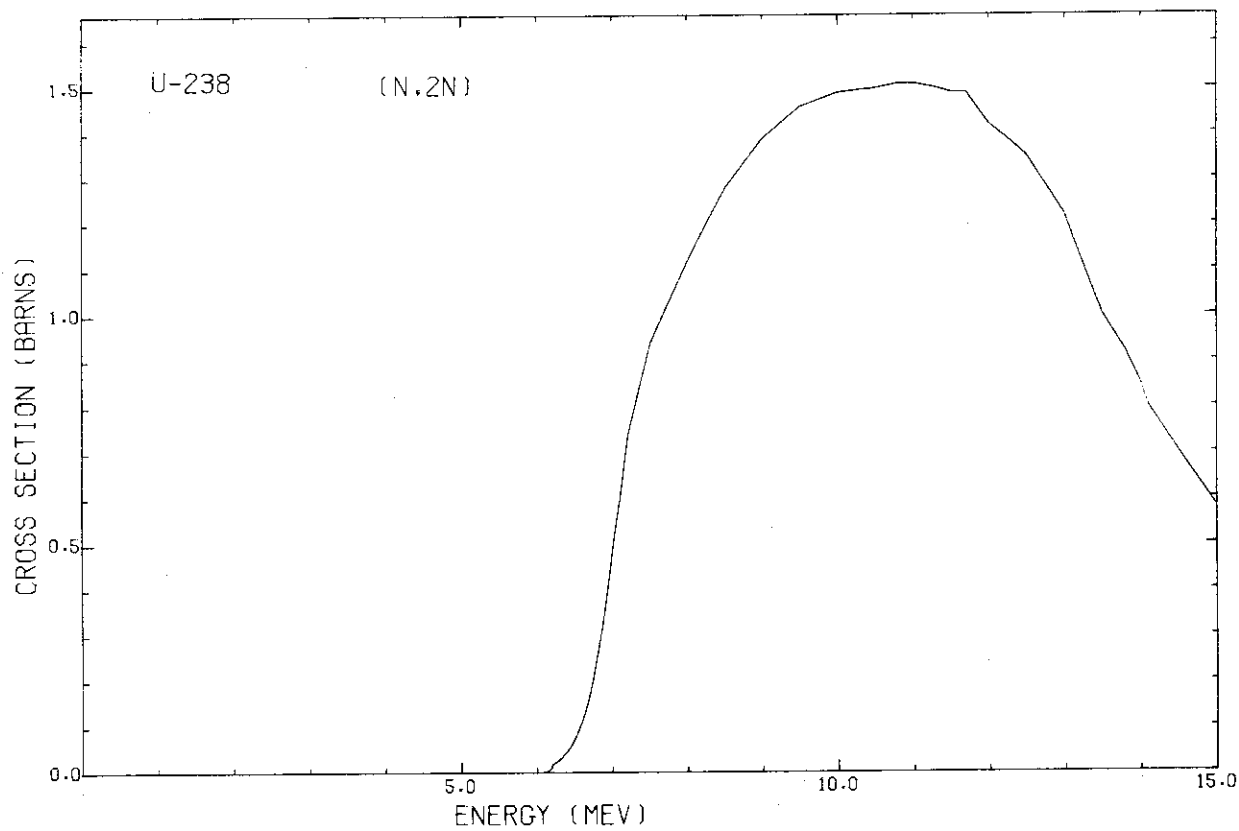
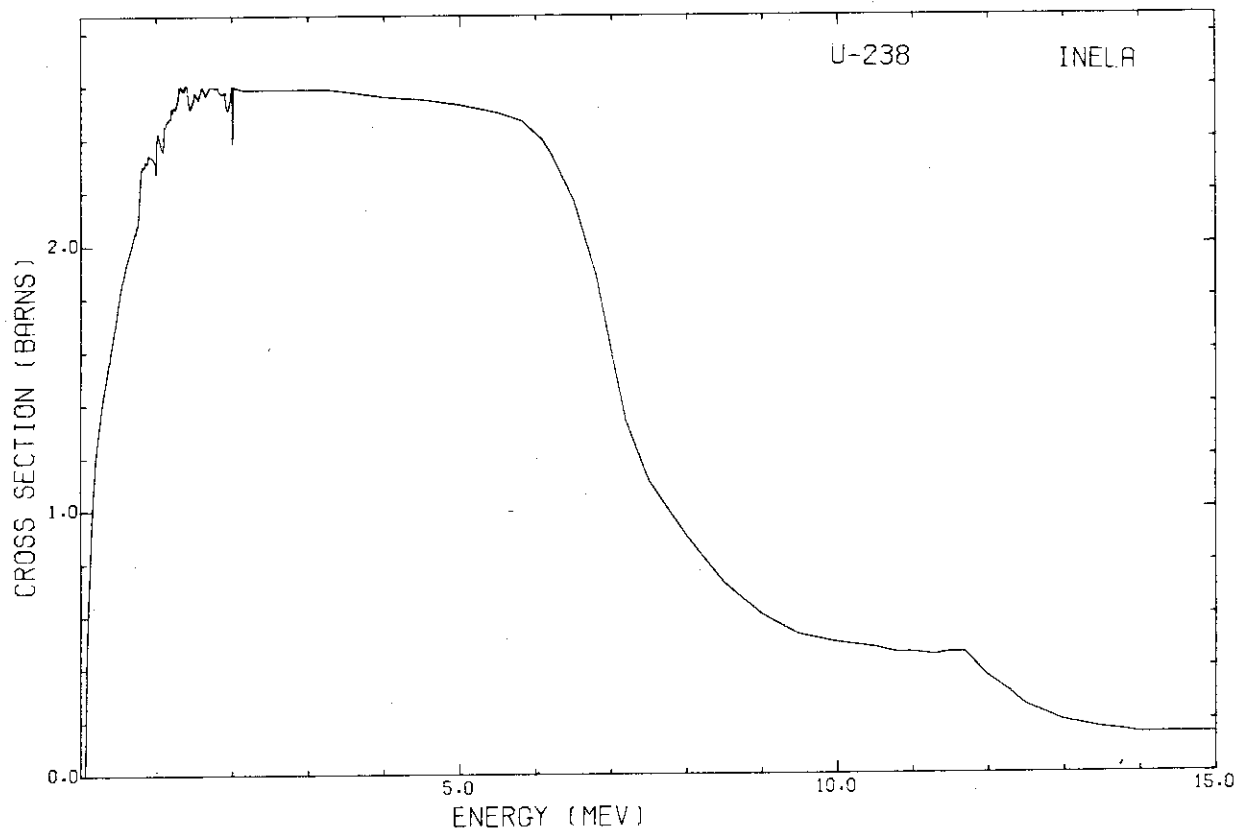






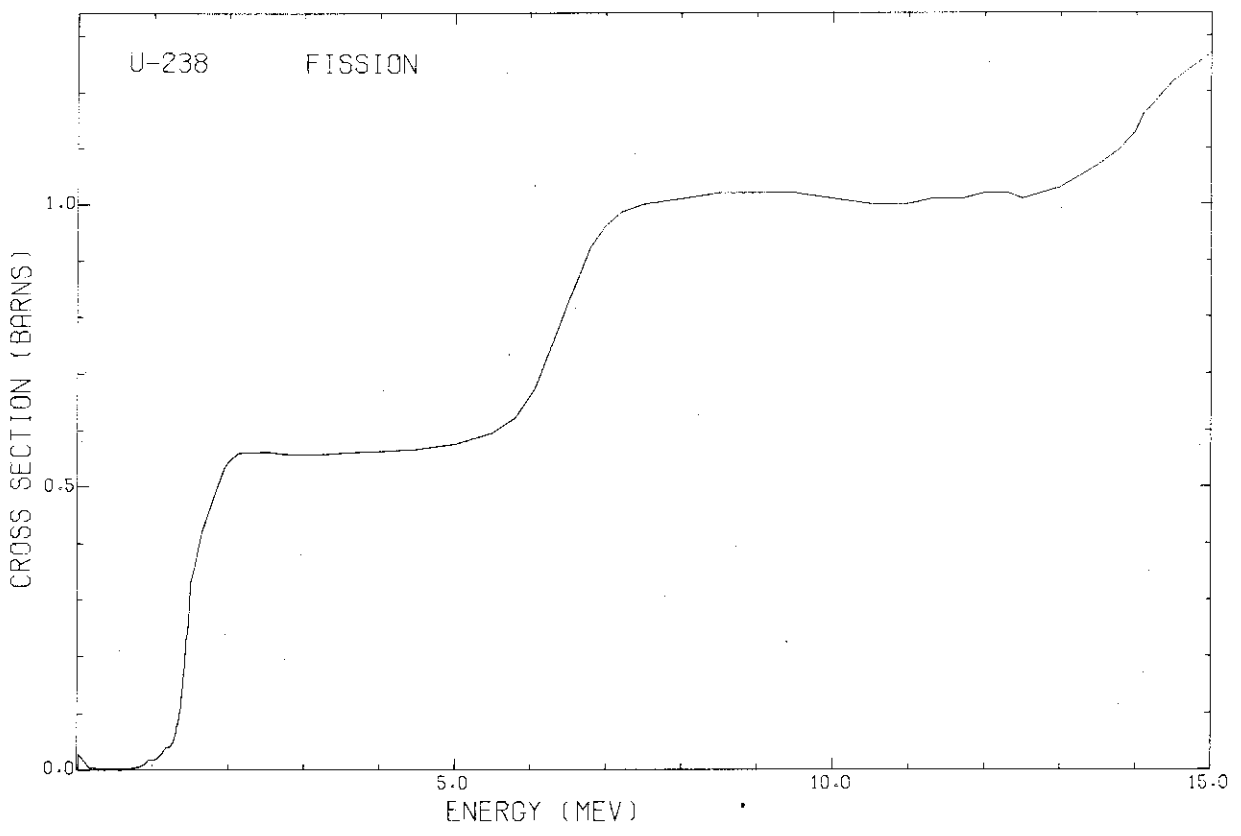
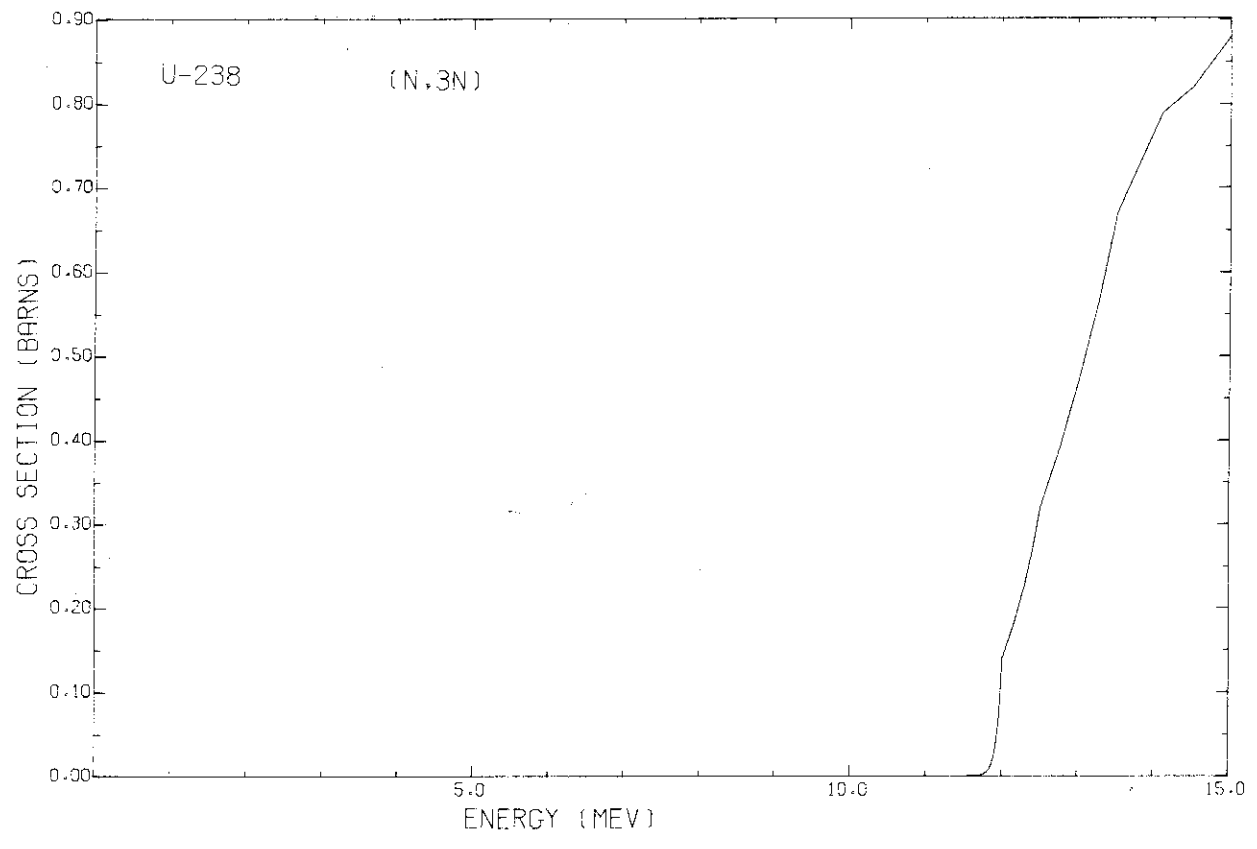
<sup>238</sup>U

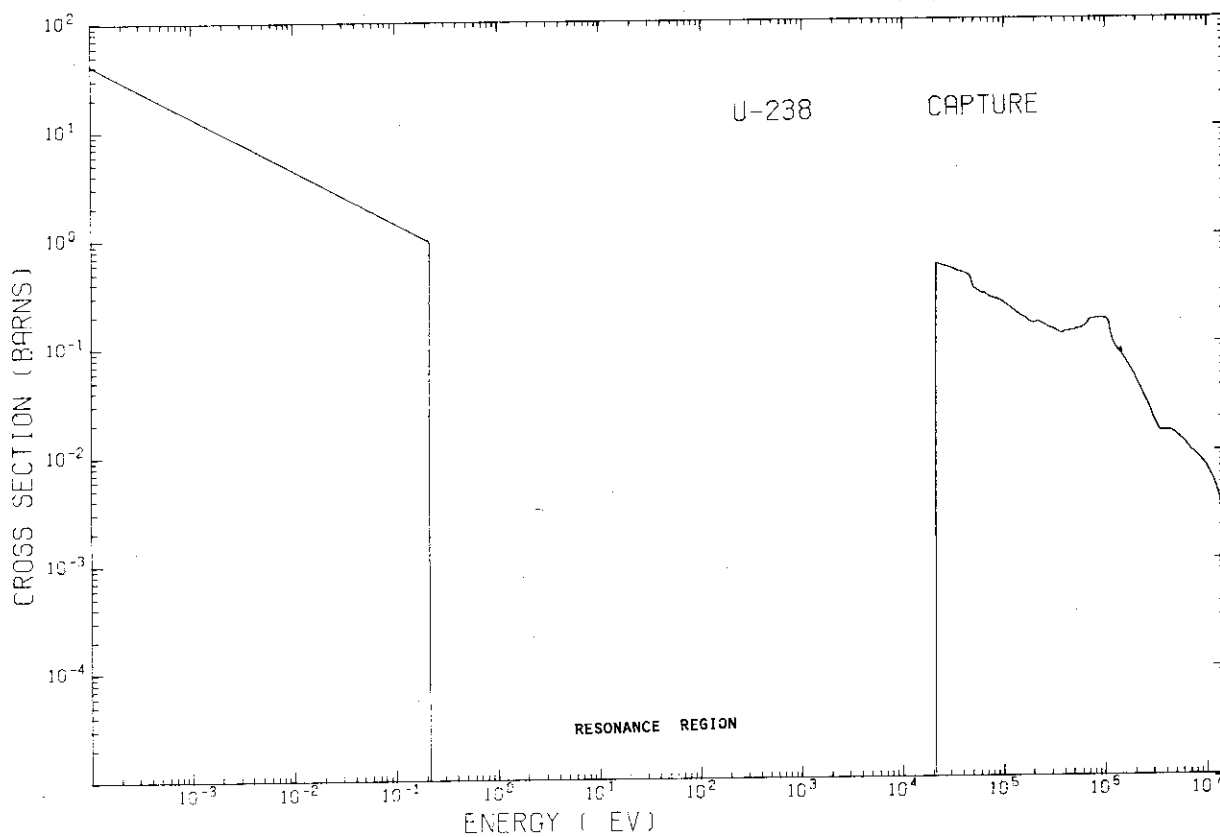




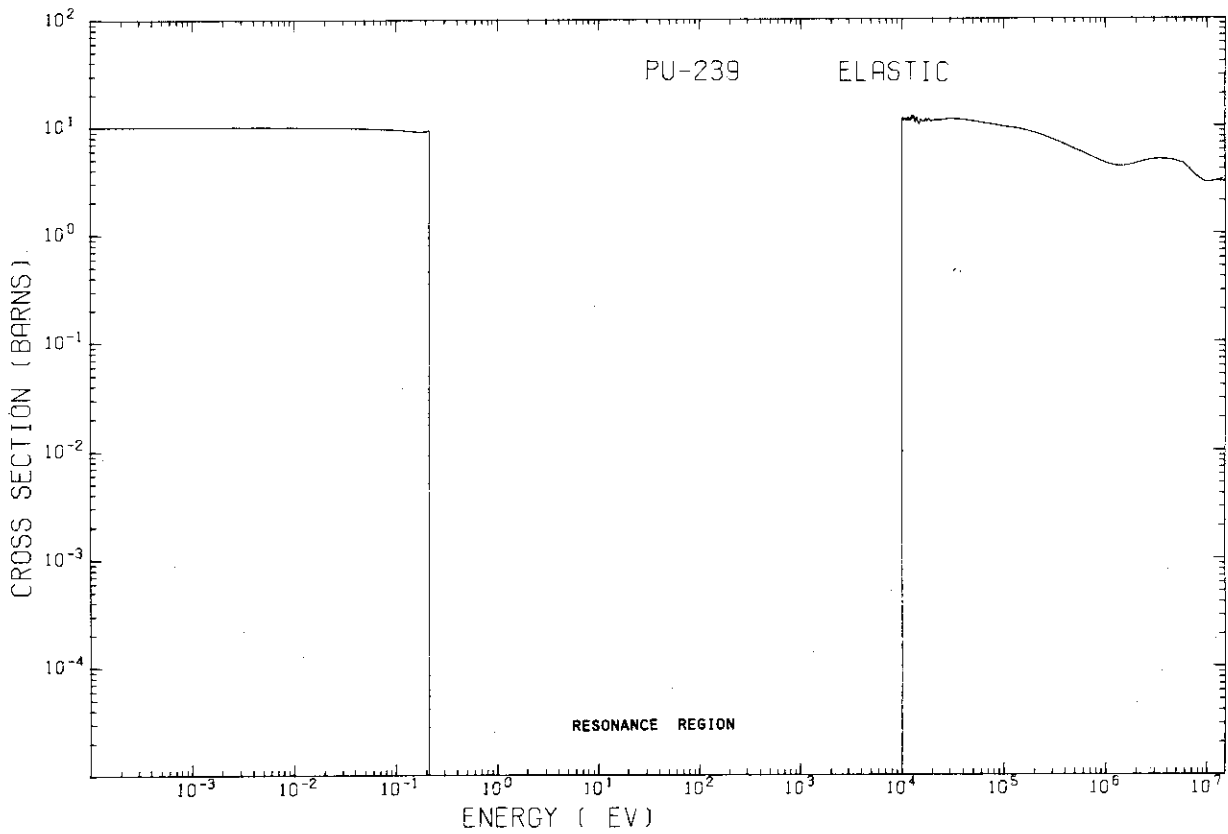
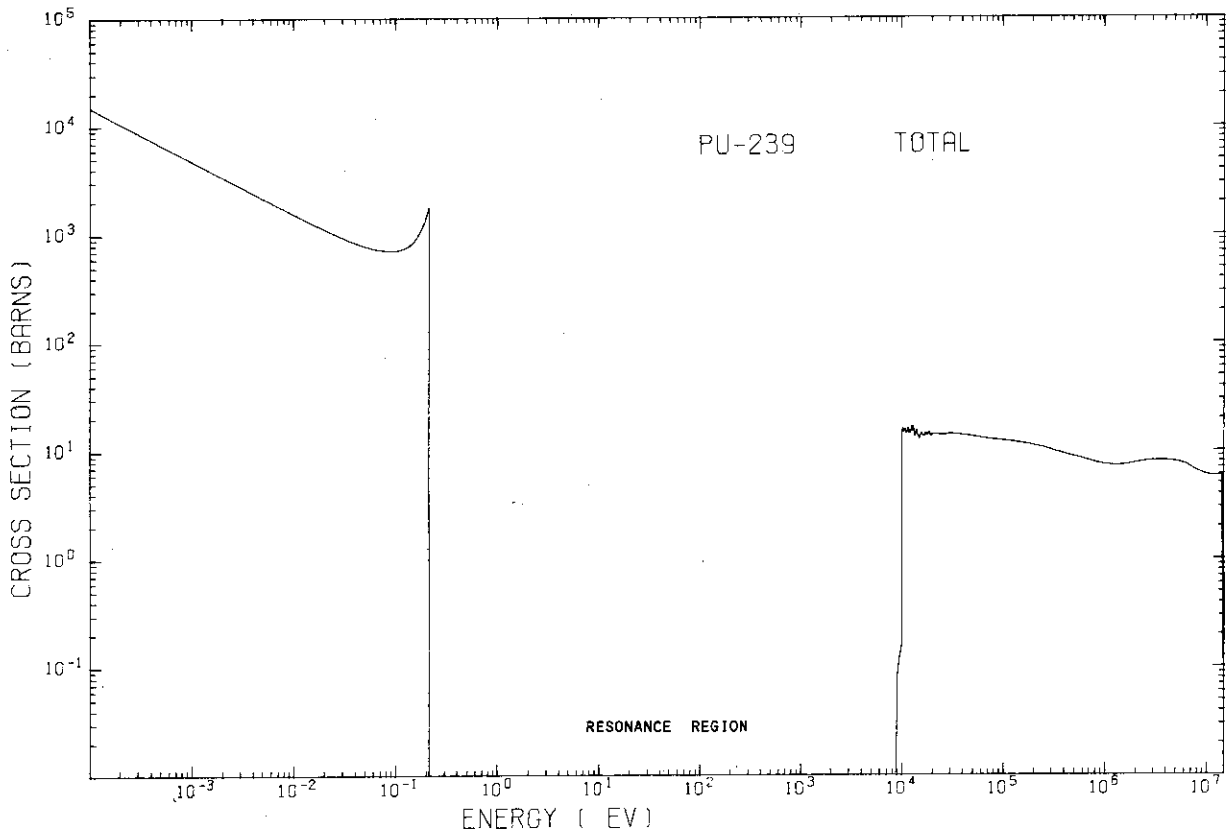
<sup>238</sup>U

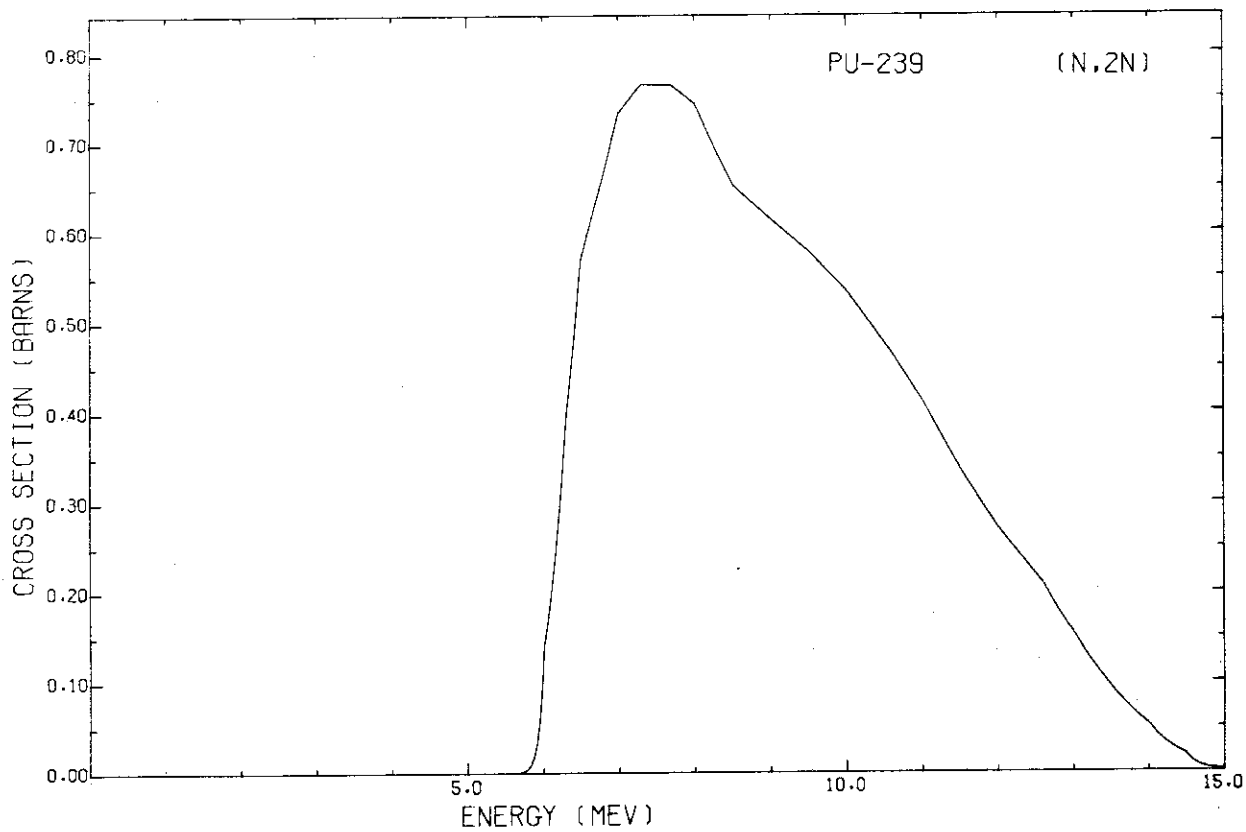
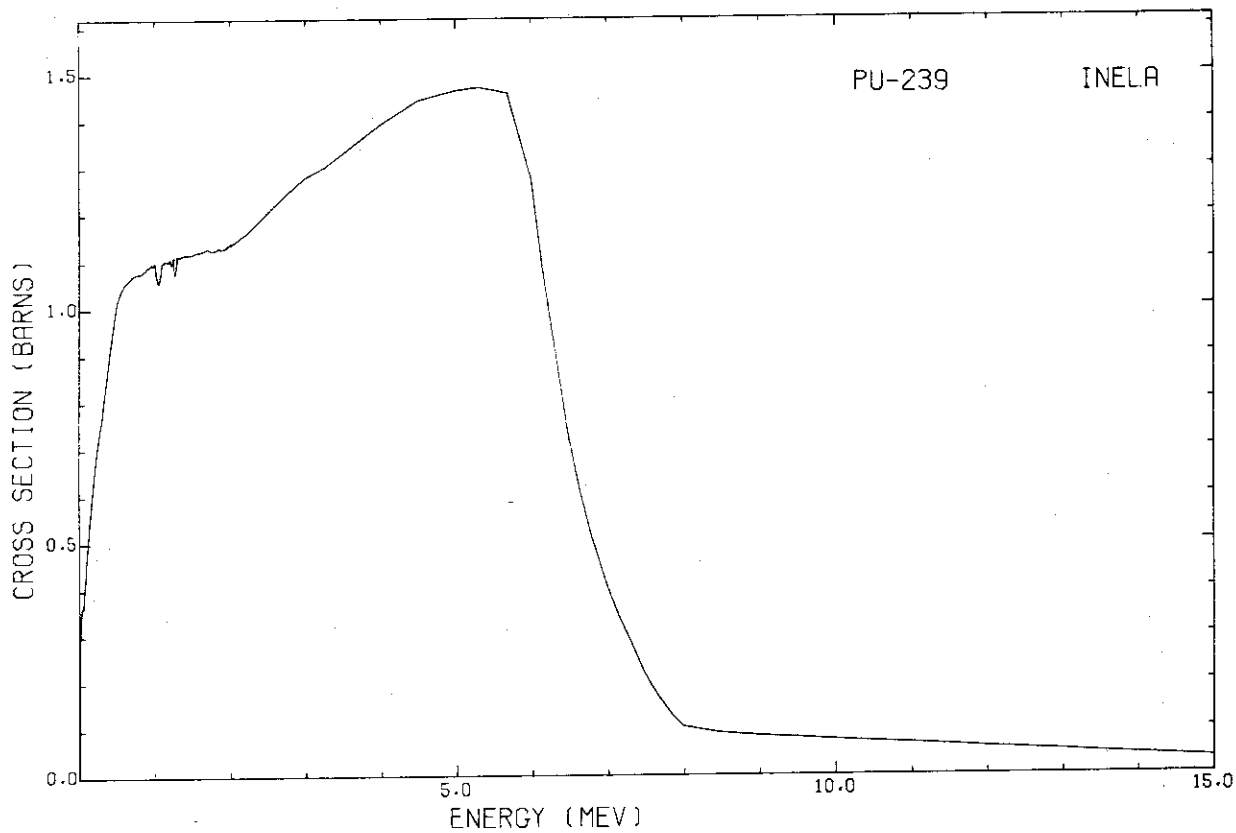
JAERI-M 6380





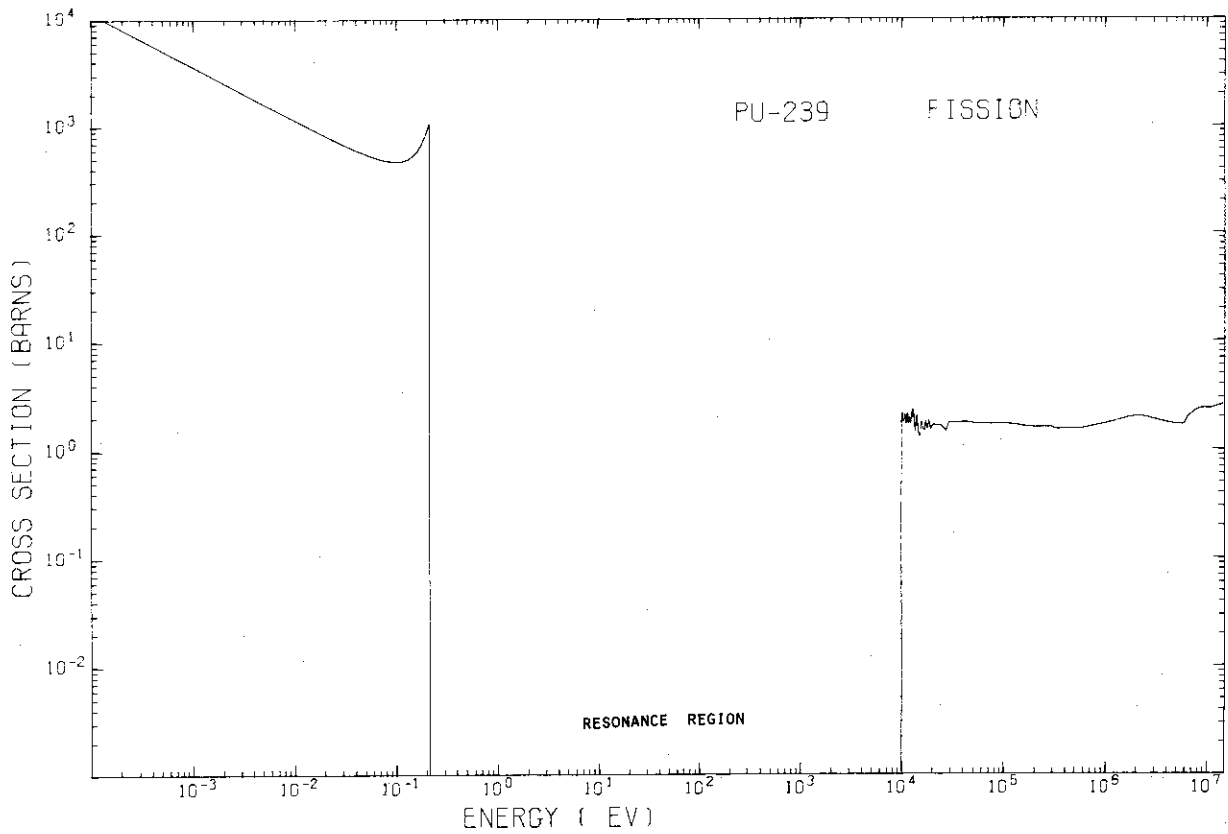
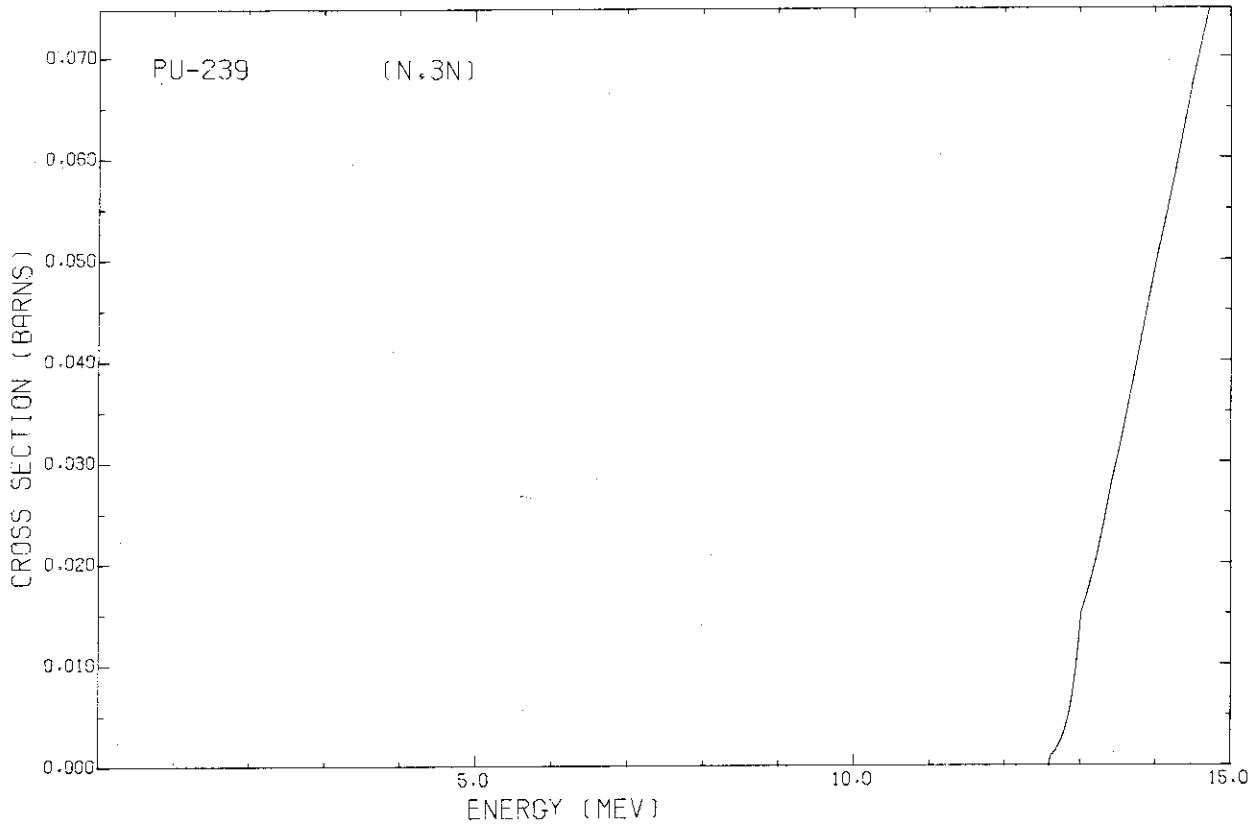
<sup>239</sup>PU

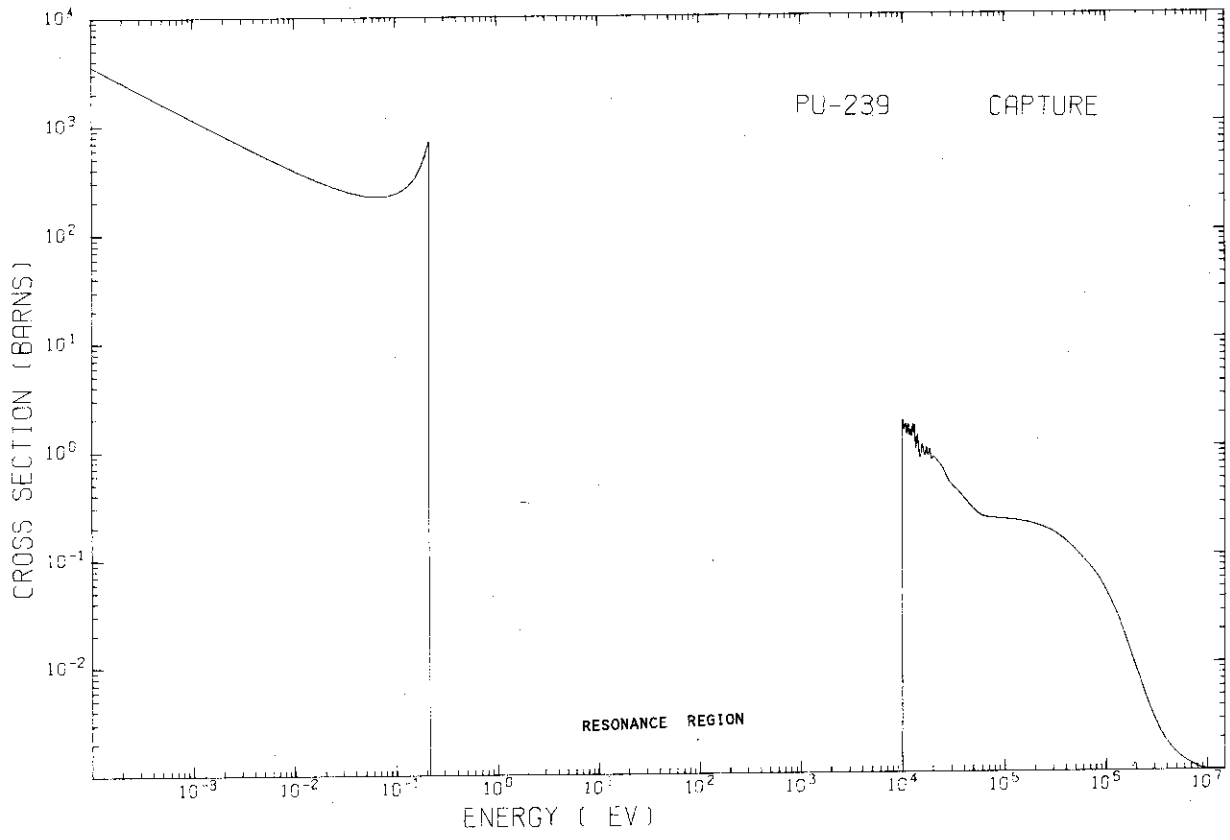




<sup>239</sup>PU

JAERI-M 6380

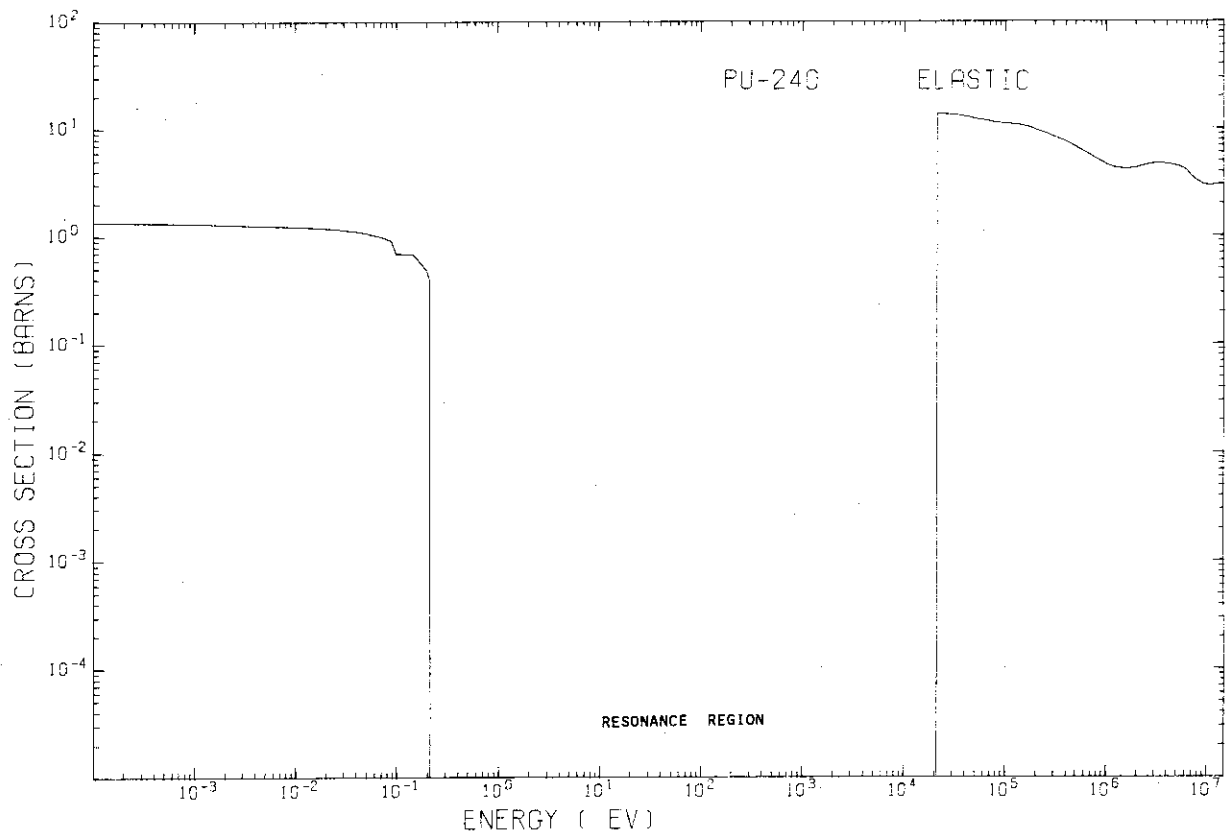
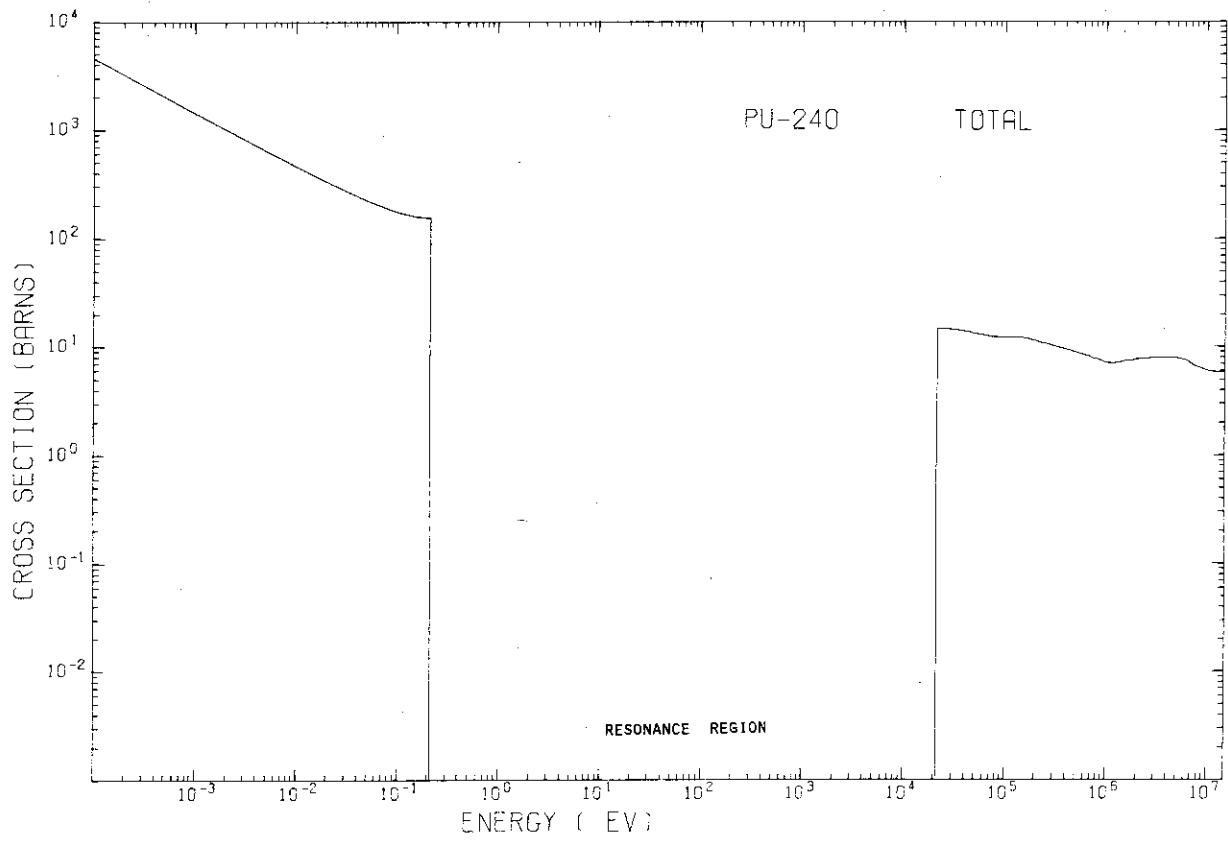


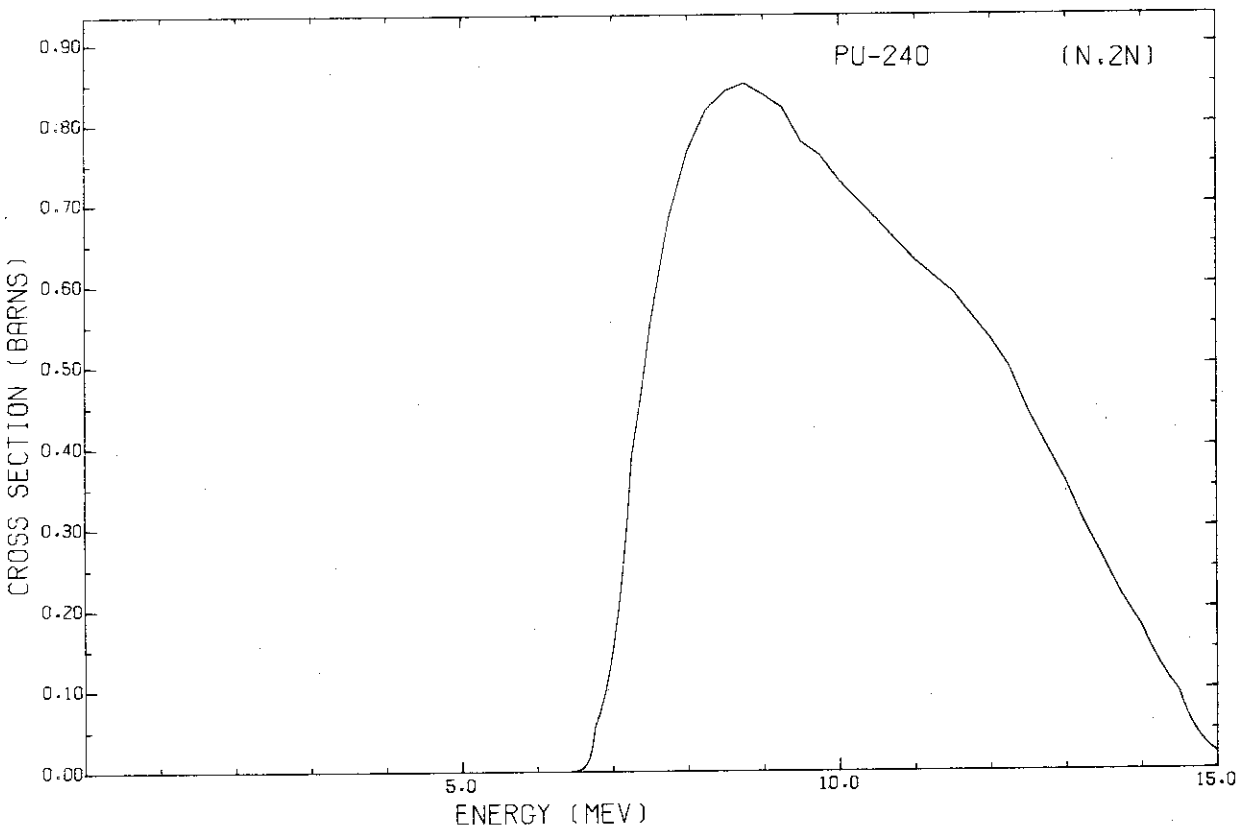
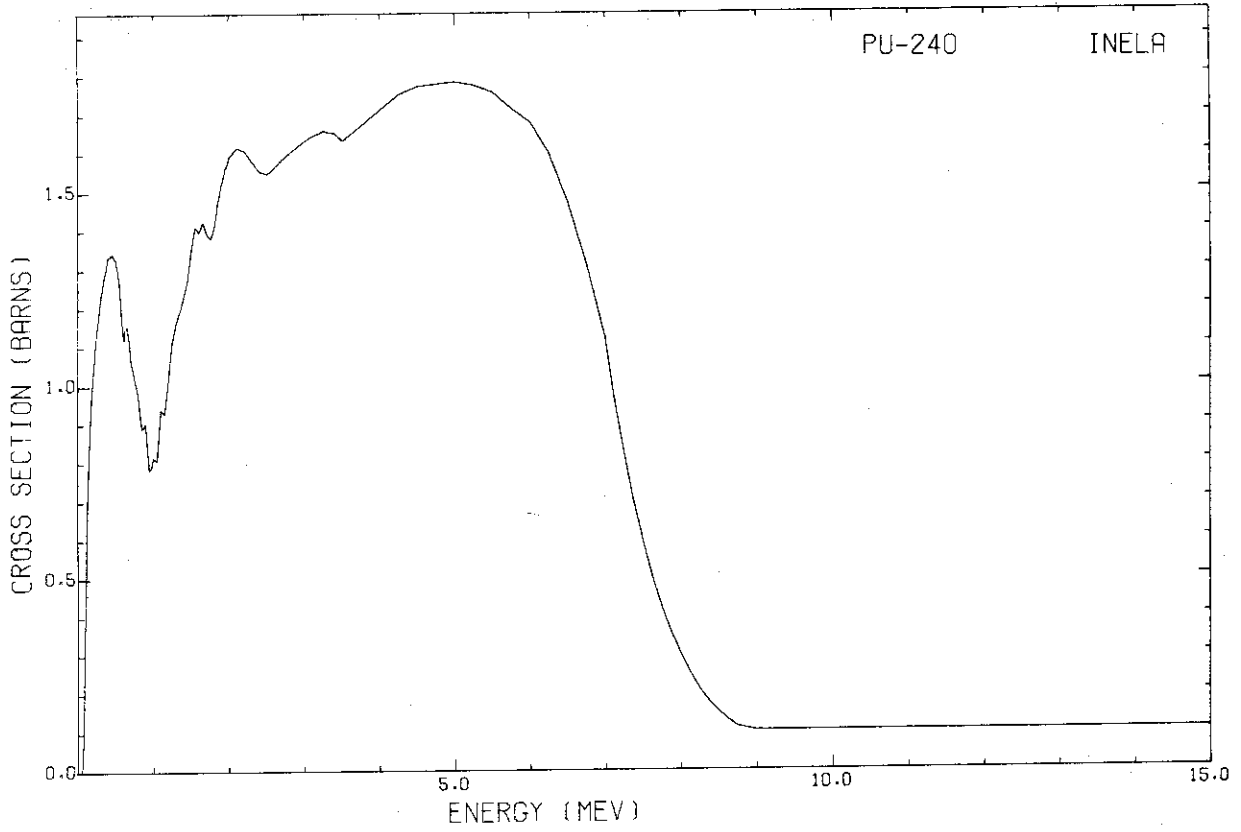




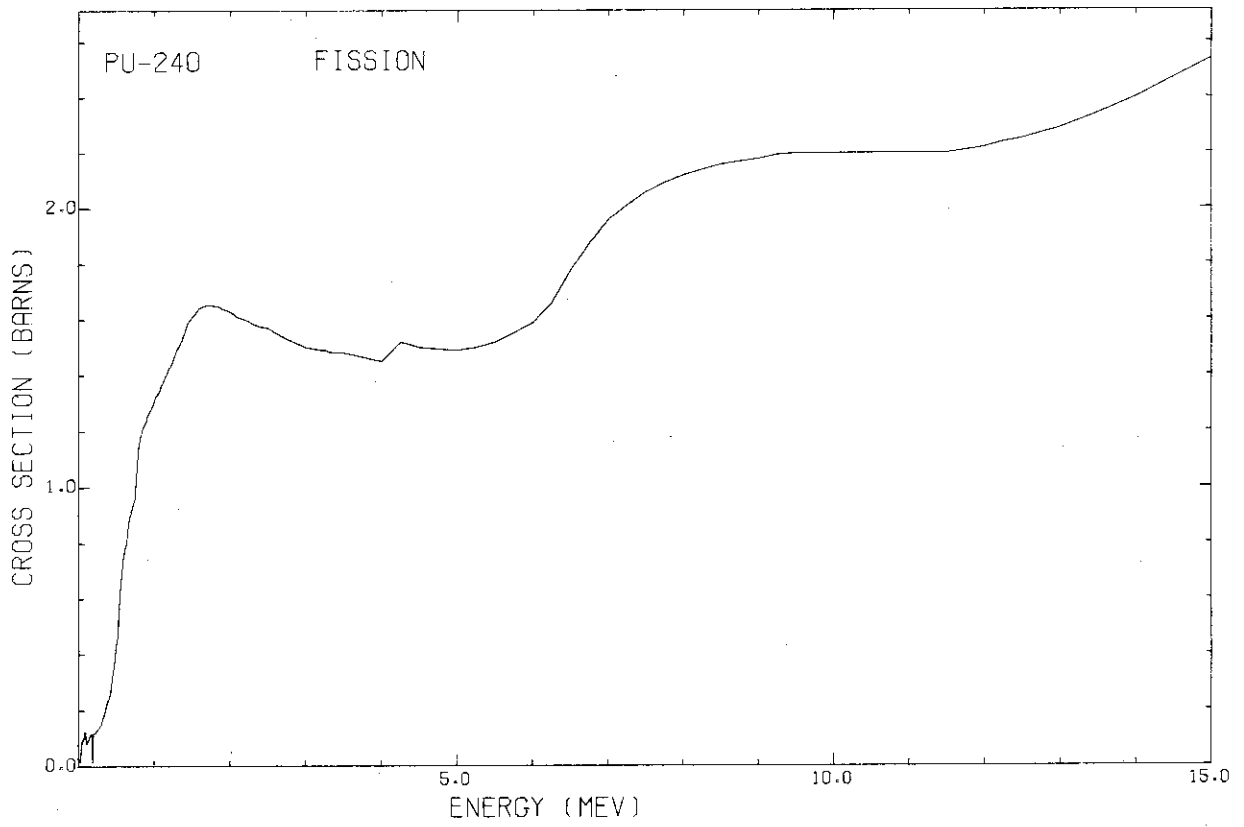
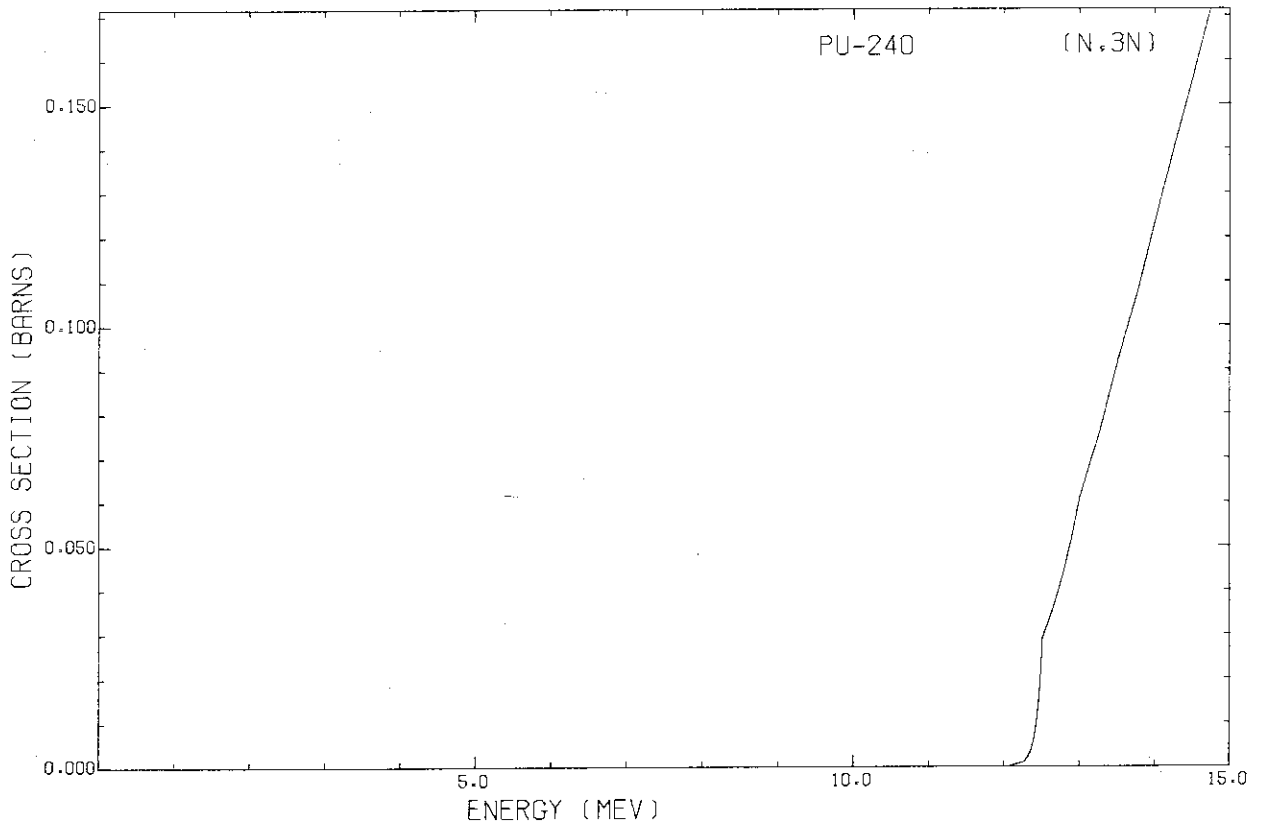
<sup>240</sup>PU

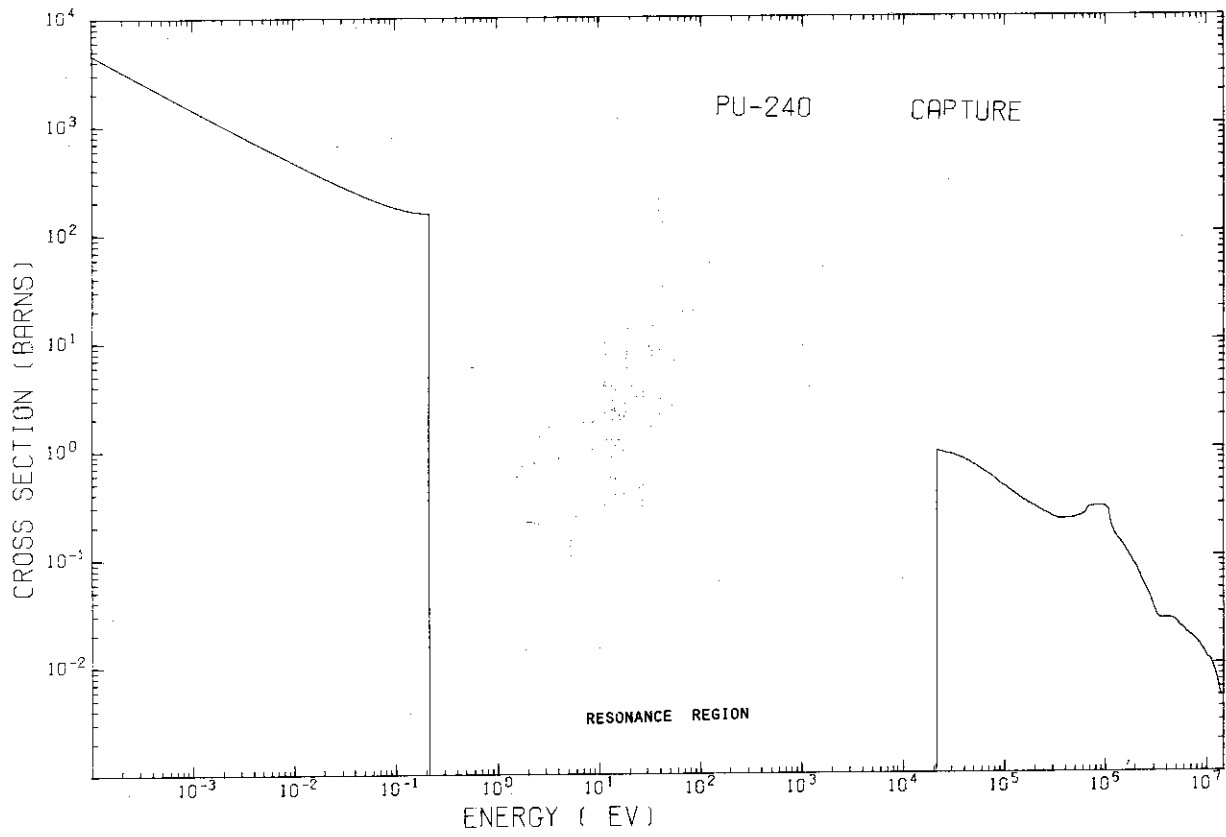
JAERI-M 6380



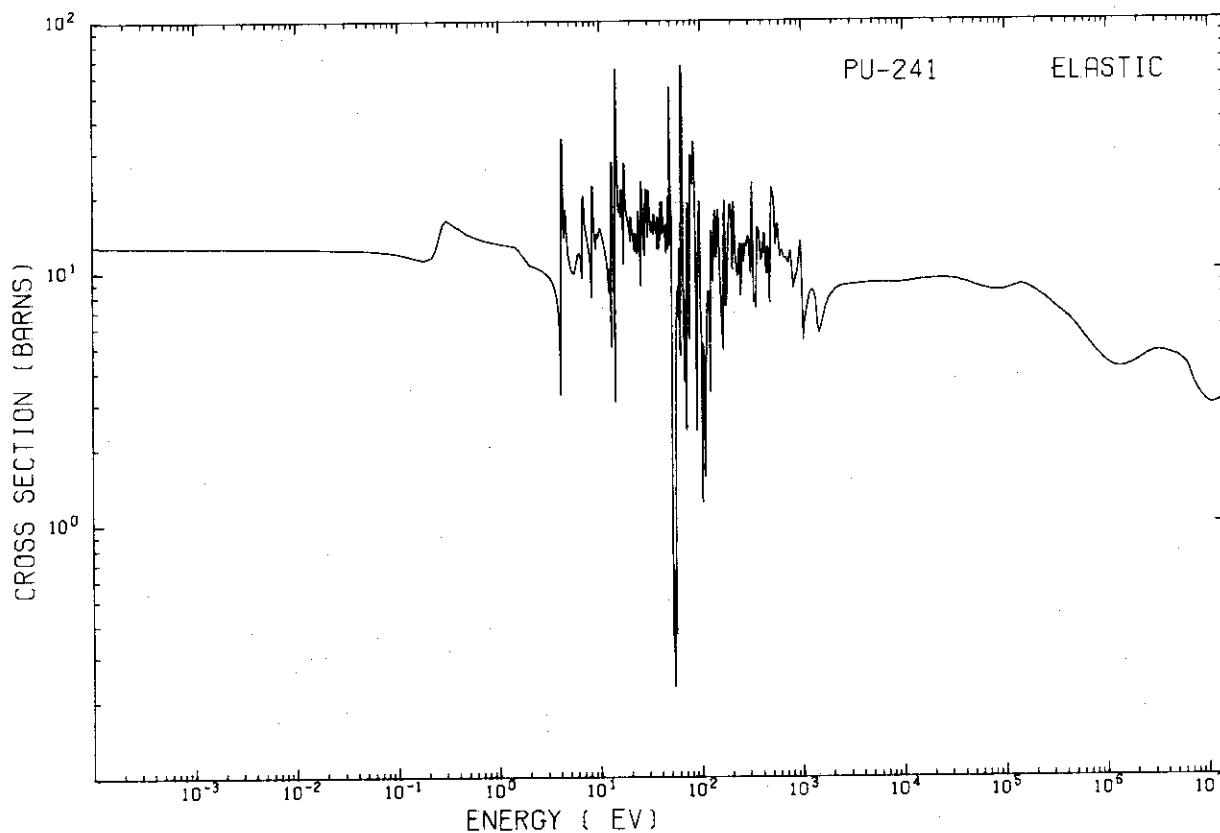
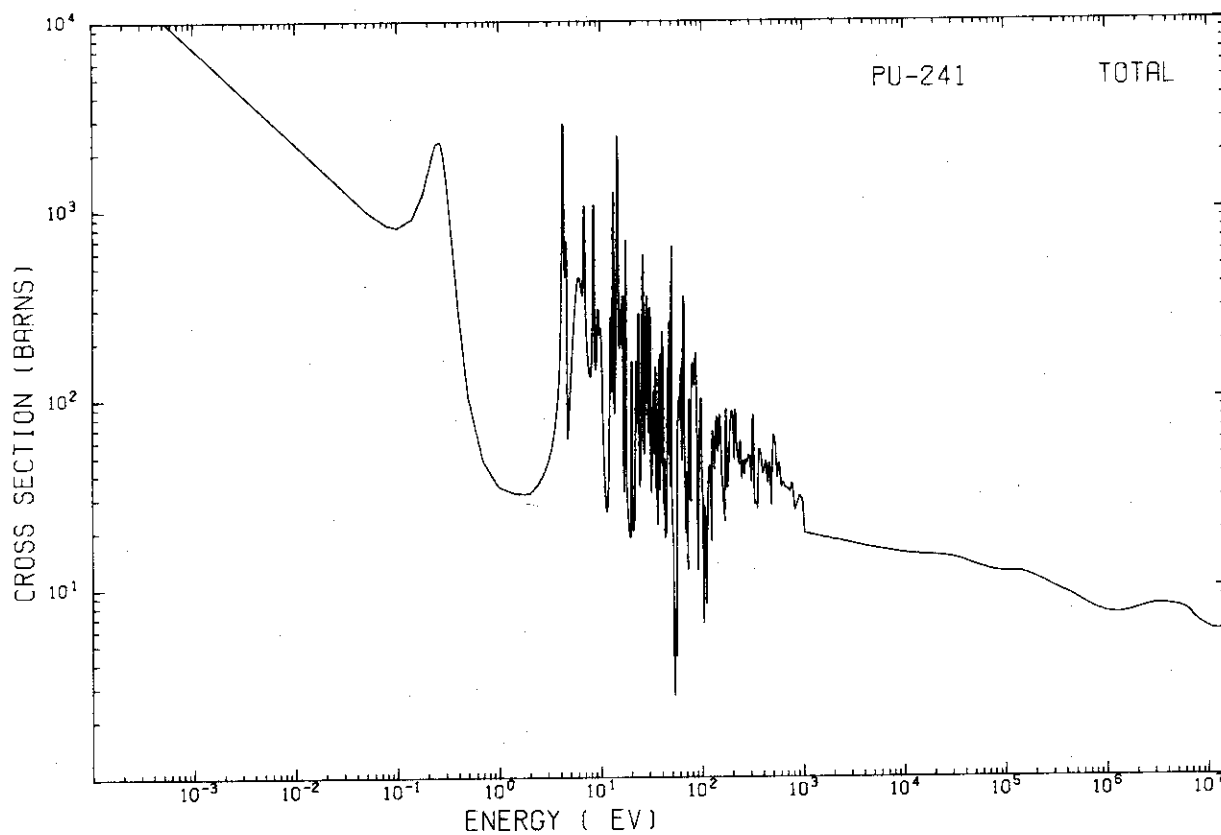


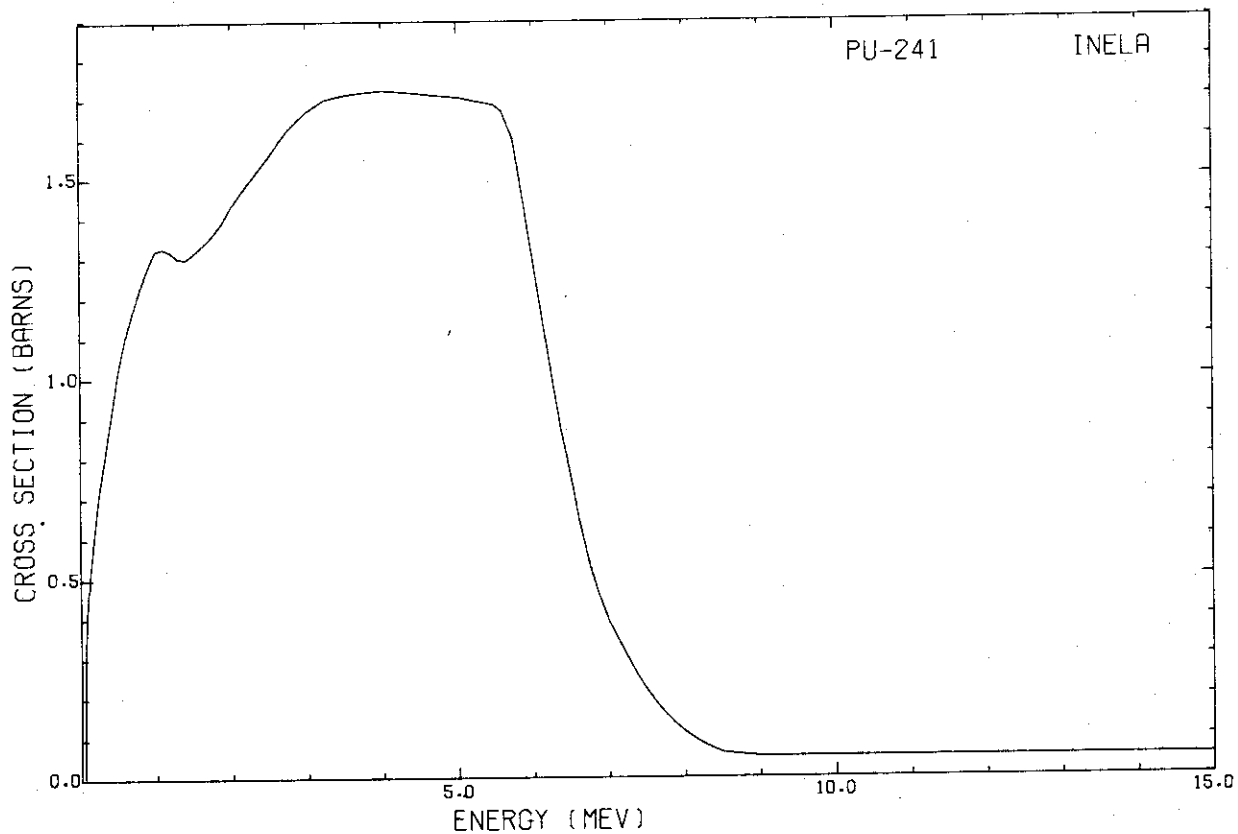
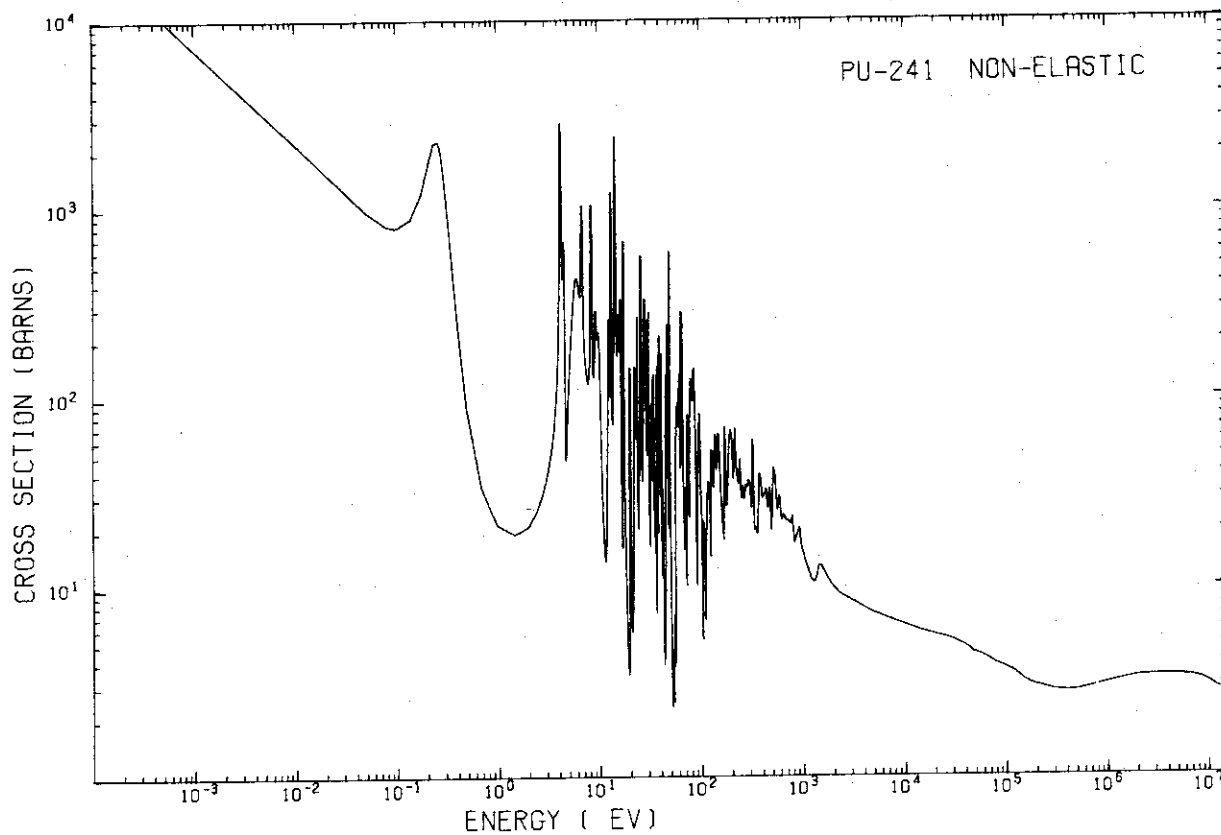
<sup>240</sup>PU





<sup>241</sup>PU





<sup>241</sup>PU

JAERI-M 6380

