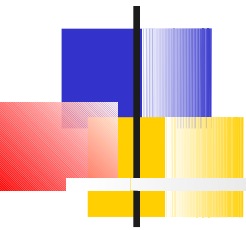


# Investigation of inelastic $^{40}\text{Ca}(p,p')X$ reaction at 1 GeV

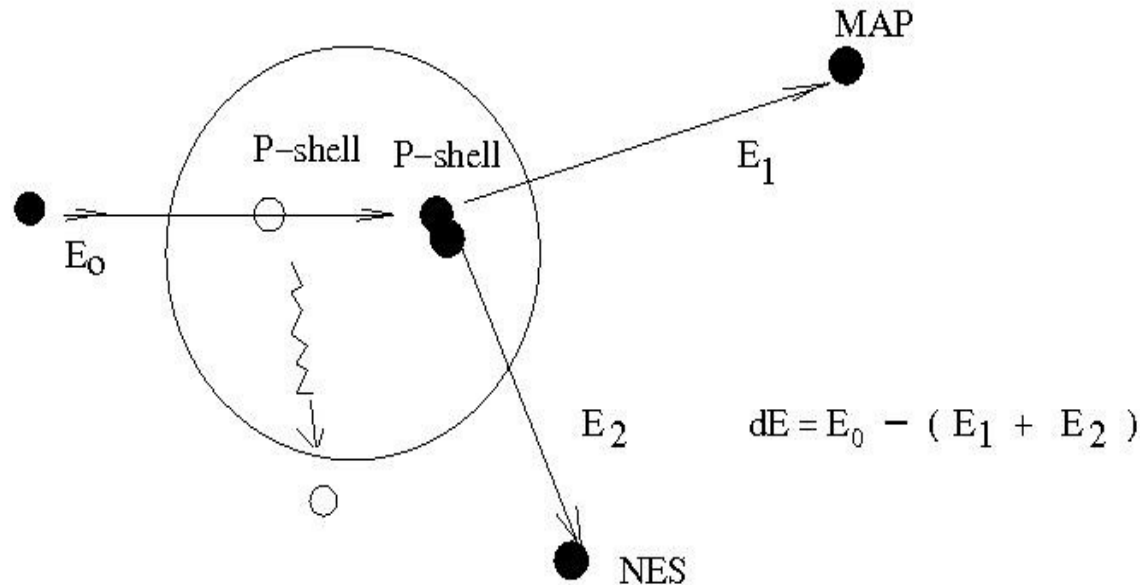


O.V. Miklukho

22/11/2011

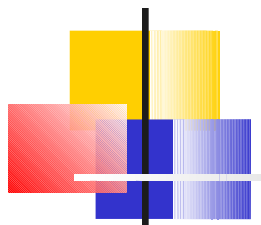
# Multi-step process

${}^7\text{Li} (p, 2p) {}^6\text{He}$  reaction

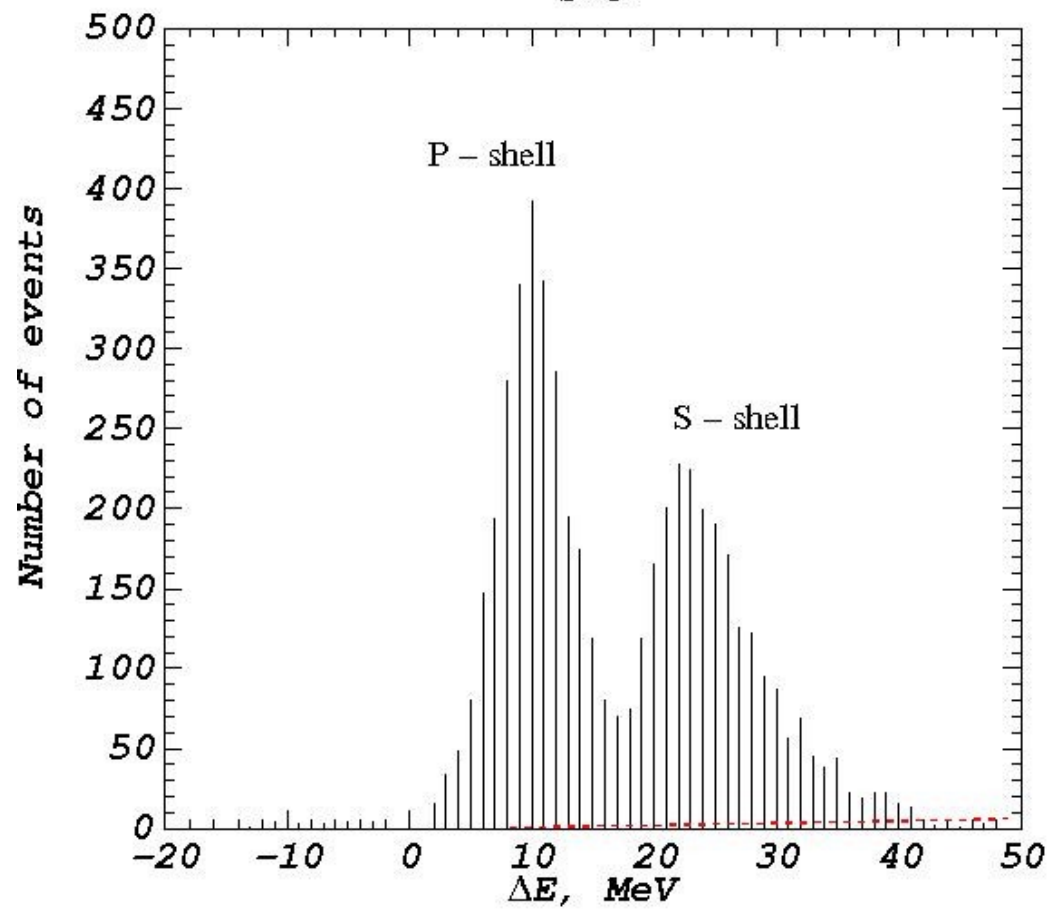


$E_s$  for P - shell - 11 MeV

$E_s$  for S - shell - 25 MeV

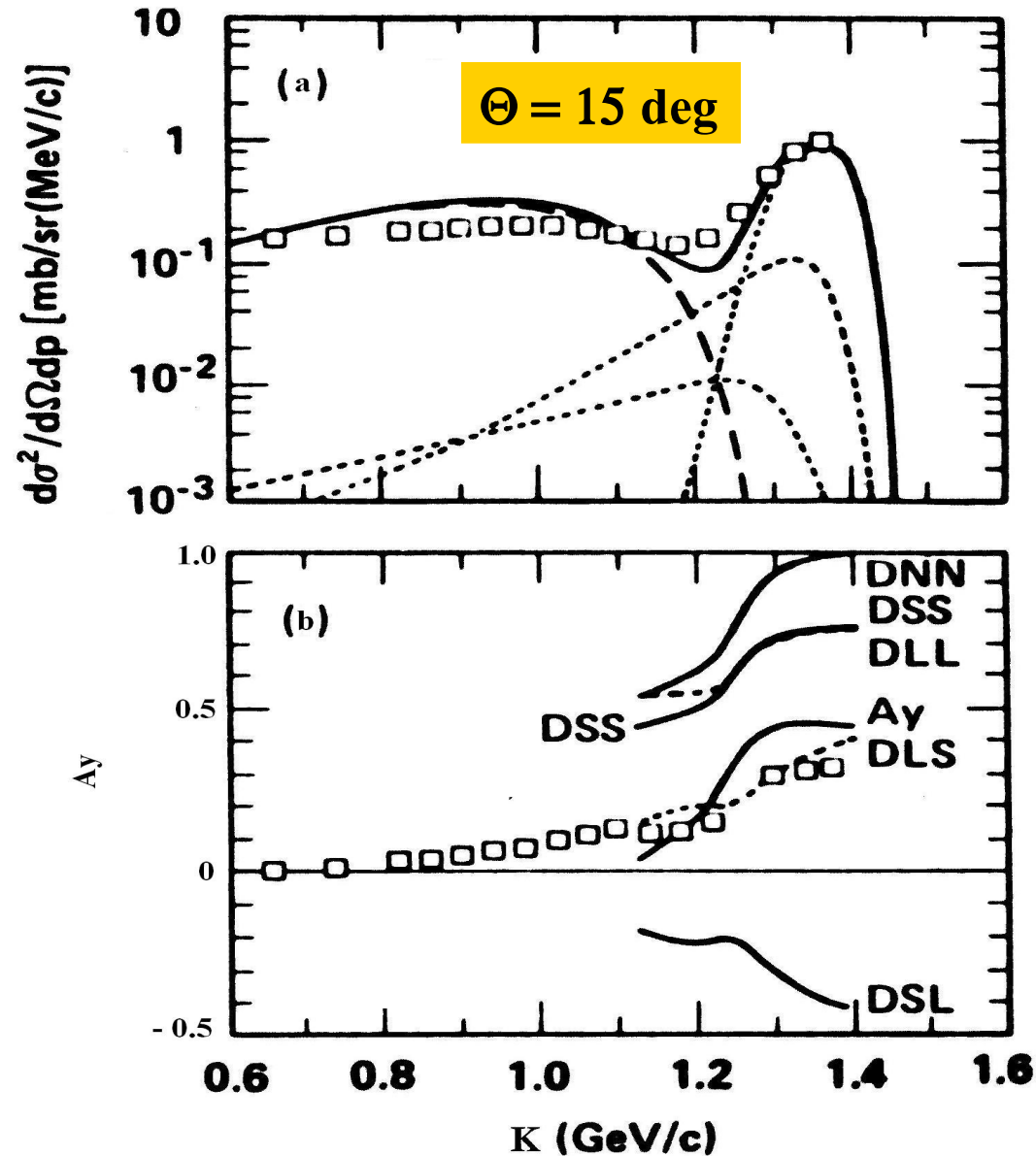


${}^7\text{Li} (p,2p){}^6\text{He}$

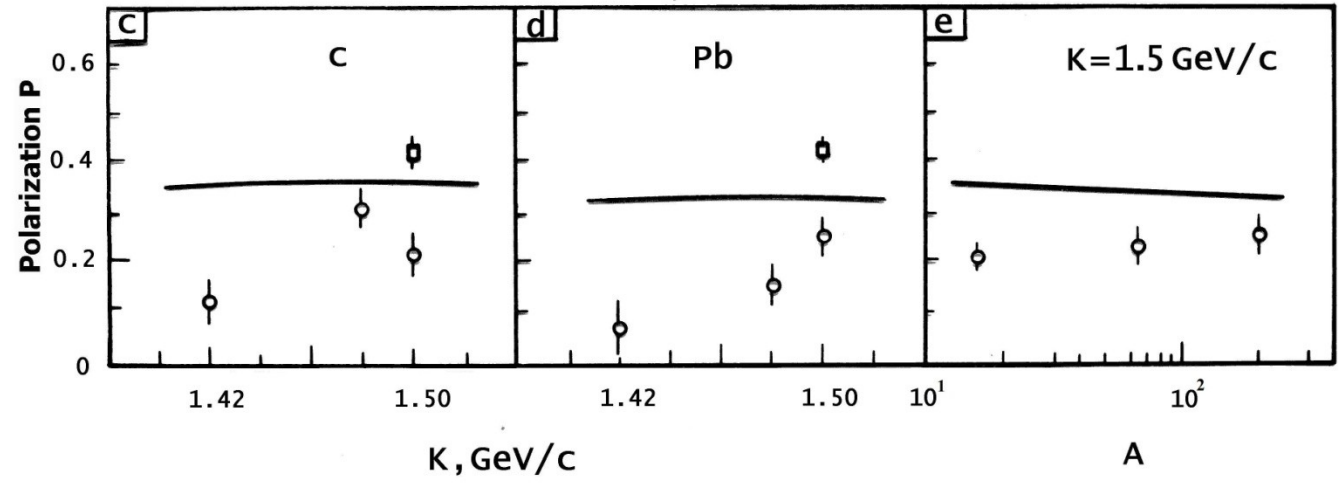
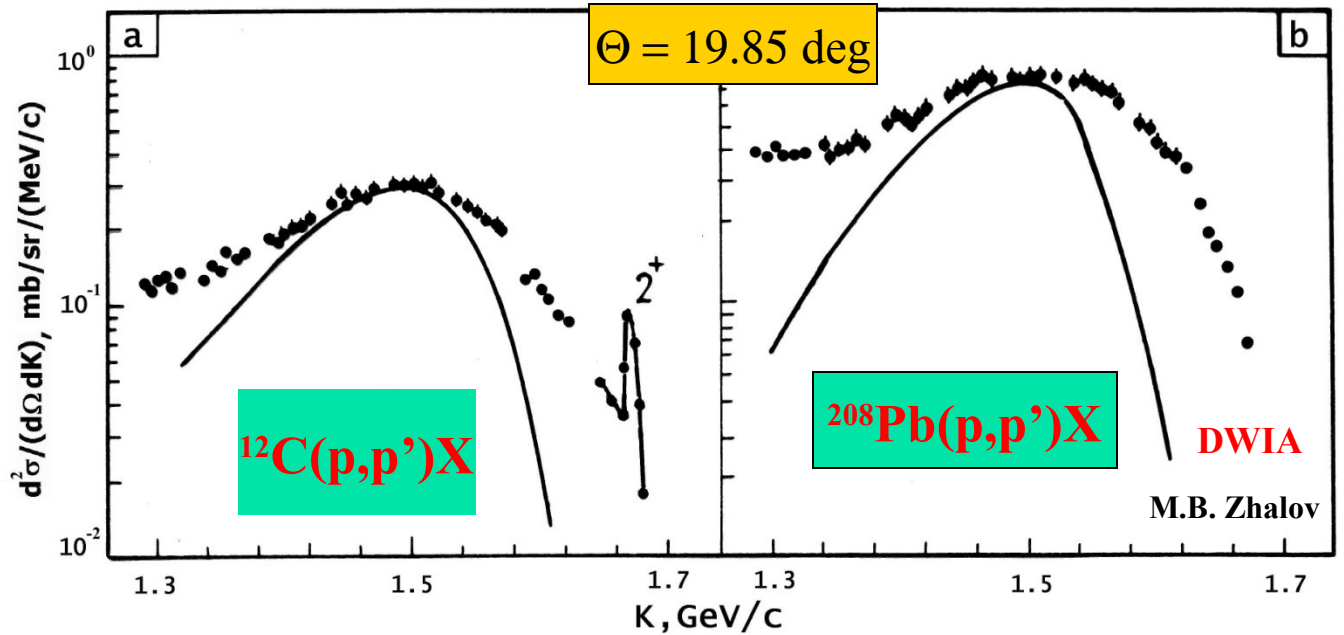
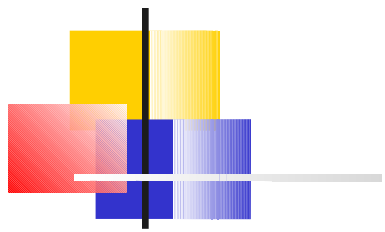


# Inclusive $p^{12}\text{C}$ – scattering at 800 MeV

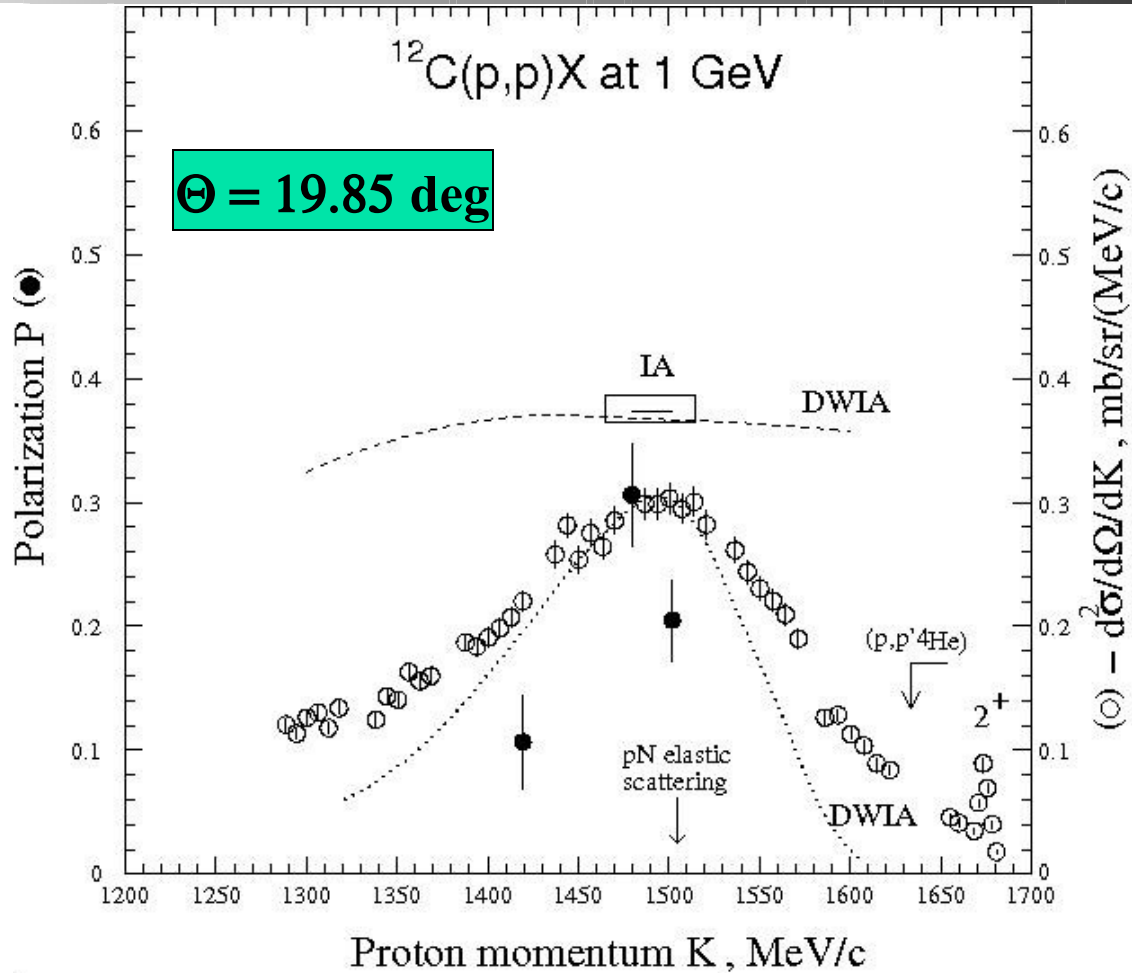
R.D. Smith and S.J. Wallace, Phys.Rev. C32, 1654 (1985)



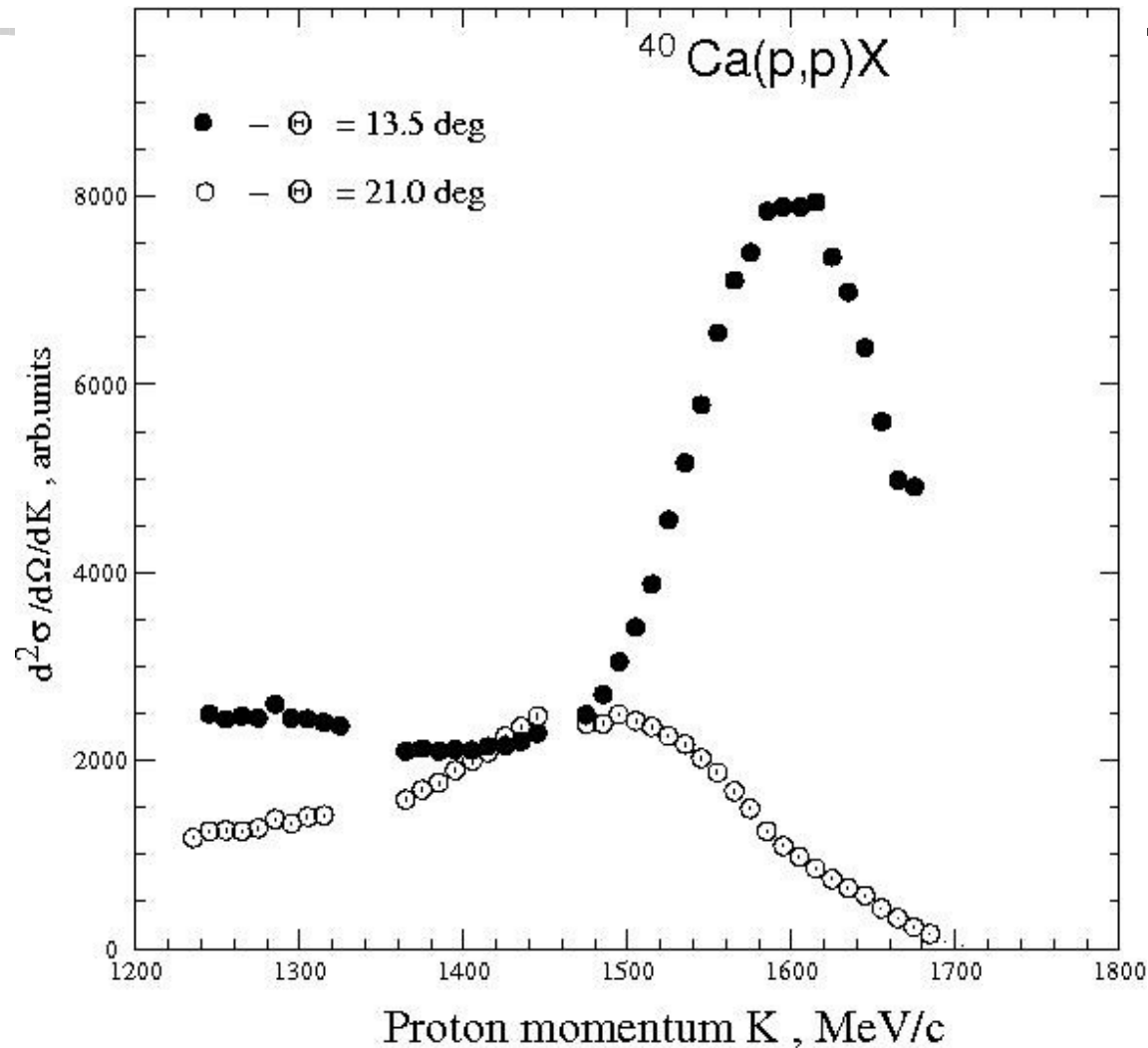
1985  
year



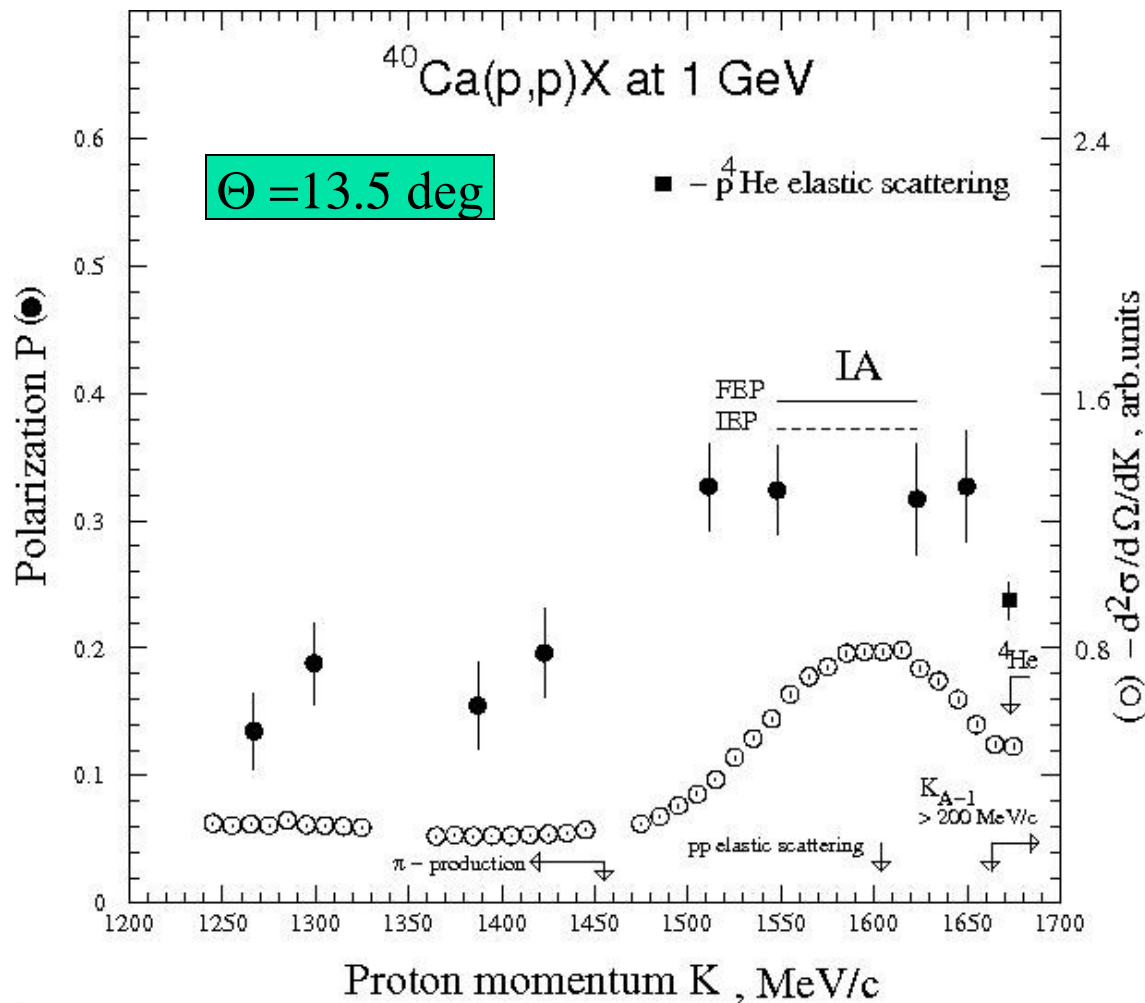
# Inclusive $p^{12}\text{C}$ – scattering at 1 GeV



# Cross section of the reaction $^{40}\text{Ca}(p,p)X$ 2005 year

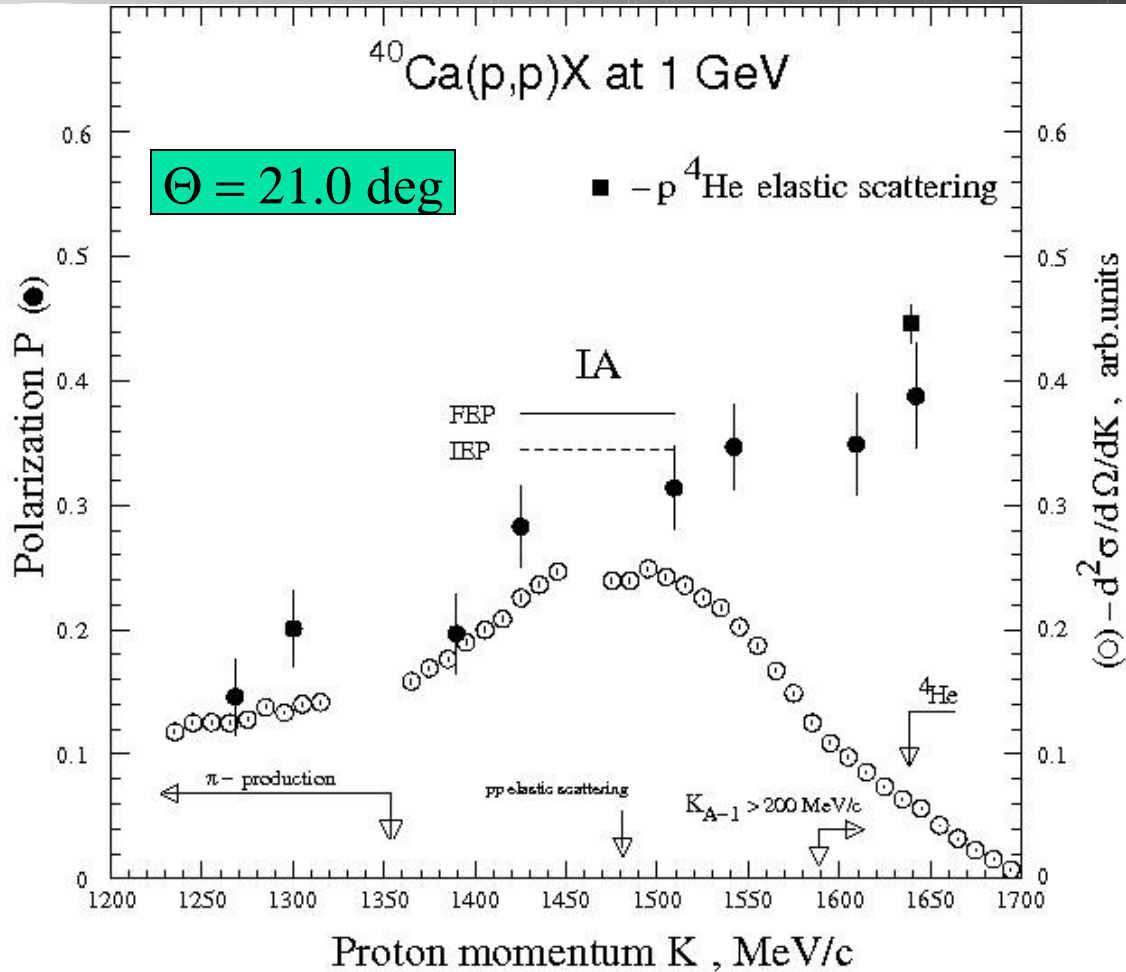


# Inclusive $p^{40}\text{Ca}$ scattering at 1 GeV

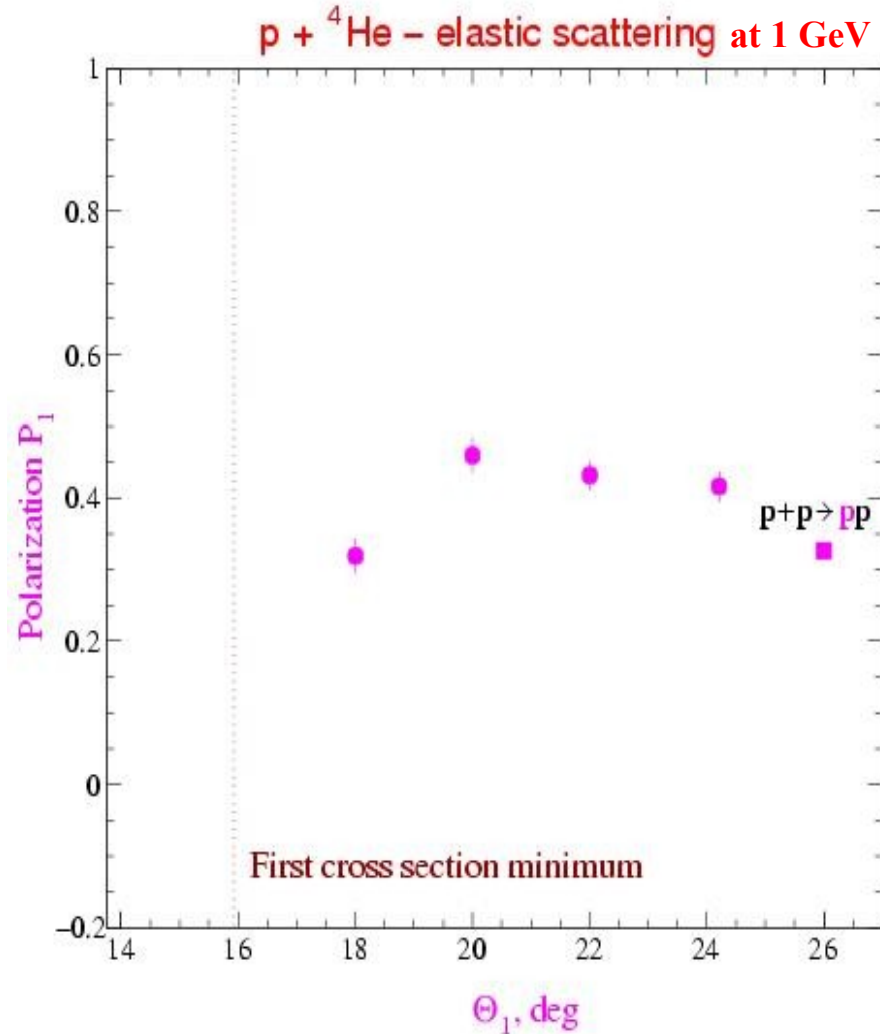
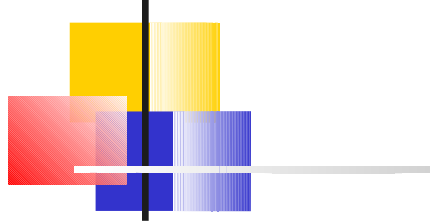




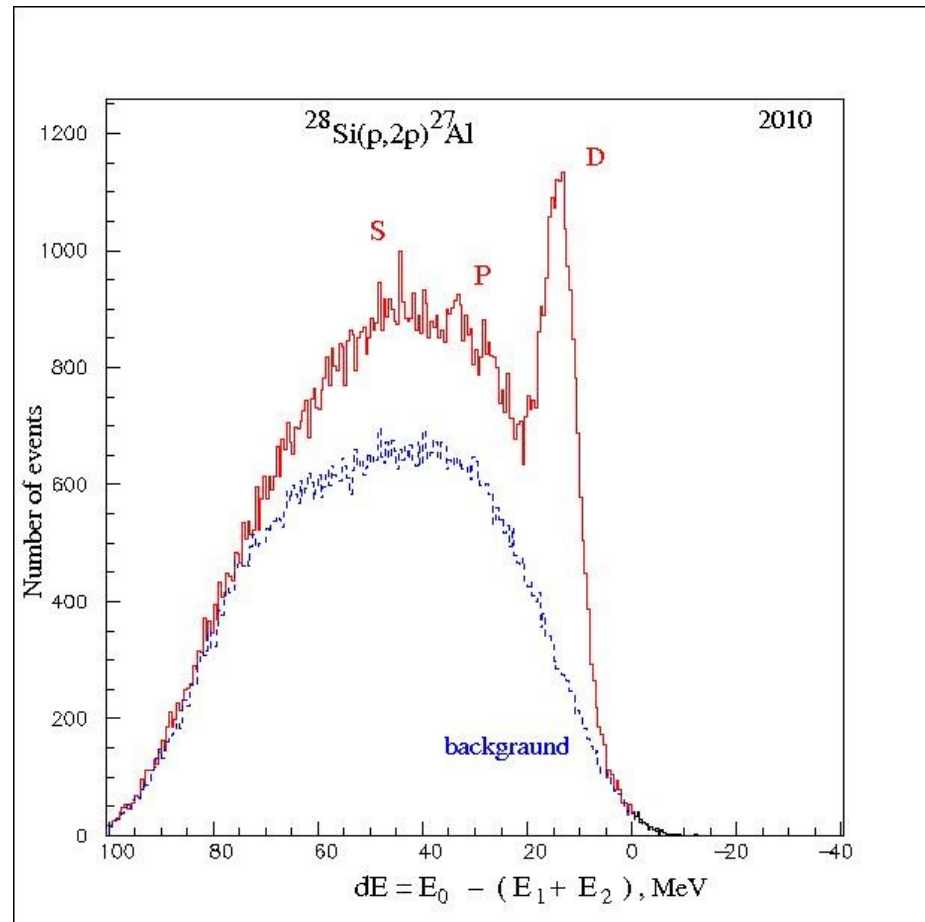
# Inclusive $p^{40}\text{Ca}$ scattering at 1 GeV



# 2004 year, Gatchina



# Спектр энергий отделения протонов в ядре $^{28}\text{Si}$



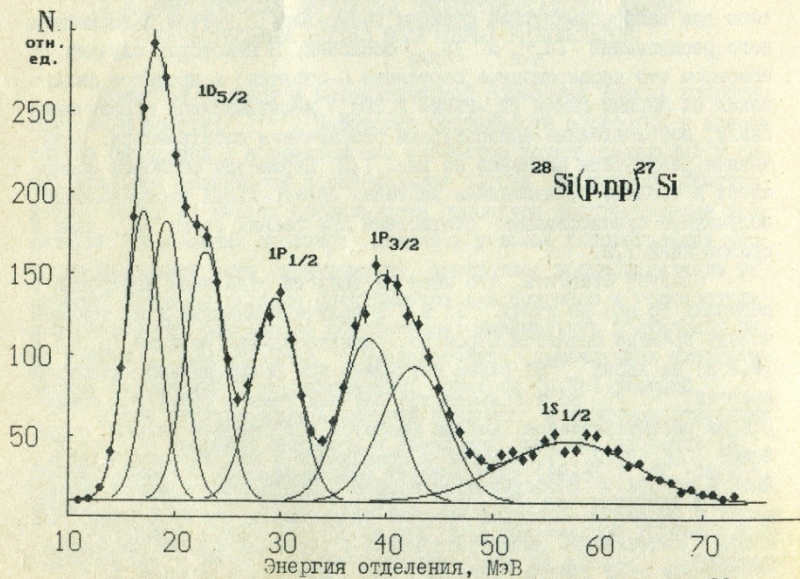
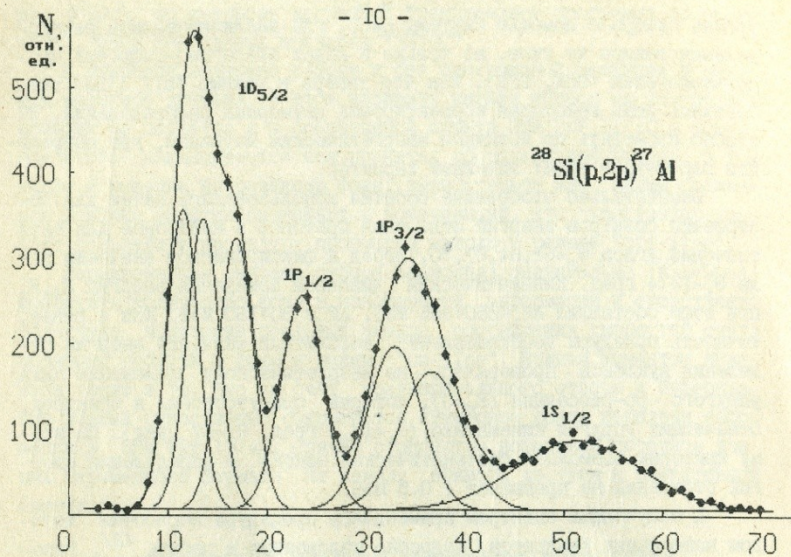


Рис. 1. Спектры энергий отделения нуклонов в ядре  $^{28}\text{Si}$ .

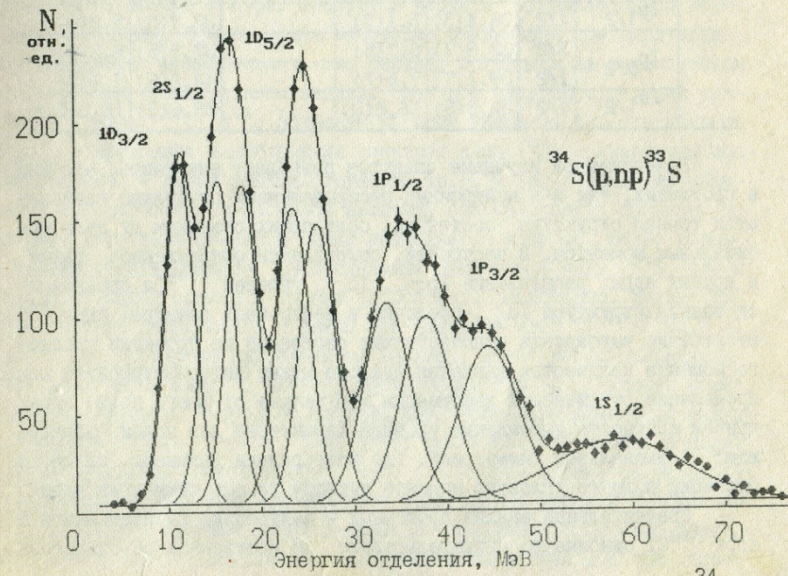
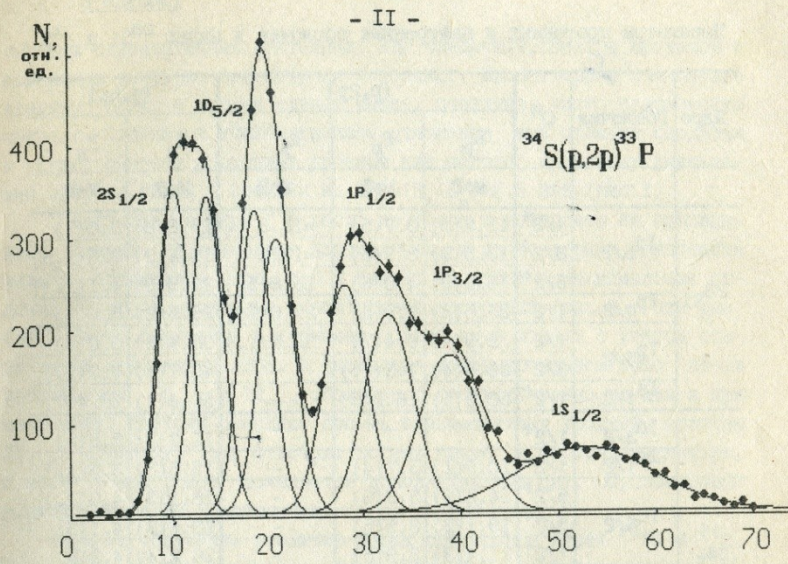
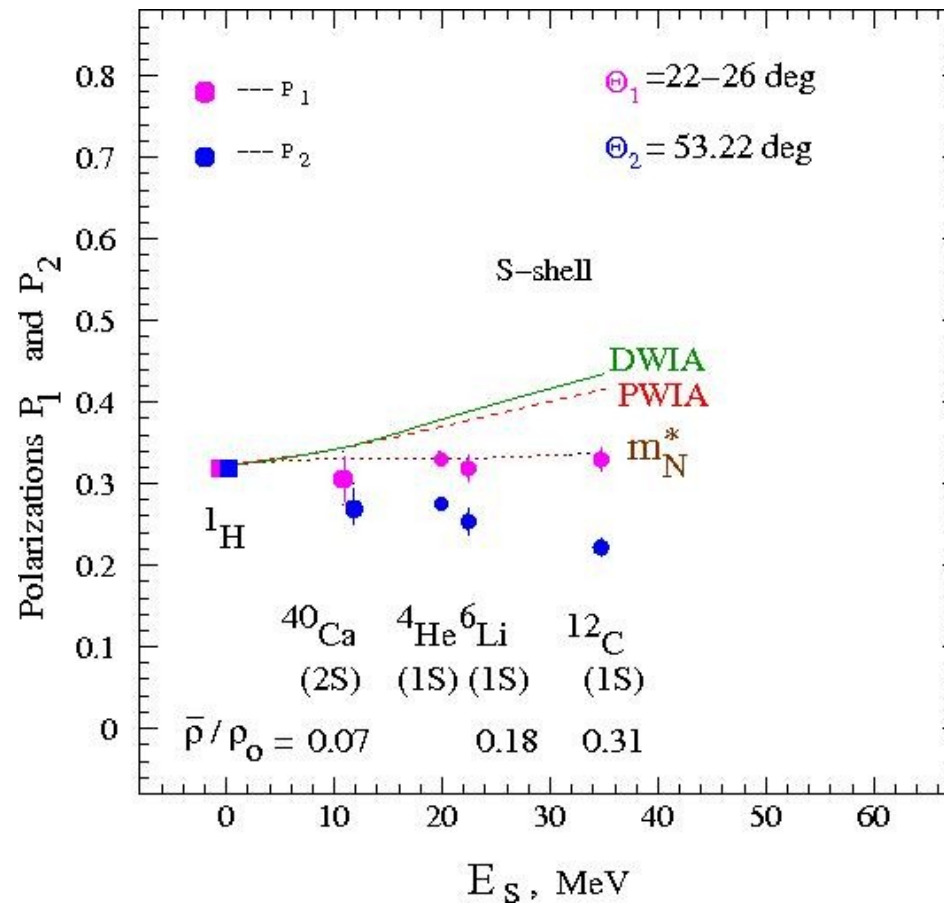


Рис. 2. Спектры энергий отделения нуклонов в ядре  $^{34}\text{S}$ .

# Polarization in the (p,2p) reaction with S – shell protons of nuclei at 1 GeV



# RCNP, 392 MeV proton beam

## Medium Effect on $Ay$

(p,2p)  $T=392\text{MeV}$ ,  $\theta_1=25.5^\circ$ ,  $\theta_2=52^\circ-60^\circ$ , ( $k_3=0\text{MeV}/c$ )

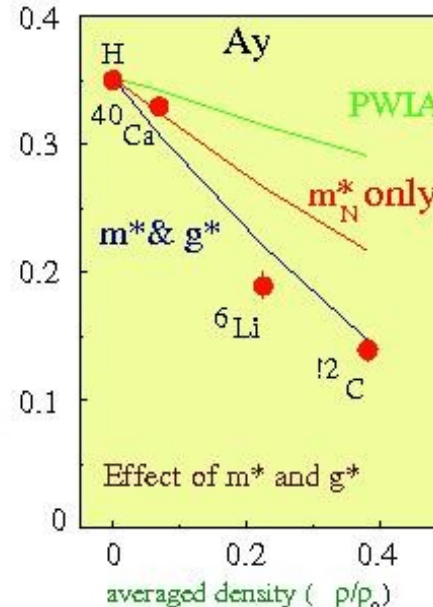
● Reduction of  $m^*$  and  $g^*$

$m_N^*$  only : Horowitz-Iqbal procedure  
for spinor distortion

$m^*$  &  $g^*$  : Relativistic Love Franey  
with :

$$\left. \begin{aligned} m_\sigma^*/m_\sigma = m_\omega^*/m_\omega = m_p^*/m_p = 0.7 \\ g_\sigma^*/g_\sigma = g_\omega^*/g_\omega = 0.75 \end{aligned} \right) \text{ at } \rho = \rho_0$$

( same as Krein et al., PRC51 (95) 2646 )





## AVERAGED NUCLEAR DENSITY

□  $NN$   $t$ -scattering matrix:

$$t = t_0 + t_1\rho(r), \quad (1)$$

where  $\rho(r)$  is nuclear density at radius  $r$ .

□ Differential cross section of the  $(p, 2p)$  reaction in factorized DWIA:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = F_k \left| \int \chi_1^*(\vec{r}) \chi_2^*(\vec{r}) \phi(\vec{r}) \chi_0(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2 \times \\ \times (|t_0|^2 + 2\text{Re}(t_0^* t_1 \bar{\rho}) + |t_1 \bar{\rho}|^2), \quad (2)$$

where

$F_k$  is a kinematical factor,

$\chi_i(\vec{r})$  is distorted wave function of the incident ( $i=0$ ) and secondary ( $i=1, 2$ ) protons,

$\phi(\vec{r})$  is the nuclear proton wave function.

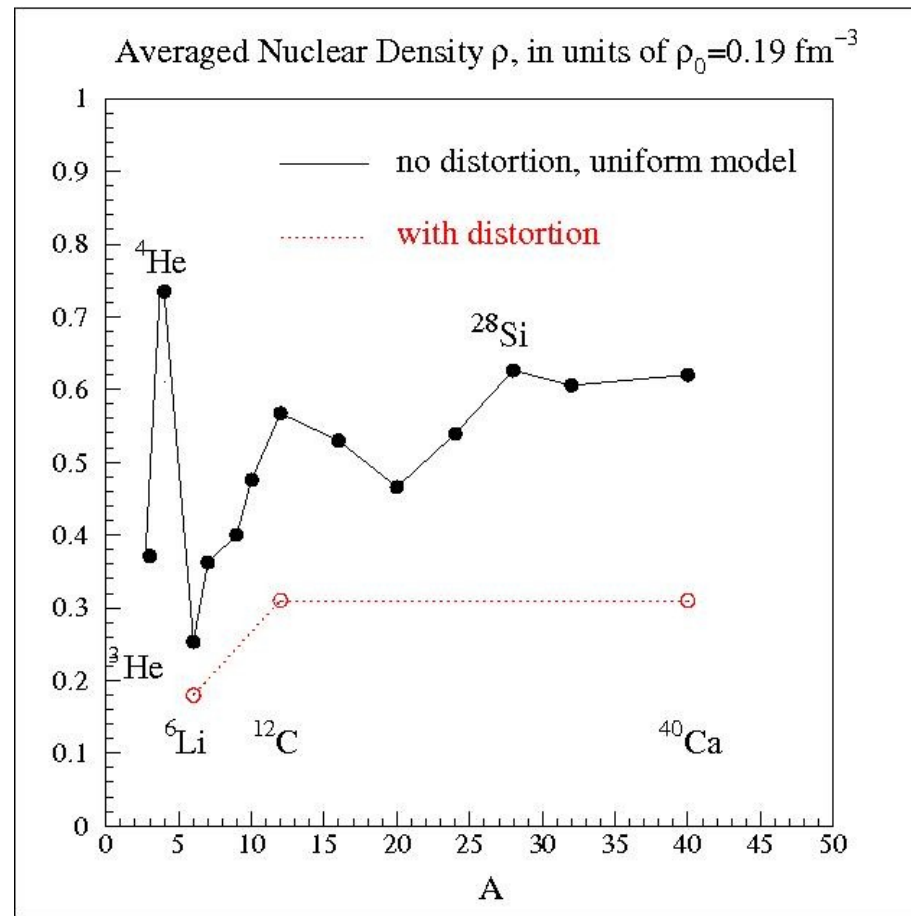
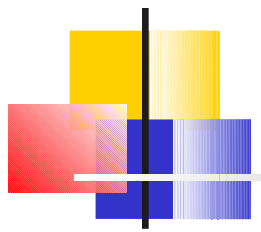
■ Averaged nuclear density  $\bar{\rho}$ :

$$\bar{\rho} = \frac{\int_0^\infty \rho(r) D(r) dr}{\int_0^\infty D(r) dr}, \quad (3)$$

$$D(r) = \int \chi_1^*(\vec{r}) \chi_2^*(\vec{r}) \phi(\vec{r}) \chi_0(\vec{r}) r^2 d\Omega. \quad (4)$$

In present experiment  $K_B$  is close to zero and

$\chi_1^*(\vec{r}) \chi_2^*(\vec{r}) \chi_0(\vec{r}) \sim e^{i\vec{K}_B \vec{r}}$  is expected to be almost constant and, as consequence,  $\bar{\rho}$  is close to a real value.







## Relative depolarization versus the spin-flip probability

---

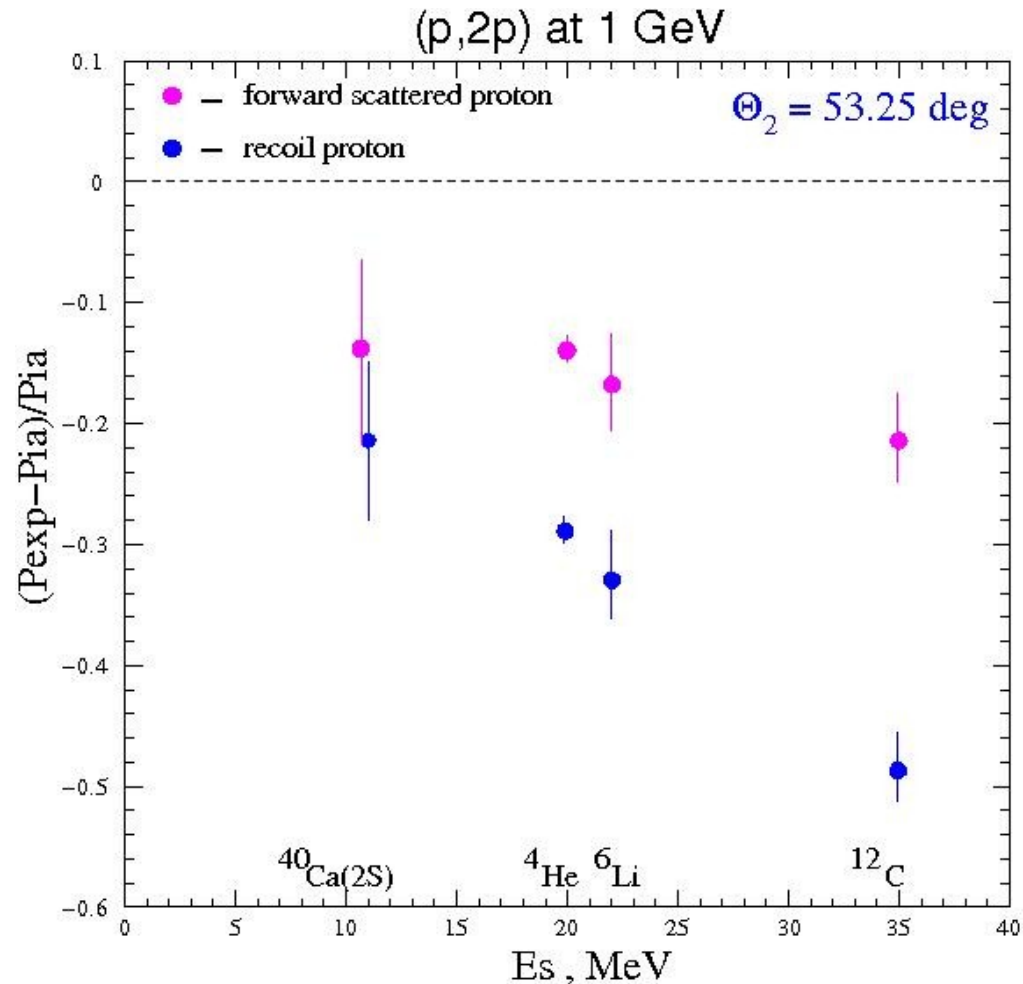
$$P_o = \frac{N_o^+ - N_o^-}{N_o^+ + N_o^-}$$

$$P = \frac{(N_o^+ - \beta N_o^+ + \beta N_o^-) - (N_o^- - \beta N_o^- + \beta N_o^+)}{N_o^+ + N_o^-} = P_o(1 - 2\beta)$$

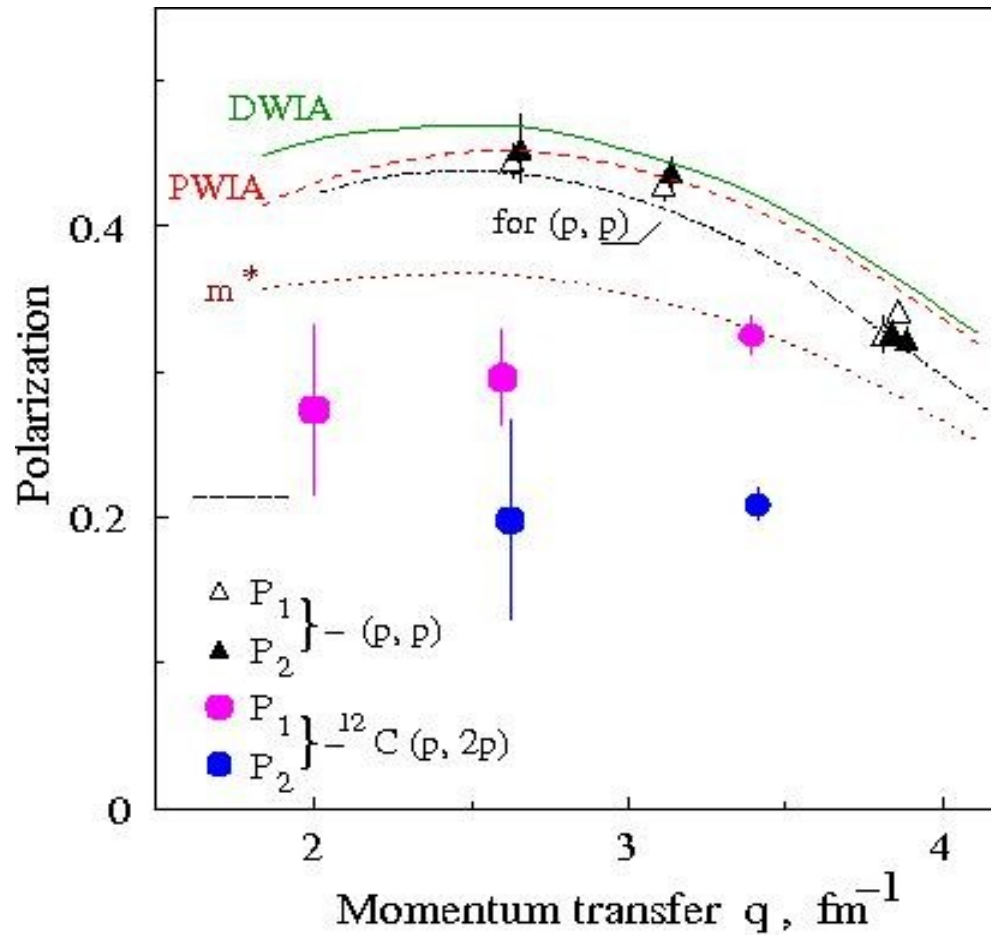
$$\frac{P_o - P}{P_o} = 2\beta$$

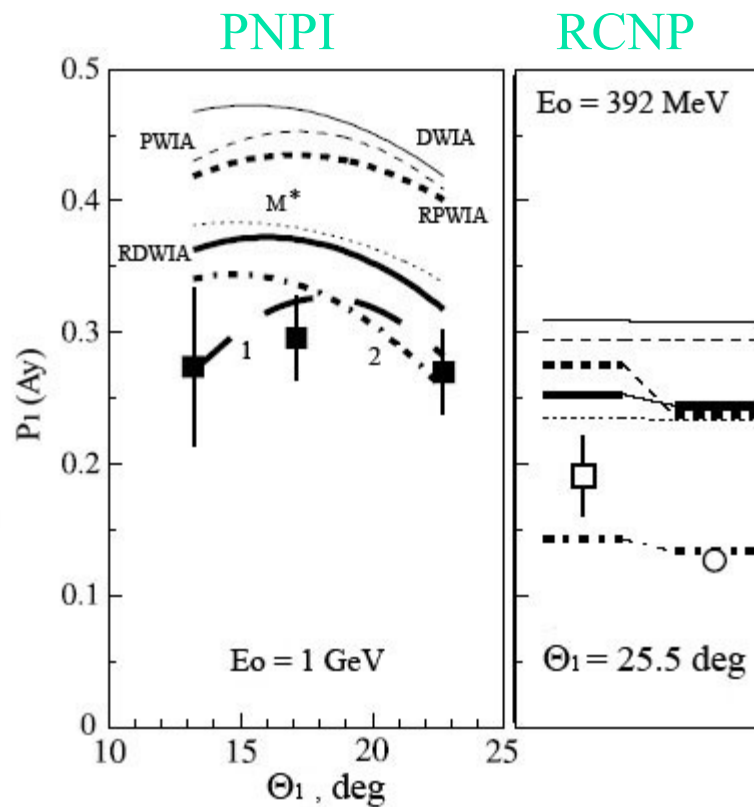
**$\beta$**  - вероятность переворота спина

# Relative polarization effect in the reaction with S – shell protons of nuclei at 1 GeV

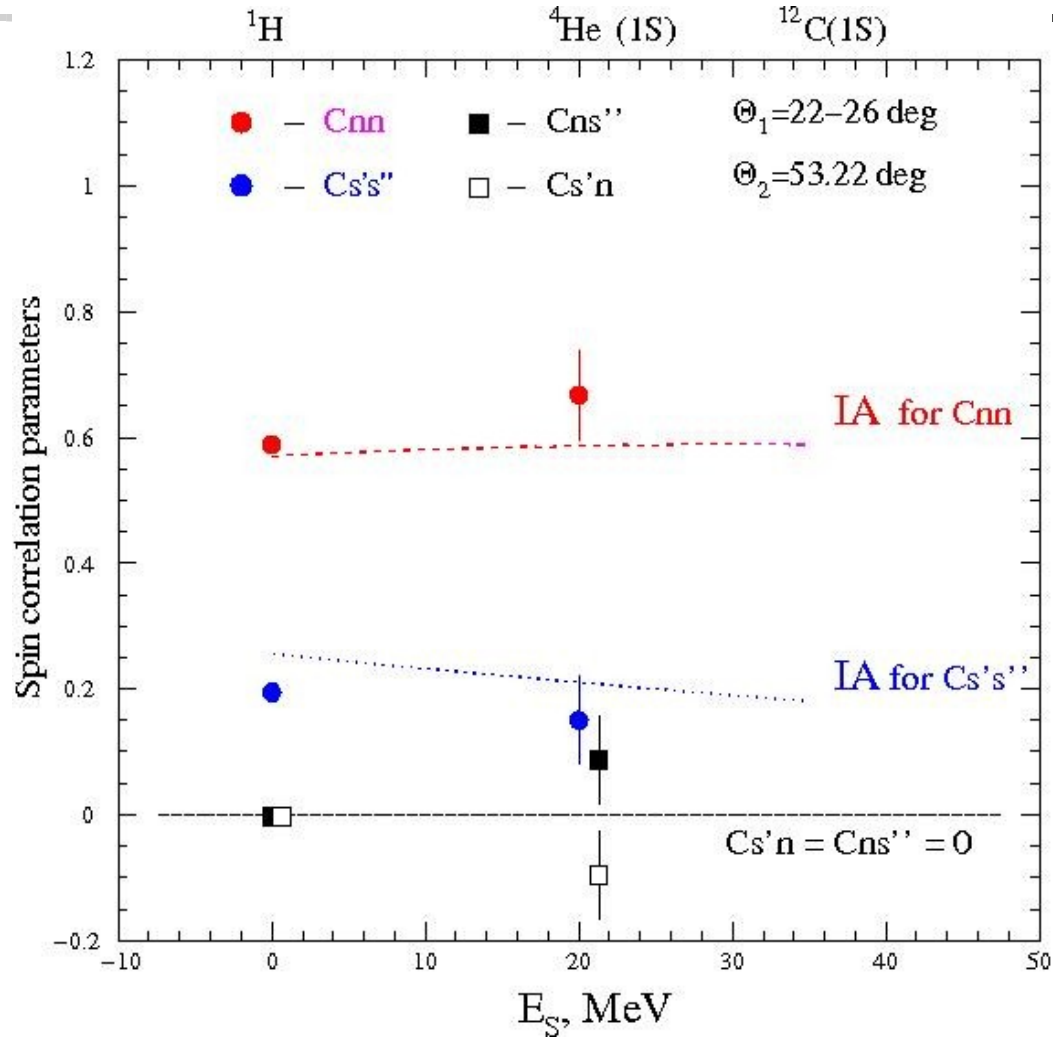


# q-dependence of the polarization





# Spin correlation parameters

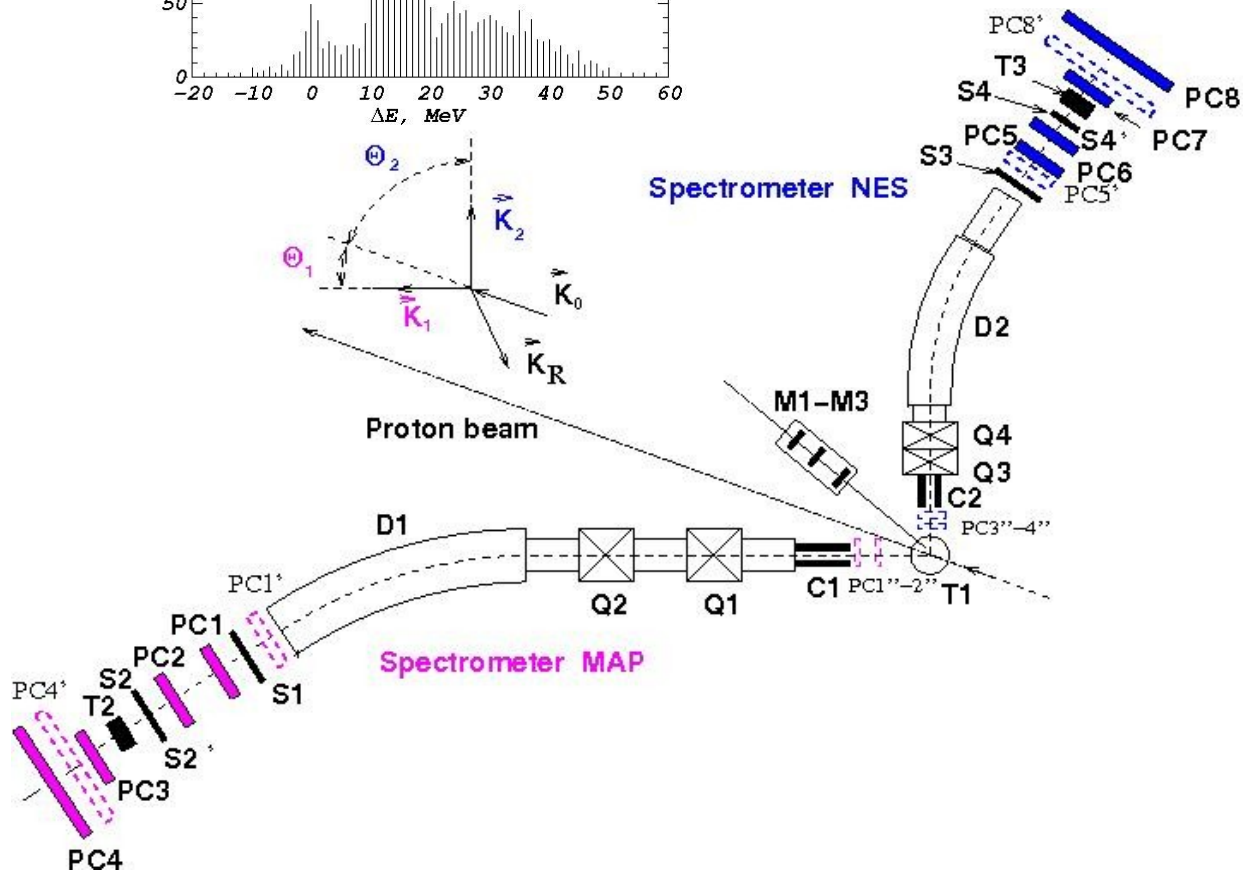
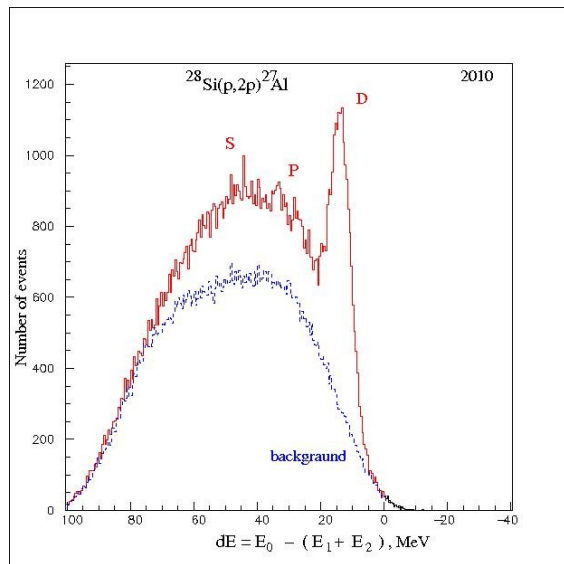
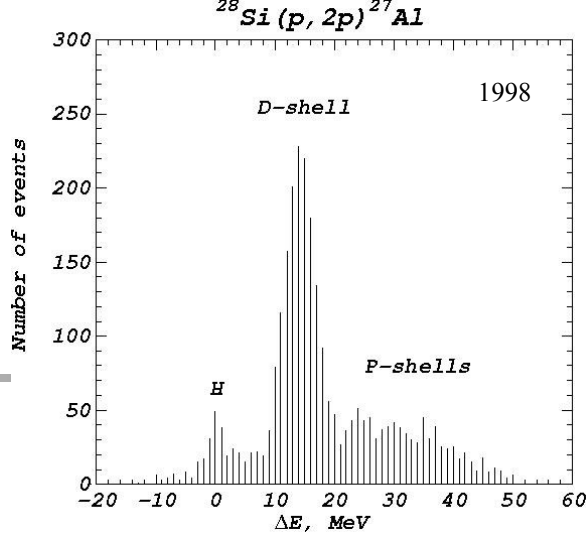




Back slides

---

# Experimental setup



- 12 -

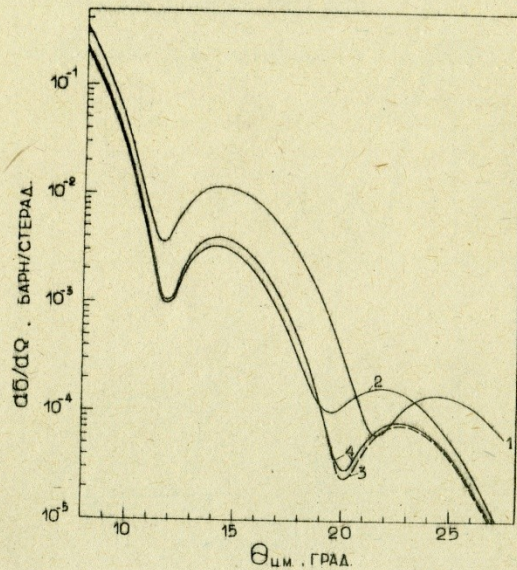


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах  $^{12}\text{C}$ , рассчитанные в  $\alpha$ -кластерной модели. Кривые 1-4 соответствуют учету однократного, двукратного и т.д. рассеяний на нуклонах  $\alpha$ -кластеров (учитывались все кратности рассеяний на  $\alpha$ -кластерах).

- 13 -

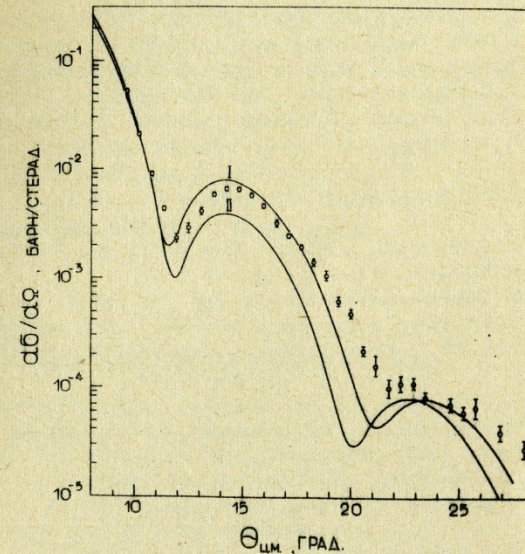


Рис. 3. Сравнение дифференциального сечения упругого рассеяния, рассчитанного в  $\alpha$ -кластерной модели (кривая 2), с сечением, рассчитанным в модели независимых частиц (кривая 1), и с экспериментальными данными  $^{132}$ .



- амплитуда рассеяния на свободном  $\alpha$ -кластере /29/:

$$f_{\alpha}(q) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{j=1}^4 \frac{4!(-1)^{j+1}}{j!(4-j)!} \left[ \frac{6 \cdot (1-i\epsilon)}{2} \right]^j [2\pi(r_0^2 + \beta^2)]^{4-j} e^{-\frac{q^2 r_0^2}{2}} \quad (19)$$

Суммирование по  $j$  в (16) и (19) связано с учетом однократного, двукратного и т.д. рассеяний налетающей частицы на нуклонах  $\alpha$ -кластера.

На рис. 1, 2 иллюстрируется роль кратности соударений. Видно, что в рассматриваемом диапазоне передаваемых импульсов существенный вклад дают члены вплоть до третьей кратности соударений.

Для выяснения эффекта кластеризации на дифференциальное сечение рассеяния проводилось сравнение сечений, вычисленных в рамках этой модели, с сечениями, рассчитанными в модели независимых частиц /31/ с осцилляторным распределением плотности (8):

$$F(q) = ik \cdot N_{\text{ит}}(q) \cdot \int_0^{\infty} J_0(qb) \cdot \{1 - [1 - h(b)]^A\} b db, \quad (20)$$

$$h(b) = \frac{6 \cdot (1-i\epsilon) \cdot \pi^2}{18\pi(1+2\pi^2\beta^2)} \left[ 5 + \frac{8\pi^2\beta^2}{1+2\pi^2\beta^2} + \frac{4\pi^2\beta^2}{(1+2\pi^2\beta^2)^2} \right] \exp\left(-\frac{\pi^2\beta^2}{1+2\pi^2\beta^2}\right).$$

В данном случае  $N_{\text{ит}}(q) = \exp(q^2/4\pi^2)$ .

На рис. 3 проводится сравнение расчетных сечений с экспериментальными данными /32/. Видно, что кривая, соответствующая дифференциальному сечению, рассчитанному в рассматриваемой  $\alpha$ -частичной модели, в области второго дифракционного максимума идет значительно ниже как экспериментальных точек, так и кривой, соответствующей модели независимых частиц.

На основании проведенных расчетов можно, по-видимому, сделать следующие выводы.

1) Кластеризация ядерной материи (при условии отсутствия сильных отталкивательных сил между кластерами) приводит к понижению дифференциального сечения упругого рассеяния.

2) Введением к состоянию, описываемому моделью независимых частиц, небольшой добавки кластерного типа можно улучшить согласие между теоретическим дифференциальным сечением и экспери-

ментальными данными в области 2<sup>ого</sup> дифракционного максимума.

3) При описании ядра  $^{12}\text{C}$  простой  $\alpha$ -частичной моделью без включения отталкивательных парных корреляций между  $\alpha$ -кластерами не удастся получить удовлетворительного согласия с экспериментальными данными.

4) Из сравнения результатов данных расчетов с расчетами /24,25/ следует, что включение отталкивательных парных корреляций между  $\alpha$ -кластерами приводит к повышению дифференциального сечения упругого рассеяния и, наоборот, если в модели с  $\alpha$ -кластерами, зафиксированными в вершинах равностороннего треугольника, дать некоторую свободу движения относительно своих центров равновесия, то это приведет к понижению сечения. Данный вывод находится в согласии с общим выводом работы /33/ относительно влияния парных отталкивательных корреляций на дифференциальное сечение упругого рассеяния.

5) Так как эффект кластеризации и эффект парных корреляций между кластерами - разного знака (кластеризация приводит к понижению дифференциального сечения упругого рассеяния, а парные отталкивательные корреляции - к повышению), то результирующий эффект может быть незначительным, так что, даже если бы отсутствовали другие неопределенности в теоретическом описании, сделать какой-либо вывод о кластеризации материи в ядрах на основании сравнения расчетного сечения упругого рассеяния с экспериментальным представляется затруднительным.

6) Поскольку рассеиваемые протоны взаимодействуют как с протонами ядра, так и с нейтронами, то, исследуя рассеяние протонов большой энергии, в принципе, как известно, можно исследовать распределение плотности нейтронов в ядрах дополнително к распределению заряда, изучаемому в экспериментах по рассеянию электронов. Однако, как видно из проведенных расчетов, при извлечении информации о распределении нуклонов в ядрах из экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов следует проявлять определенную осторожность. Действительно, здесь выполнены два расчета - в модели независимых частиц и в  $\alpha$ -кластерной модели, причем в обоих случаях использовалось одно и то

- 10 -

же одночастичное распределение нуклонов, и тем не менее, были получены существенно различные результаты.

Автор благодарит В.Е.Стародубского и Л.А.Слива за обсуждения.

- 11 -

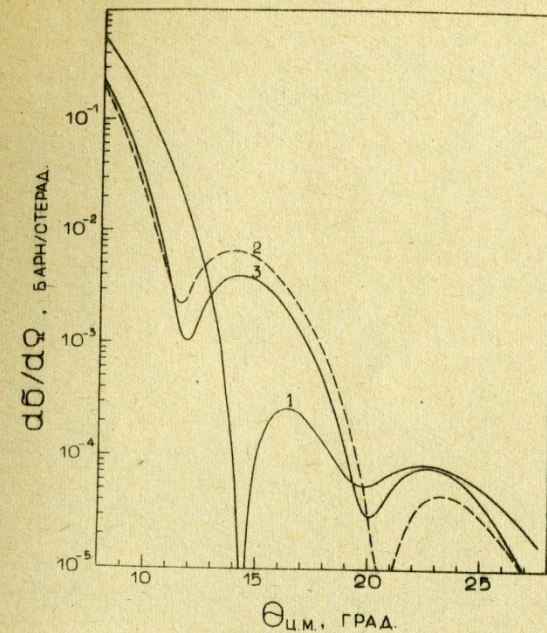
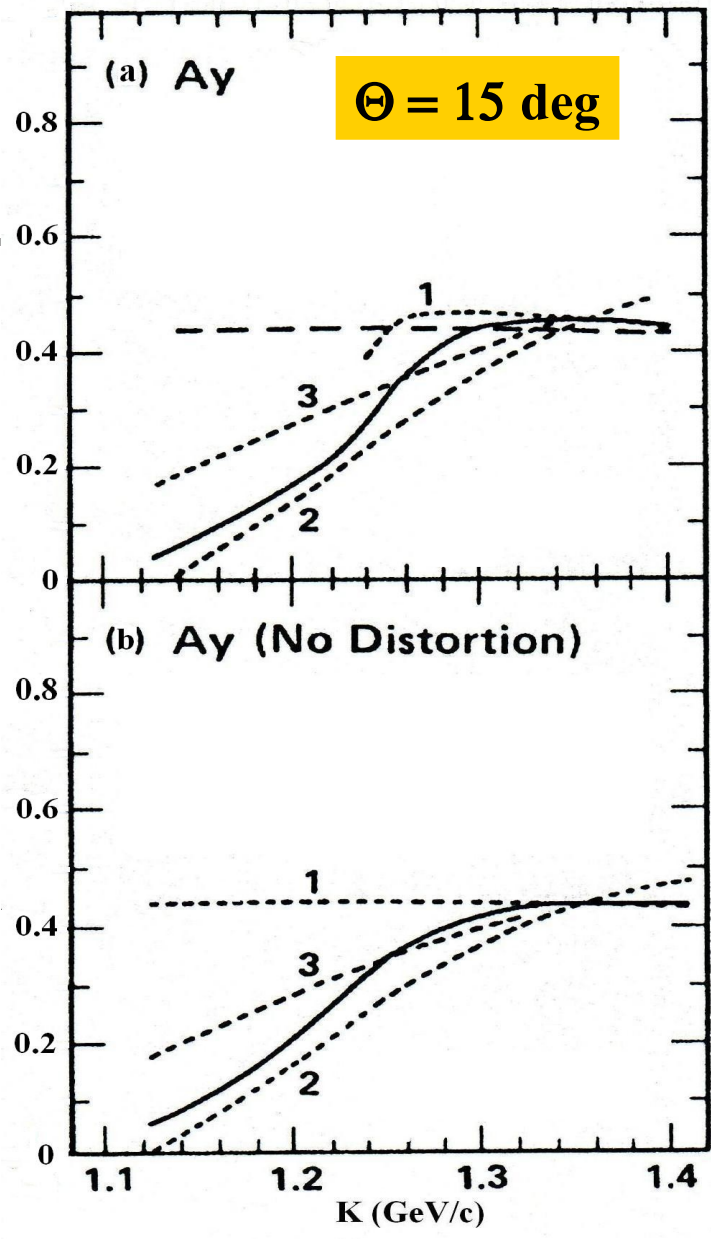
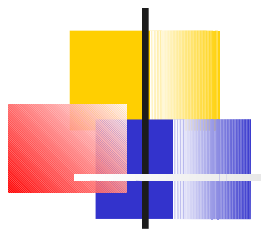
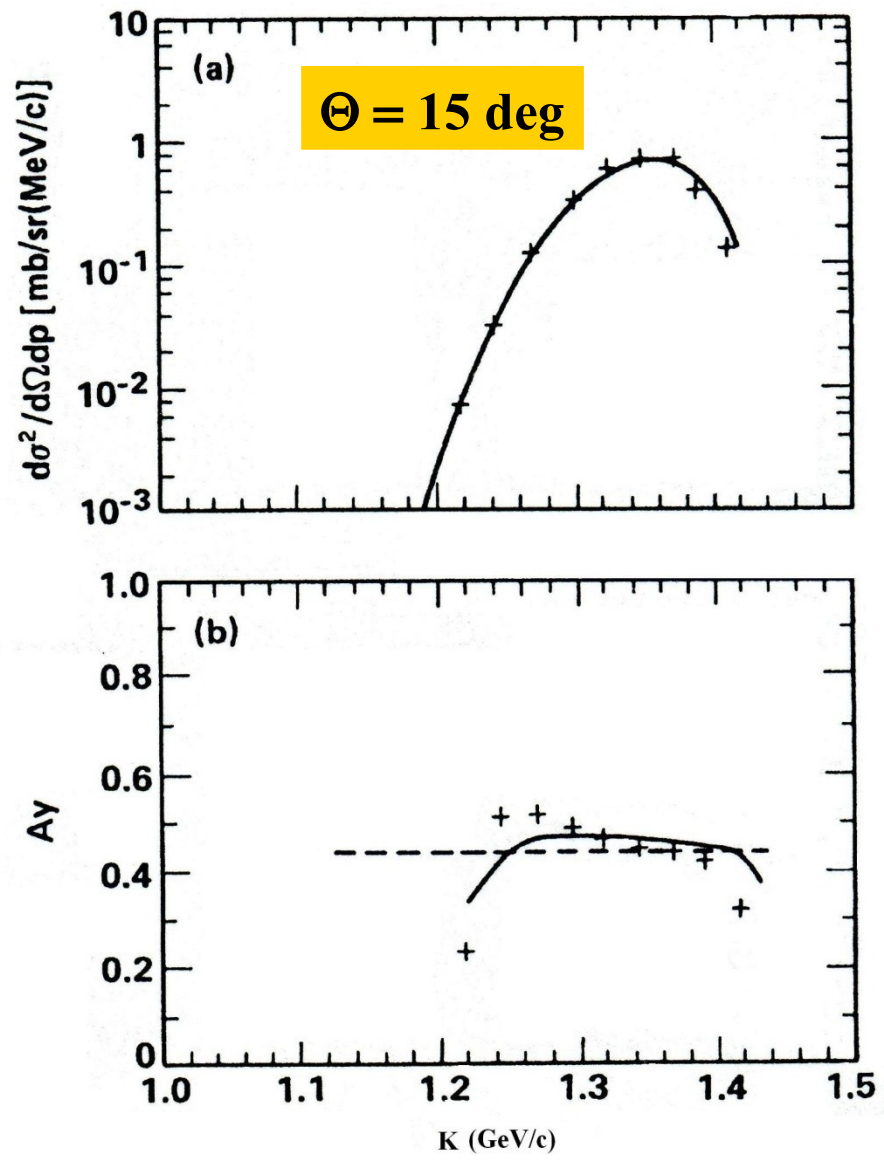
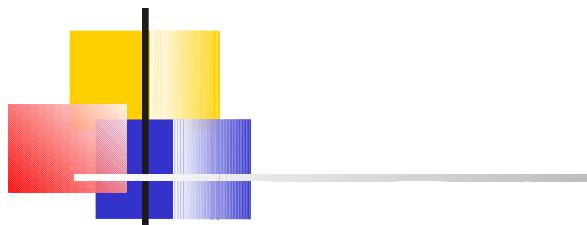
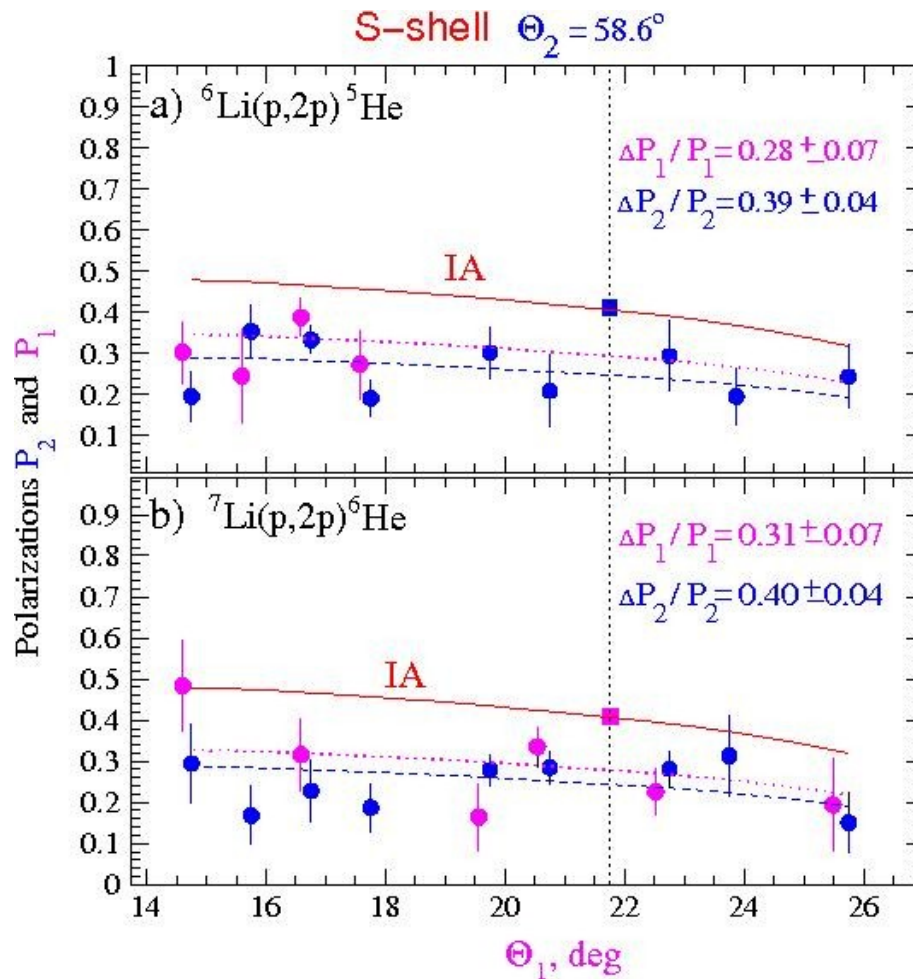


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 Гэв на ядрах  $^{12}\text{C}$ , рассчитанные в  $\alpha$ -кластерной модели с учетом однократного (кривая 1), двукратного (кривая 2) и трехкратного (кривая 3) рассеяний на  $\alpha$ -кластерах ядра (учитывались все кратности рассеяний на нуклонах в каждом  $\alpha$ -кластере).

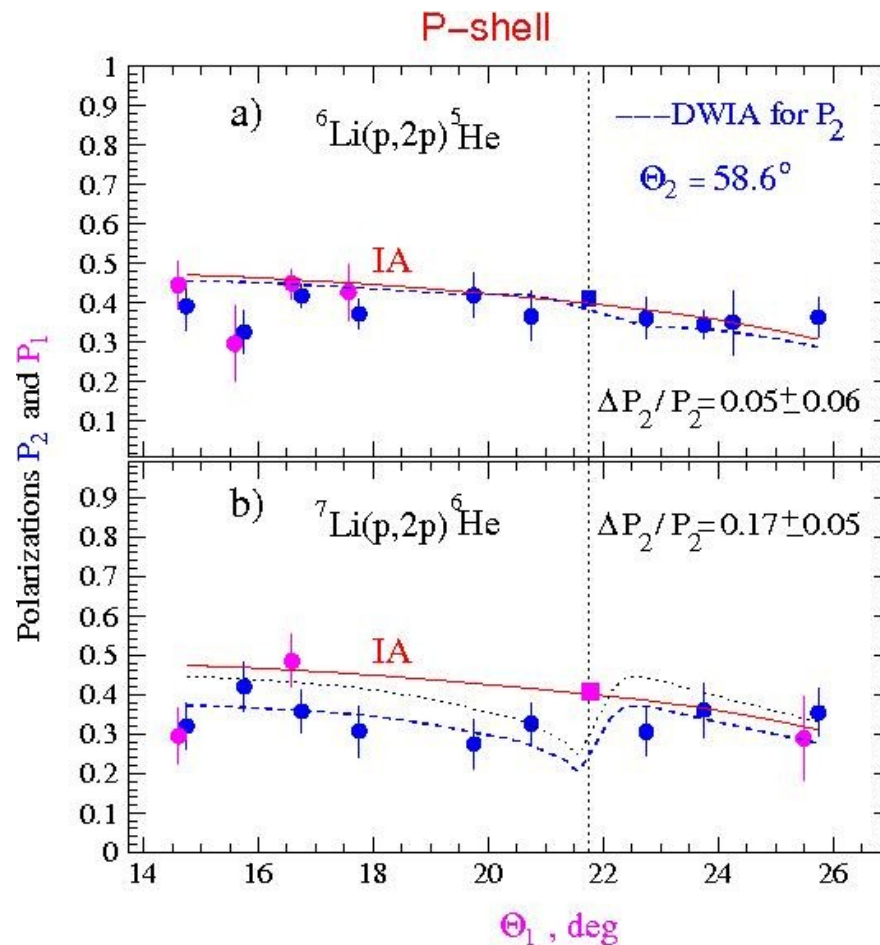




# Polarization in the (p,2p) reaction with S – shell protons of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei



# Polarization in the (p,2p) reaction with P – shell protons of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei at 1 GeV



# Relative polarization effect in the (p,2p) reaction with $^{6,7}\text{Li}$ nuclei at 1 GeV

