

Петербургский Институт Ядерной Физики
им. Б.П. Константинова

На правах рукописи

УДК 539.12

Киселёв Александр Юрьевич

**Исследование модификации матрицы упругого
pp-рассеяния в ядерной среде путём
измерения поляризации в реакции $(p, 2p)$
с протонами *S*-оболочек ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{40}\text{Ca}$
при энергии 1 GeV**

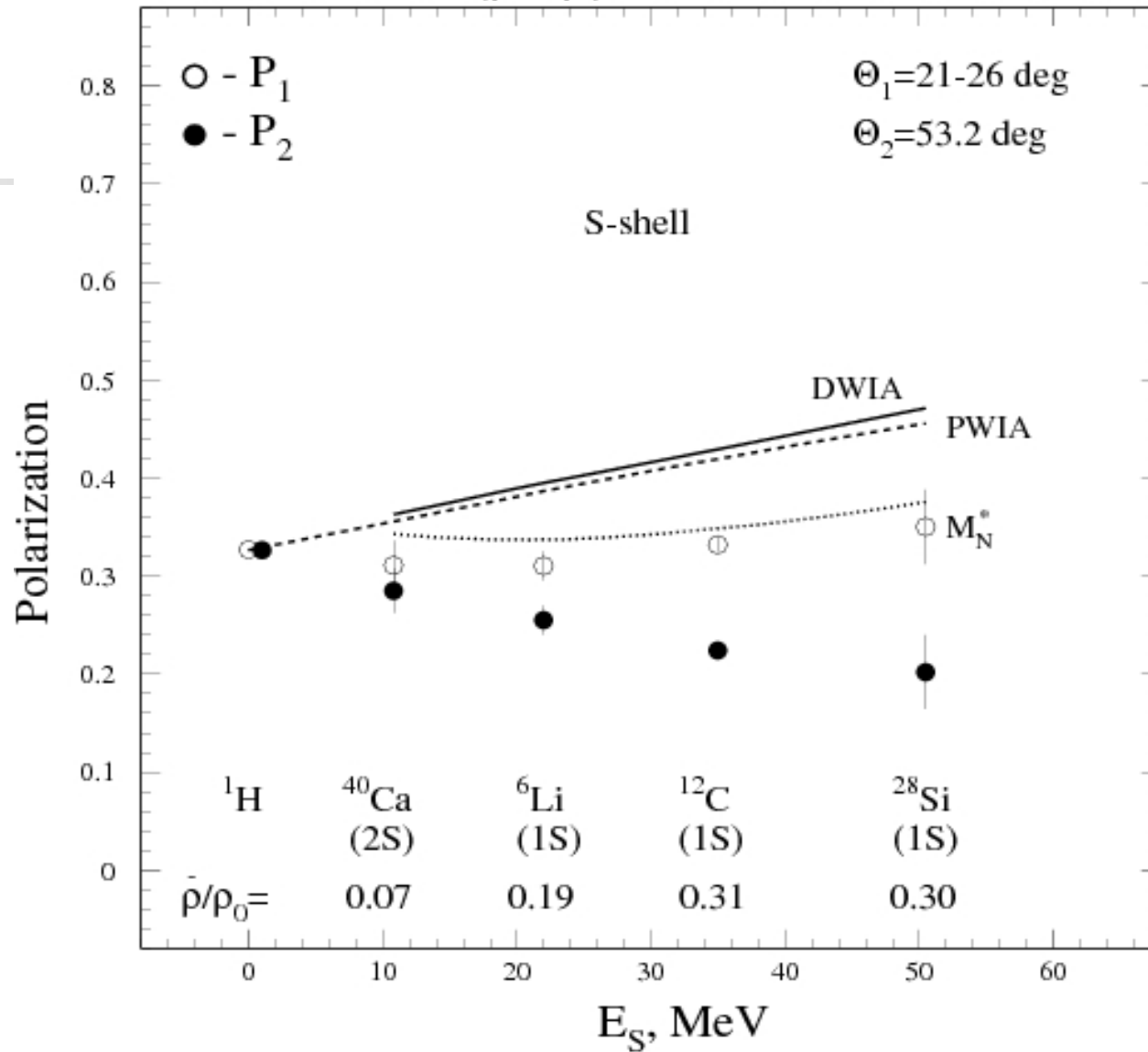
01.04.16-физика атомного ядра и элементарных частиц

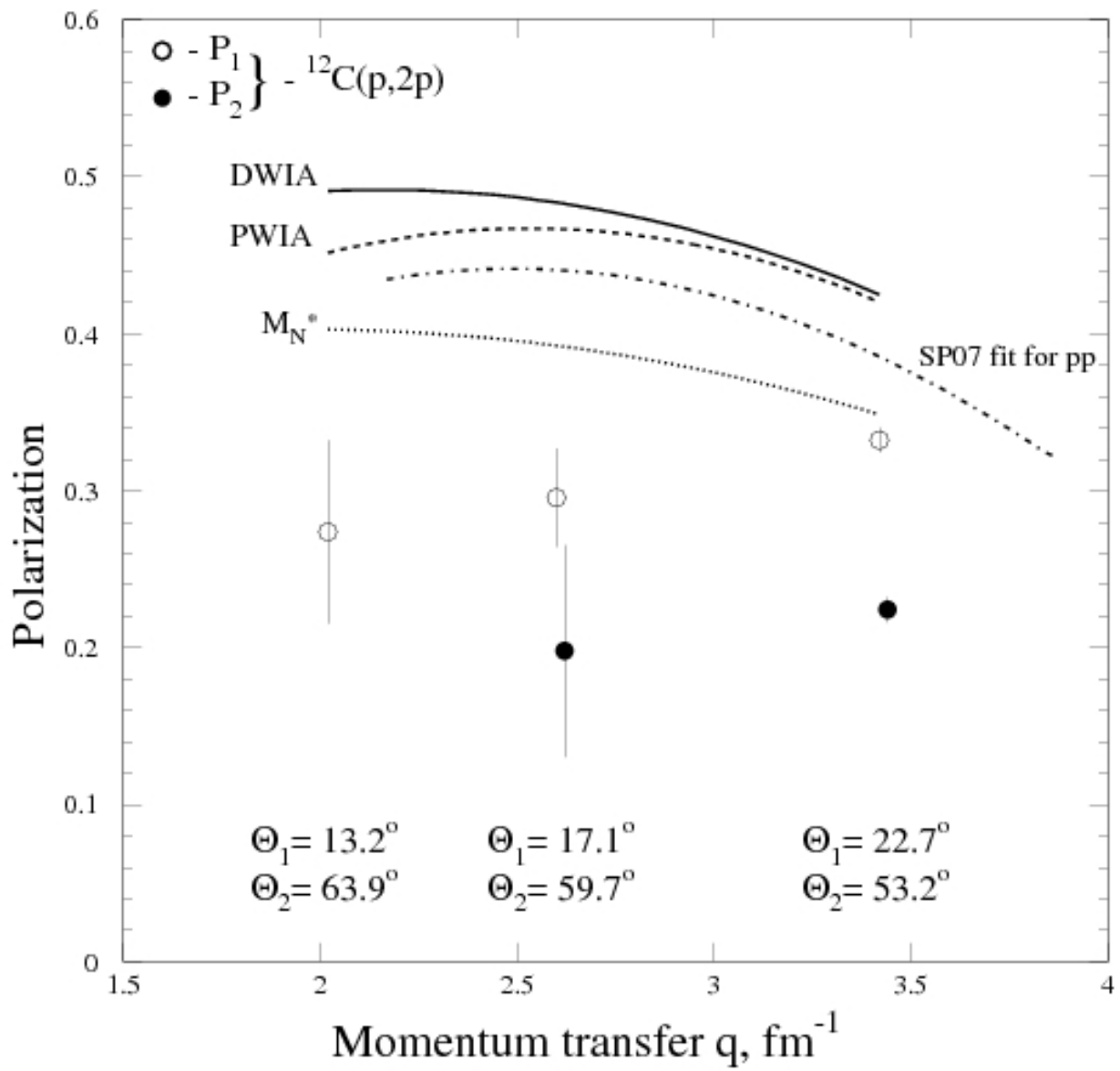
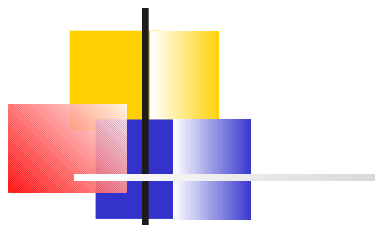
Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук Миклухо О.В.

Гатчина-2012

(p,2p) at 1 GeV





—



Заключение

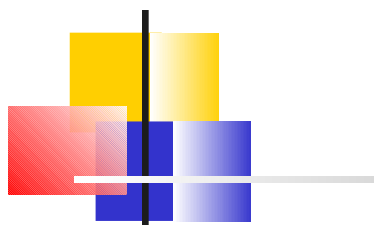
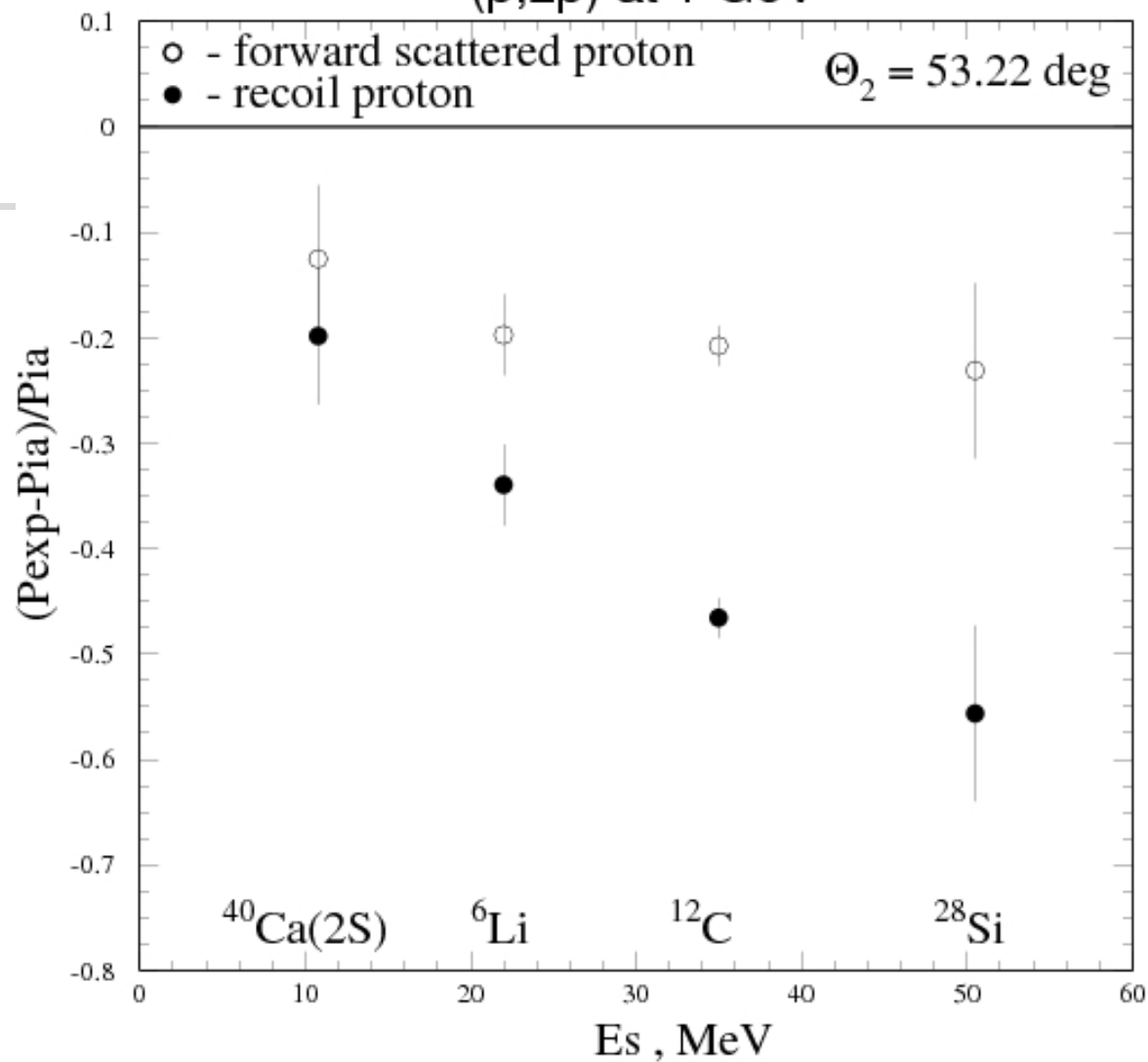
- 1. Впервые в эксперименте одновременно измерены поляризации обоих вторичных протонов в реакции $(p,2p)$ с протонами S -оболочек ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$ при энергии 1 ГэВ с помощью двух-плечевого магнитного спектрометра и поляриметров на основе пропорциональных камер.
- 2. Разработана методика и программное обеспечение для быстрого съема информации с электроники спектрометра, позволившие эффективно регистрировать корреляционные события в условиях большого фона случайных совпадений инклюзивных процессов.
- 3. Разработан пакет программ для моделирования установки методом Monte-Carlo и эффективной offline обработки данных.
- 4. Обнаружено существенное отличие экспериментальных значений поляризации в реакции $(p,2p)$ с протонами S -оболочек ядер от рассчитанных в рамках импульсного приближения с использованием свободных параметров протон-протонного рассеяния. Показано, что величина этого отличия определяется плотностью ядерной материи в эффективной области pp -взаимодействия.
- 5. Показано, что поляризация вторичных протонов, рассеянных в высокоэнергетический канал спектрометра, при больших переданных ядрам импульсах $q=3.2-3.7$ фм $^{-1}$ может быть описана в релятивистском приближении с учетом модификации четырехкомпонентного нуклонного спинора в ядерной среде. В этом приближении для случая рассеяния на ядре ${}^{12}\text{C}$ при $q \leq 2.6$ фм $^{-1}$ не удастся описать экспериментальные данные.
- 6. Обнаружено, что поляризации высокоэнергетического и низкоэнергетического вторичных протонов существенно различны по величине. Показано в рамках нерелятивистского импульсного приближения с искаженными волнами, что это отличие не может быть связано с тривиальным эффектом ядерной среды – деполяризацией протонов из-за протон-нуклонных перерассеяний в ядре.

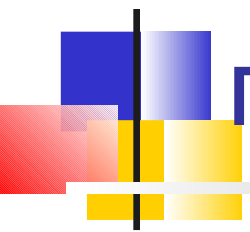


ПУБЛИКАЦИИ

1. V.A. Andreev et al., Phys.Rev. C69 (2004) 024604.
2. O.V. Miklukho et al., Preprint PNPI-2782, Gatchina, 2008, 29 p.
3. O.V. Miklukho, A.Yu. Kisselev et al., Phys.Atom.Nucl., V. 73, No 6 (2010) 927.
4. O.V. Miklukho et al., arXiv:1203.4057v1 [nucl-ex] 19 Mar 2012.

(p,2p) at 1 GeV





Исследование влияния ядерной среды на характеристики протон-протонного рассеяния при энергии 1 ГэВ

О.В. Миклухо



ПЛАН ДОКЛАДА :

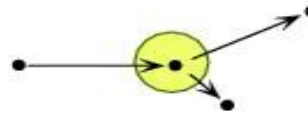
- 1. Цель и методы реализации проекта
- 2. Экспериментальная установка
- 3. Результаты работы
- 4. Заключение

Motivation



NN scattering
in free space

Same ?
or not ?



NN scattering
in nuclear field
(p,2p) reaction

In nuclear field ...

- Distortion \longrightarrow DWIA
- Fermi motion \longrightarrow specify by exclusive meas.
- Pauli blocking \longrightarrow not important at $> 400\text{MeV}$

and ...medium effects in sub-hadron level

● Modification of nucleon spinor

Dirac approach : strong Scalar and Vector potential
 $M^* = M + S \longrightarrow$ enhancement of lower component
 (Relativistic Distortion Effect)

● Modification of meson mass

Modification of vacuum by quark field
 (Partial restoration of chiral symmetry)

i.e...

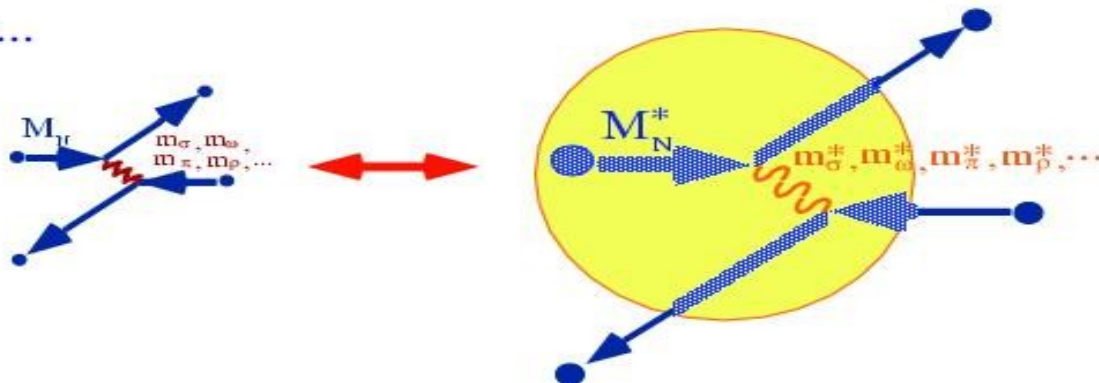
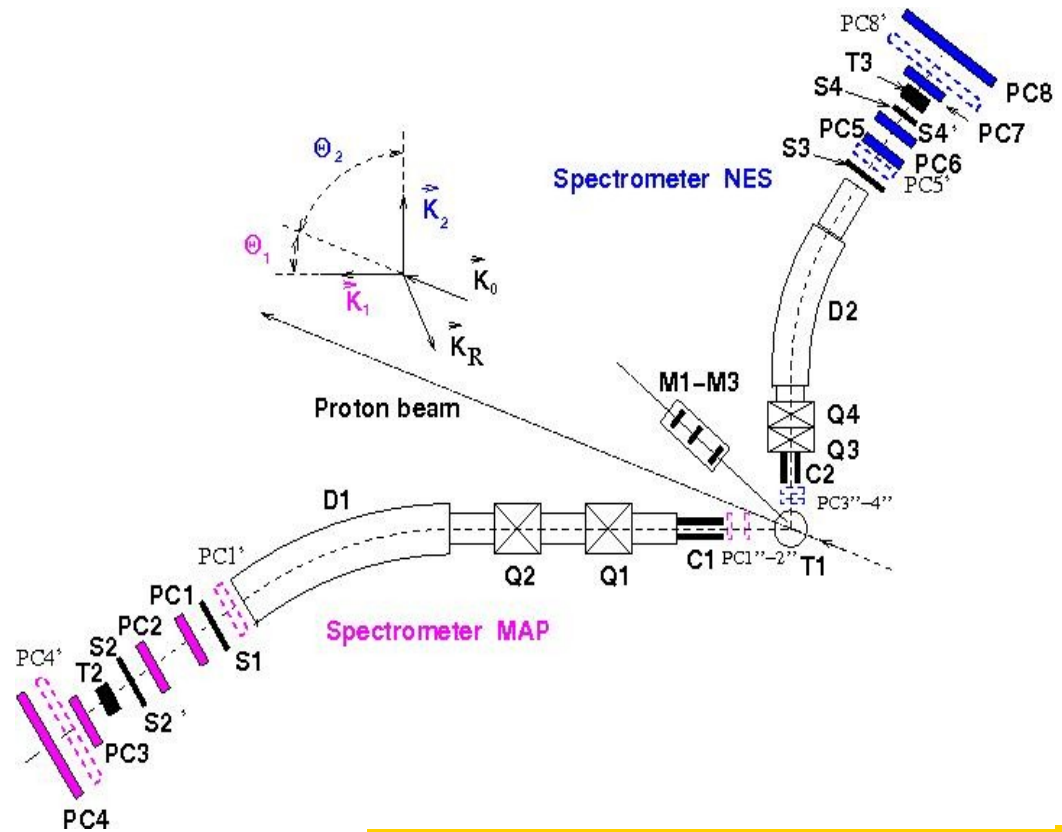
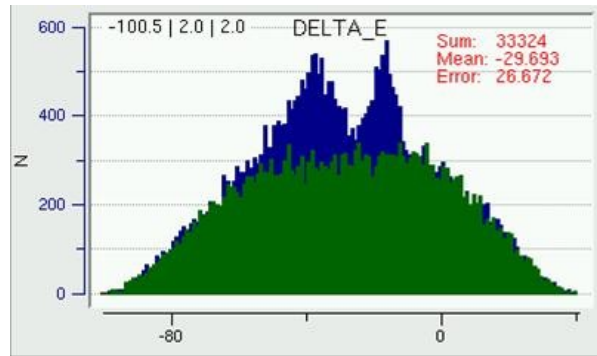


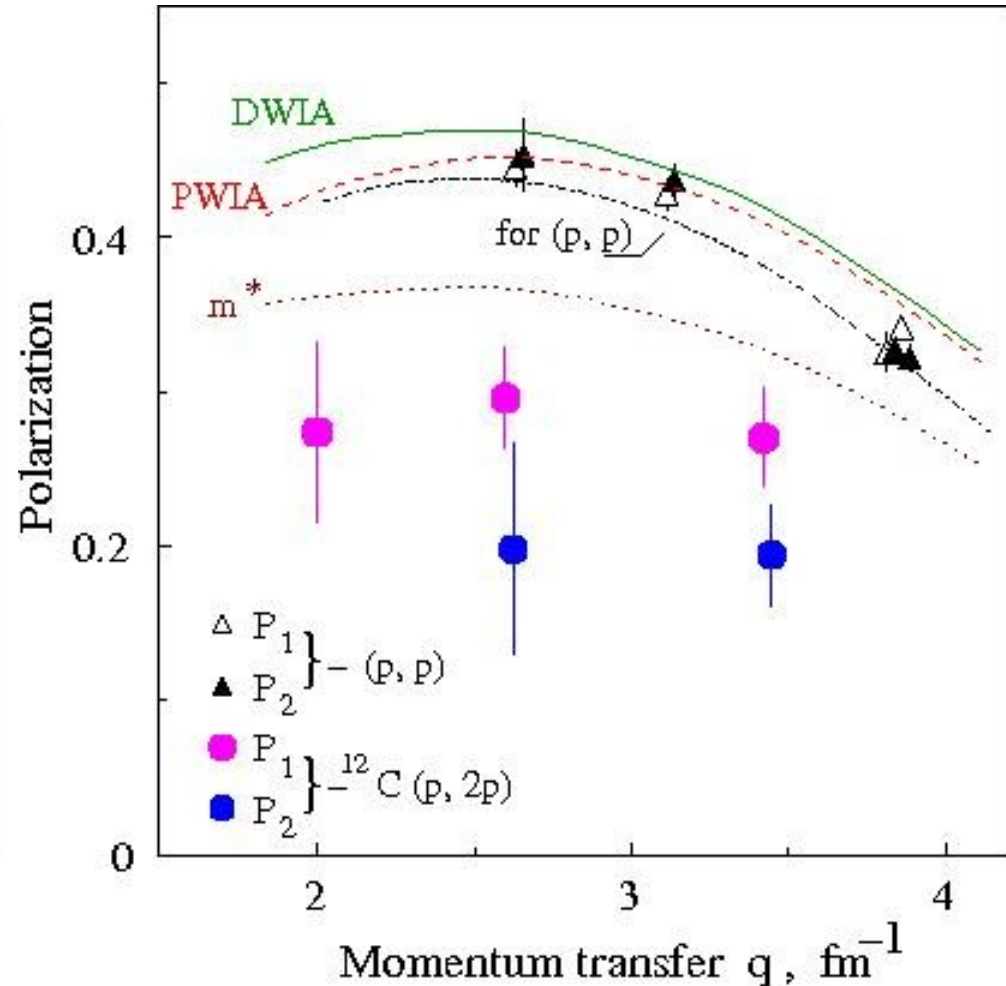
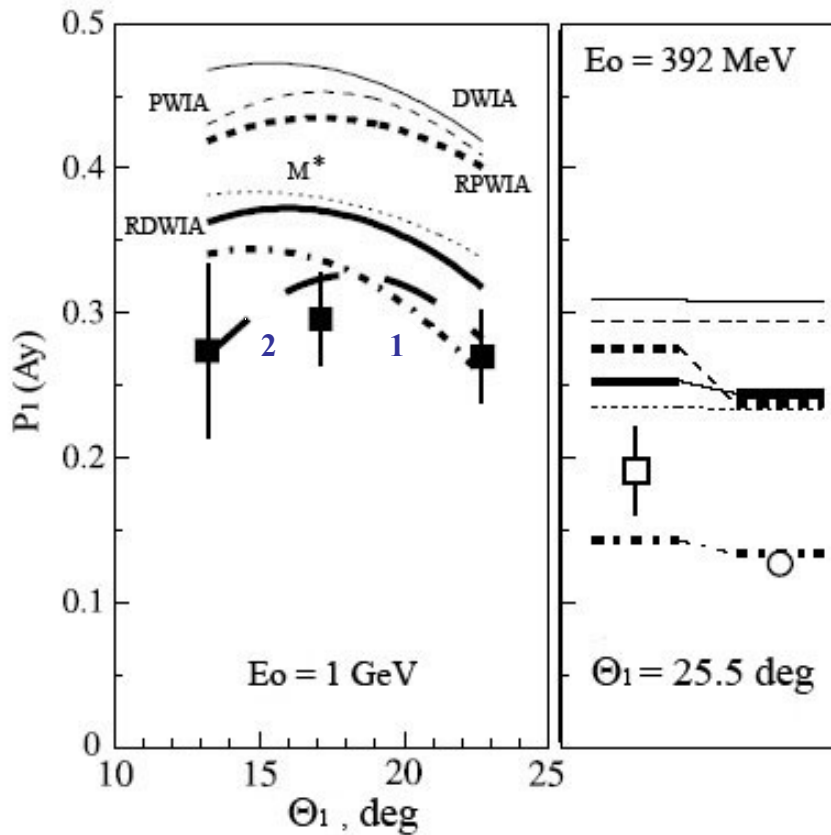
Схема экспериментальной установки

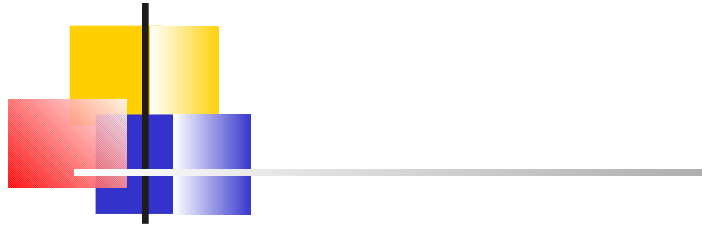


$$P_{1,2} = 2 \langle \text{Cos}(\Phi_{1,2}) \rangle / \langle A_{1,2}(\Theta_{1,2}, E_{1,2}) \rangle$$

Поляризация в реакции $(p,2p)$ с протонами 1S-оболочки ядра ^{12}C в зависимости от переданного ядру импульса (q). Различные значения q достигались путем изменения углового положения низкоэнергетического спектрометра, при этом установка настраивалась так, чтобы импульс ядра-остатка был близок к нулю. Данные получены в 2000-2002 годах

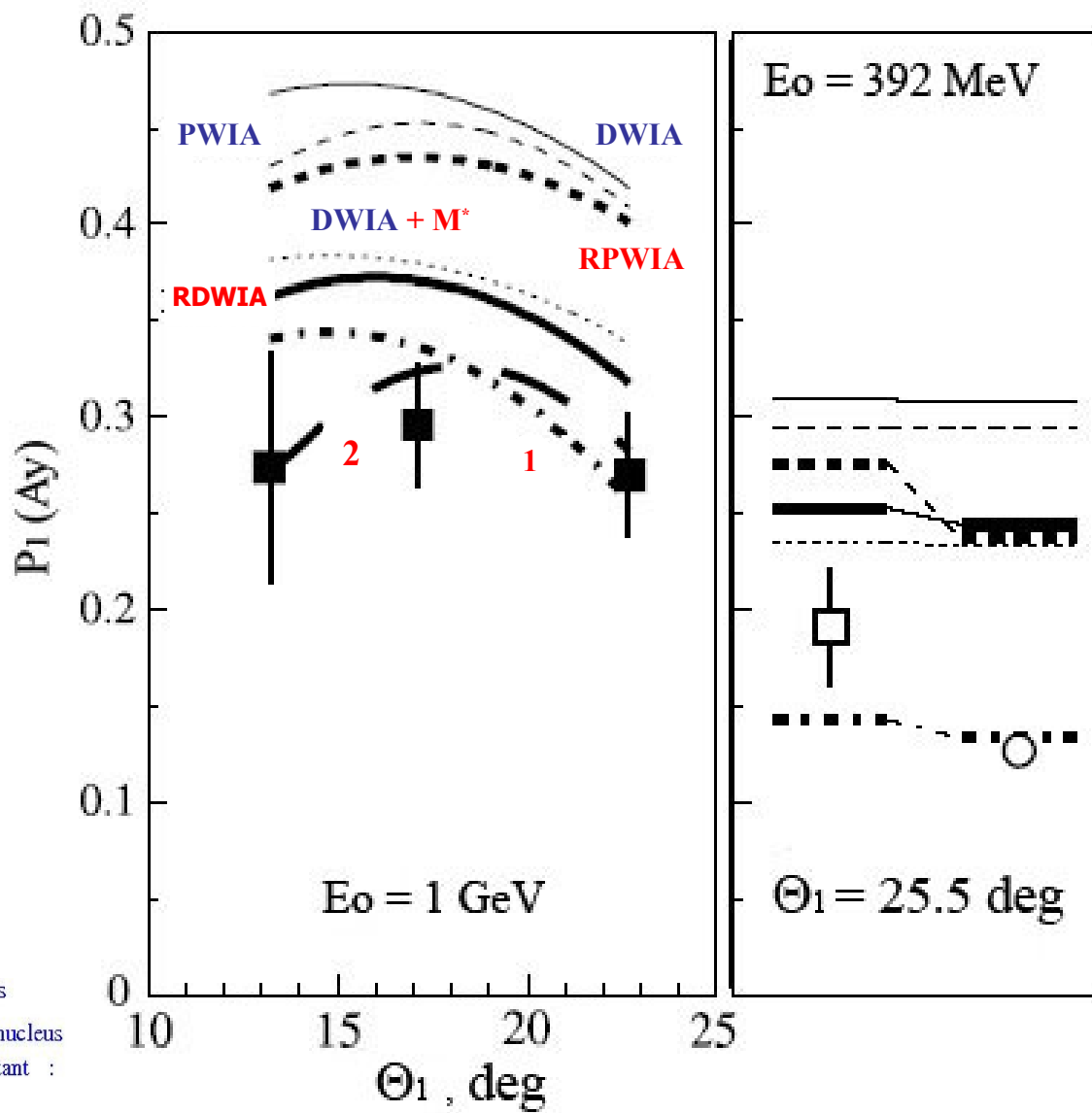
G.C. Hillhouse, Phys.Rev. C74, 064608 (2006)



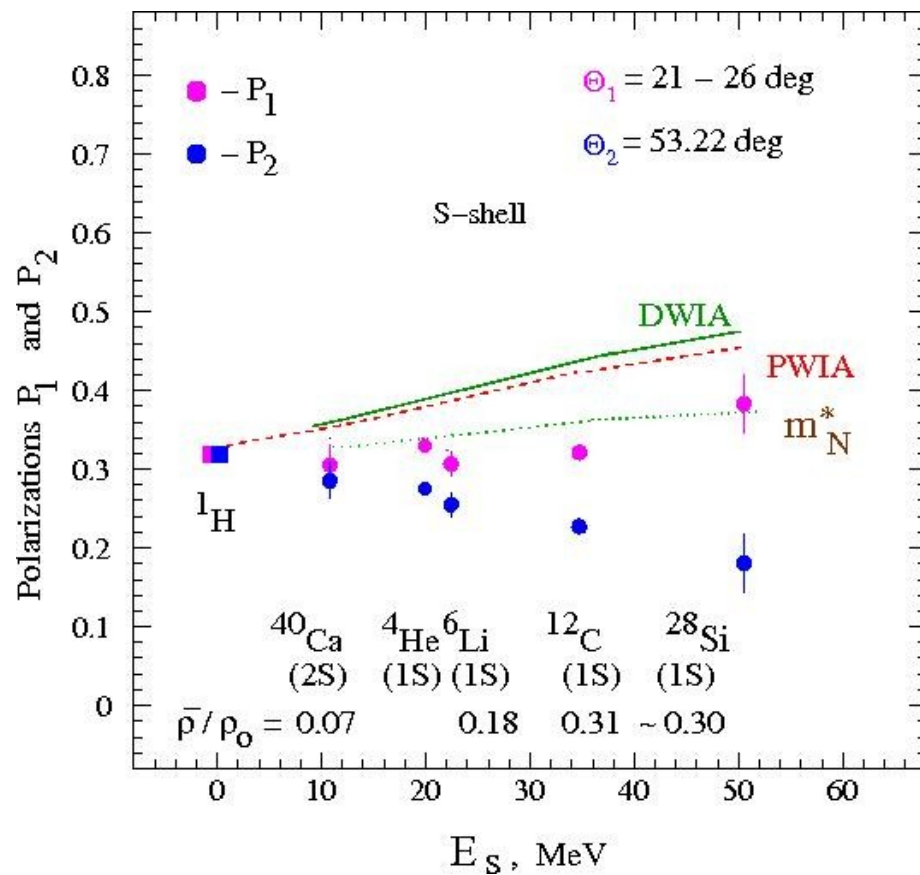
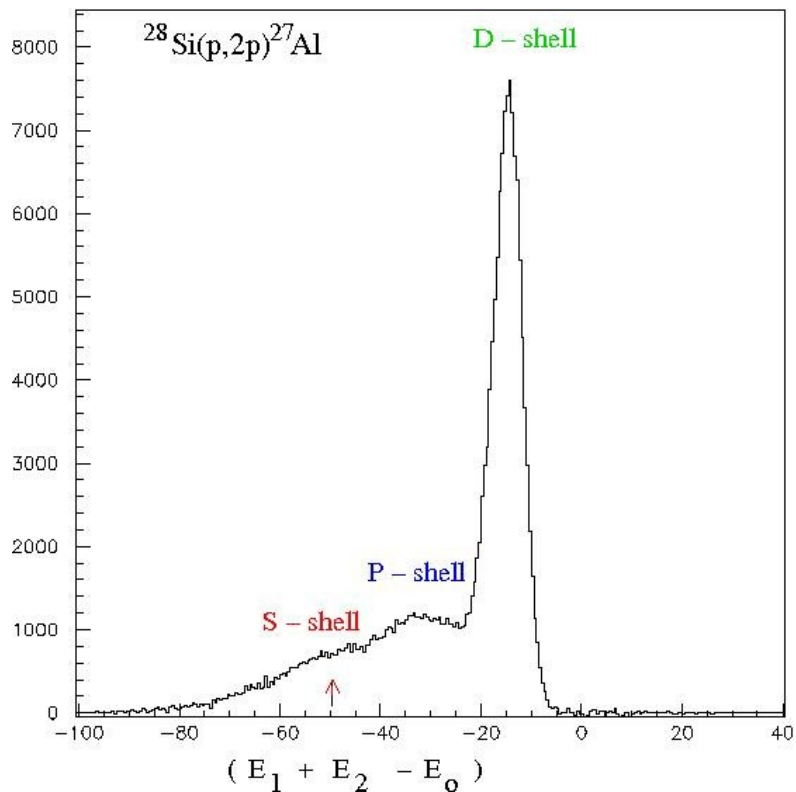


1 →
$$\left. \begin{aligned} \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = \xi = 0.6 ; & \quad \left| \begin{array}{l} m_i - \text{free meson mass} \\ m_i^* - \text{meson mass in nucleus} \end{array} \right. \\ \frac{g_{\sigma N}^*}{g_{\sigma N}} = \frac{g_{\omega N}^*}{g_{\omega N}} = \chi = 0.6 ; & \quad \left. \begin{array}{l} \text{meson-nucleon coupling constant :} \\ g_{iN} - \text{in free space} \\ g_{iN}^* - \text{in nuclear matter} \end{array} \right. \end{aligned} \right\}$$

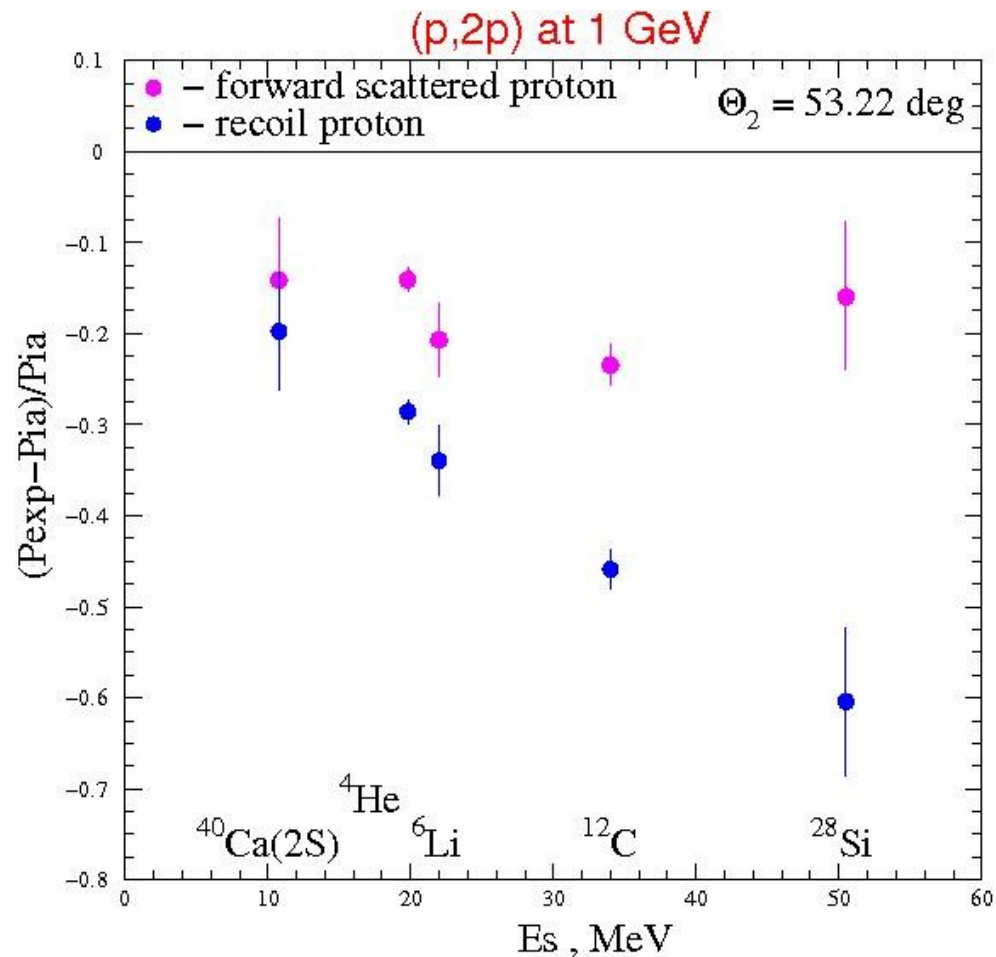
2 →
$$\left. \begin{aligned} \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = 1. ; \quad \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = 0.6 \\ \chi = 1. \end{aligned} \right\}$$



Поляризация вторичных протонов от реакции (p,2p) с протонами S- оболочек ядер в зависимости от величины энергии отделения ядерного протона.



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





Для прояснения природы эффекта в 2008-2009 годах исследовались, кроме поляризации, и другие поляризационные характеристики реакции C_{nn} and $C_{s's'}$,

Матрица протон-протонного рассеяния :

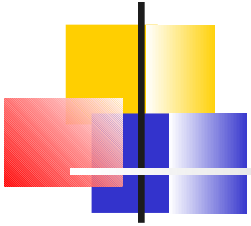
$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}$$

Связь наблюдаемых C_{nn} , P_1 , P_2 и элементов матрицы рассеяния :

$$P_{1n} = P_{2n} = 2\text{Re}((a + b)c^*) / \sigma \quad C_{nn} = \text{Tr}[\sigma_{1n}\sigma_{2n}MM^+] / 4\sigma = 2(|c|^2 + \text{Re}(ab^* - ef^*)) / \sigma$$

где :

$$\sigma = |a|^2 + |b|^2 + |e|^2 + |f|^2 + 2|c|^2$$



Распределение коррелированных событий :

$K(\phi_1, \phi_2) = I_0 \{1 + A_1 P \cos(\phi_1) + A_2 P \cos(\phi_2) + A_1 A_2 [C_{nn} \cos(\phi_1) \cos(\phi_2) + C_{s's''} \sin(\phi_1) \sin(\phi_2)]\}$, где

$$C_{s's''} = -C_{mm} \cos(\alpha) \cos(\beta) - C_{ll} \sin(\alpha) \sin(\beta) + C_{ml} \sin(\alpha + \beta) ,$$

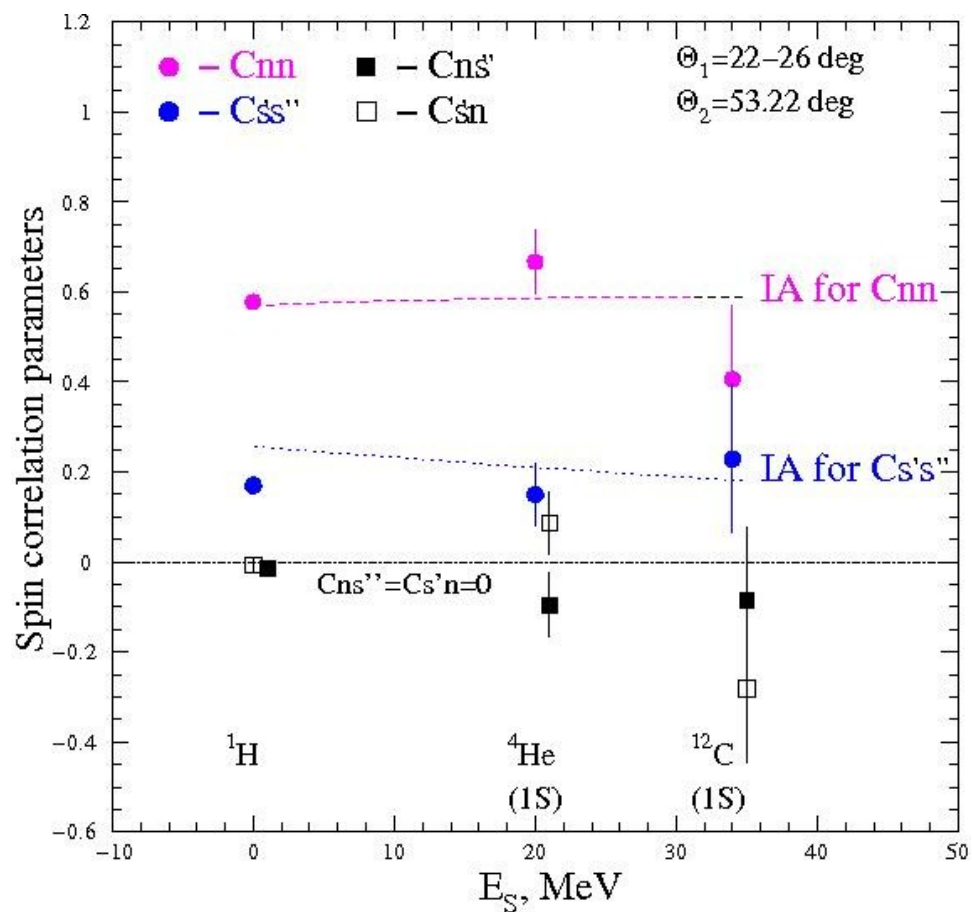
α и β - углы релятивистского поворота компонент спина m и l при переходе из СЦМ в ЛСК при угле рассеяния протона в ЛСК ϑ_1 (МАП) и ϑ_2 (НЭС) : $\alpha = \theta / 2 - \vartheta_1$, $\beta = \theta / 2 + \vartheta_2$, θ - угол рассеяния в СЦМ.

Параметры корреляции спинов C_{ij} ($i, j = m, l$) и параметры Вольфенштейна матрицы рассеяния

M : $C_{ll} = 2 \operatorname{Re}(af^* - be^*) / \sigma$, $C_{mm} = 2 \operatorname{Re}(ae^* - bf^*) / \sigma$, $C_{lm} = C_{ml} = 2 \operatorname{Im}[(e-f)c^*] / \sigma$

Угол поворота спина протона в магнитном поле $\nu_s = \nu_k + \nu_k (\mu_p - 1)\gamma$, где :
 ν_k – угол поворота вектора импульса, μ_p – магнитный момент протона,
 $\gamma = E_p / m_p$.

Параметры корреляции спинов в реакции (p,2p) с ядрами.





ЗАКЛЮЧЕНИЕ : План на 2012 год

- 1. Публикация результатов исследований в 2008-2100 годах.**



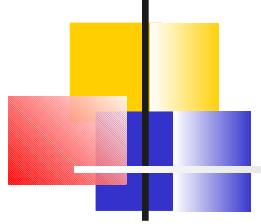
ПУБЛИКАЦИИ

- O.V.Miklukho et al., Nucl.Phys. A683 (2001) 145.
- T.Noro et al., Proc. Of the Inter. Conf. “Nuclear Physics in 21st Century” (Berkeley, 2001), 2001, p. 1034.
- O.V.Miklukho et al., Czech.J.Phys., Vol.52 (Suppl.C), 2002, 293.
- V.A.Andreev et al., Phys.Rev. C69 (2004) 024604.
- O.V.Miklukho et al., Preprint PNPI-2614, Gatchina, 2005, 27 p.
- O.V.Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl., 69, (2006) 474.
- Main Scientific Activities 2002-2006, HEPD (2007) 334.
- O.V.Miklukho et al., Preprint PNPI-2782, Gatchina, 2008, 29 p.
- L.Kotchenda et al., Preprint PNPI-2816, Gatchina, 2009, 19 p.
- O.V.Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl., V. 73, No 6 (2010) 927.
- O.V.Miklukho et al., arXiv:1103.6113v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011.



Литература по теме проекта

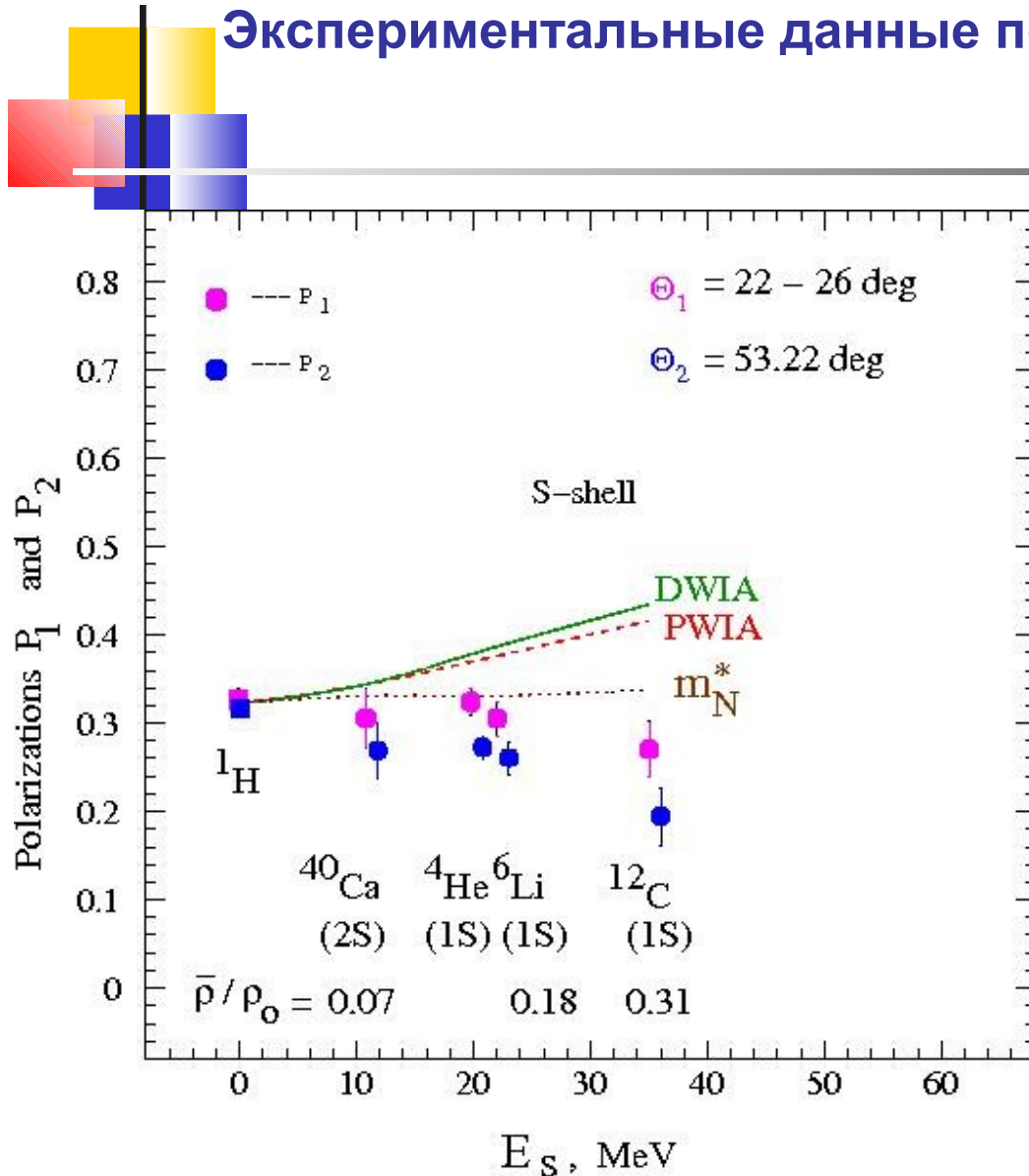
- 1. G.E. Brown and M. Rho, Phys.Rev.Lett. 66 (1991) 2720.
- 2. G.E. Brown et al. Phys.Rev. C 44, (1991) 2653,
- 3. T. Hatsuda , Nucl.Phys. A544 (1992) 27.
- 4. C.J. Horowitz and V.J. Iqbal, Phys.Rev. C 33 (1986) 2059.
- 5. D.P. Murdock and C.J. Horowitz, Phys.Rev. C 35 (1987) 1442.
- 6. J.A. Tjon and S.J. Wallace, Phys.Rev. C 36 (1987) 1085.
- 7. R.J. Furnstahl et al., Phys.Rev. C 46 (1992) 1507.
- 8. J.J. Kelly and S.J. Wallace, Phys.Rev. C 49 (1994) 1315.
- 9. O.V. Maxwell and E.D. Cooper, Nucl.Phys. A574 (1994) 819.
- 10. N.S. Chant and P.G. Roos, Phys.Rev. C 27 (1983) 1060.
- 11. G. Krein et al., Phys.Rev. C 51 (1995) 2646.
- 12. E.D. Cooper et al., Phys.Rev. C 47 (1993) 297.
- 13. D. Serot and J.D. Walecka, in Advances in Nuclear Physics, edited by J.W. Negele and E. Vogt (Plenum, New York, 1986), Vol. 16.
- 14. T. Noro et al., Phys.Rev. C72, 041602 ® (2005).
- 15. G.C. Hillhose et al., Phys.Rev. C74, 064608 (2006).



Back Slides

Поляризация вторичных протонов от реакции (p,2p) с протонами S- оболочек ядер в зависимости от величины средней энергии отделения ядерного протона.

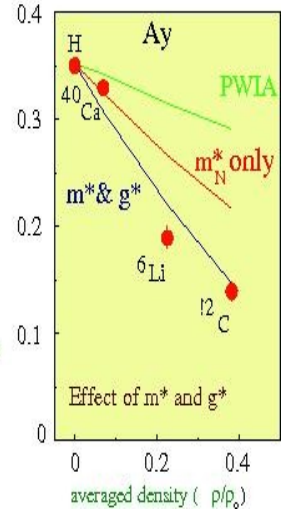
Экспериментальные данные получены в 2000-2004 годах



Medium Effect on A_y

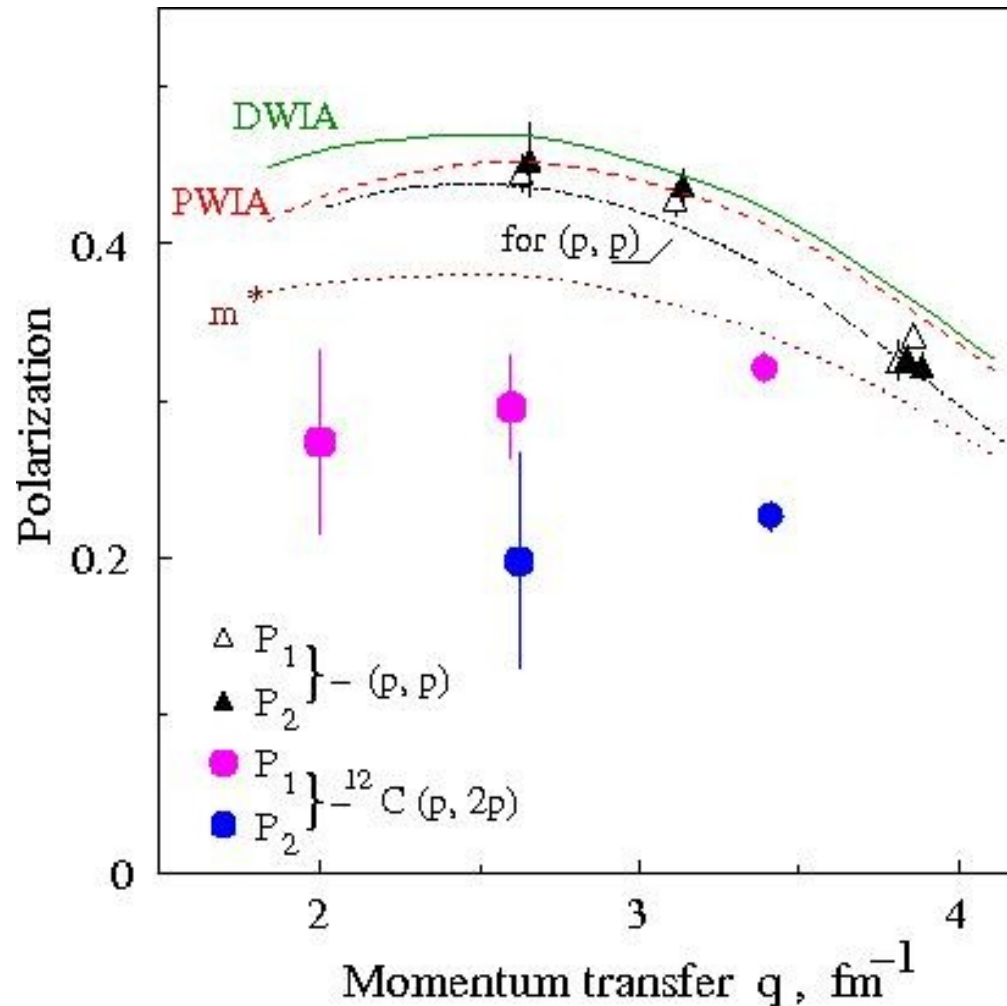
(p,2p) $T=392\text{MeV}$, $\theta_1=25.5^\circ$, $\theta_2=52^\circ - 60^\circ$, $(k_y=0\text{MeV}/c)$

- Reduction of m^* and g^*
 - m_N^* only : Horowitz-Iqbal procedure for spinor distortion
 - m^* & g^* : Relativistic Love Franey with :
 - $m_\sigma^*/m_\sigma = m_\omega^*/m_\omega = m_\rho^*/m_\rho = 0.7$
 - $g_\sigma^*/g_\sigma = g_\omega^*/g_\omega = 0.75$
) at $\rho = \rho_0$
- (same as Krein et al., PRCS1 ('95) 2646)



$$\rho_0 = 0.19 \text{ fm}^{-3}$$

Поляризация в реакции $(p,2p)$ с протонами 1S-оболочки ядра ^{12}C в зависимости от переданного ядру импульса. Различные q достигались путем изменения углового положения низкоэнергетического спектрометра, при этом установка настраивалась так, чтобы импульс ядра-остатка был близок к нулю. Данные при $q=3.5 \text{ fm}^{-1}$ приведены с учетом данных, полученных в 2009 году



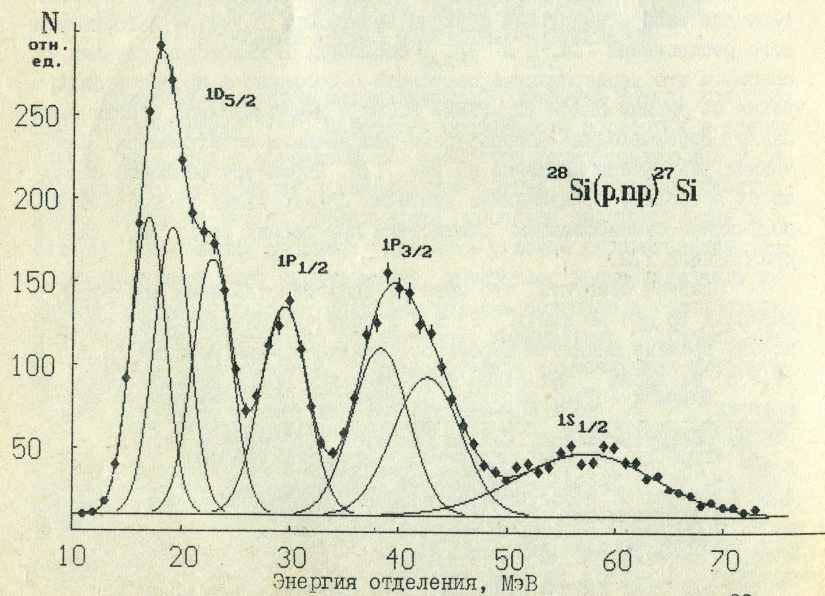
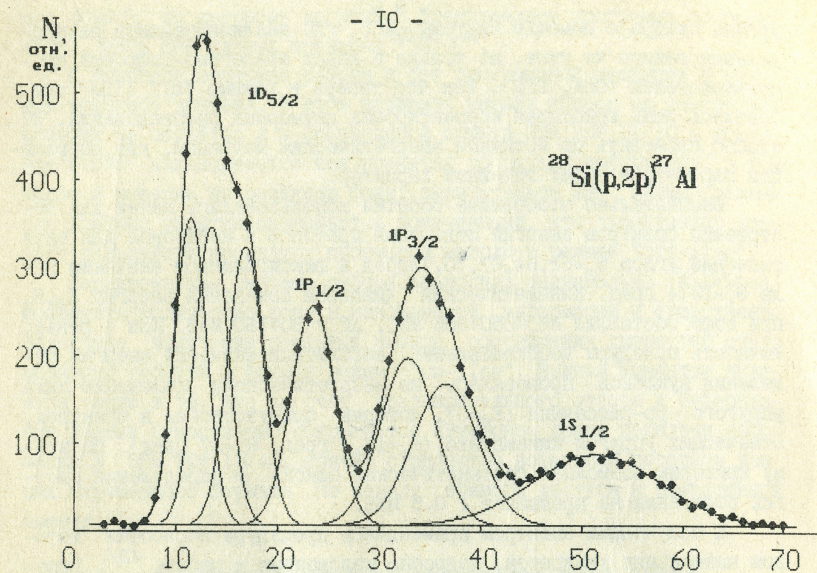


Рис. 1. Спектры энергий отделения нуклонов в ядре ^{28}Si .

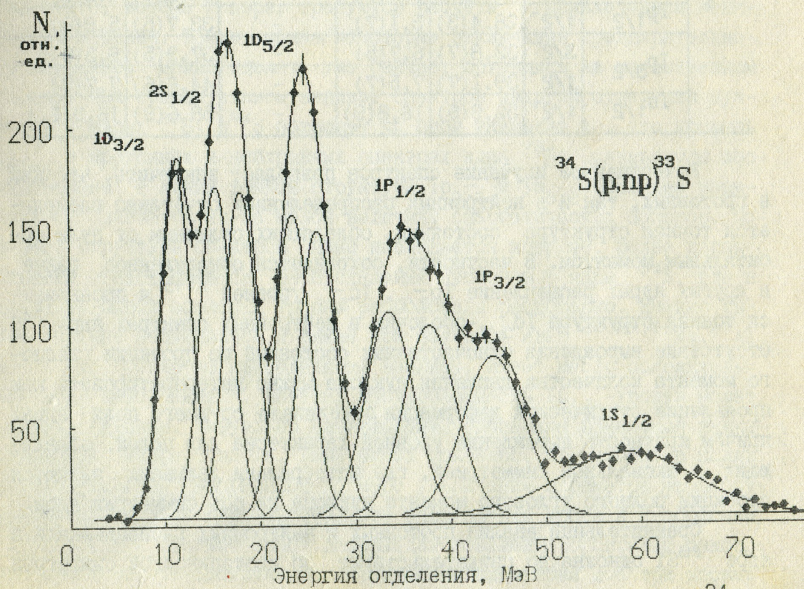
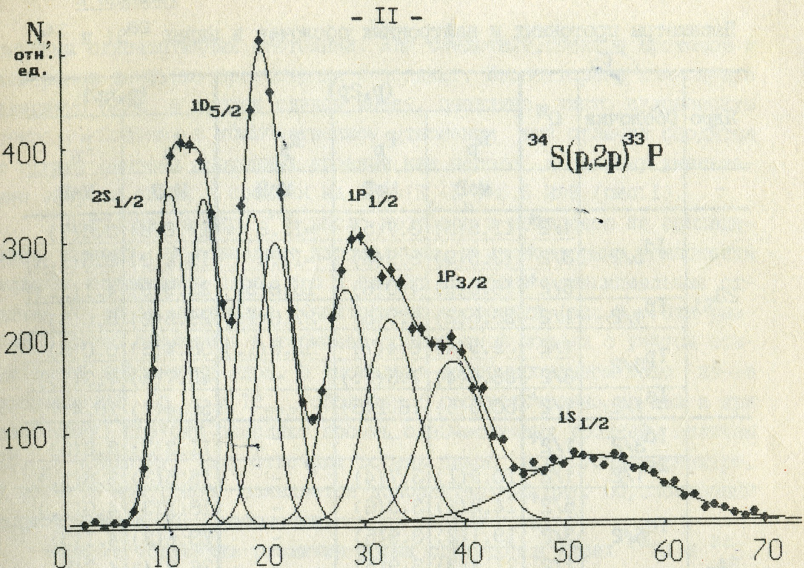
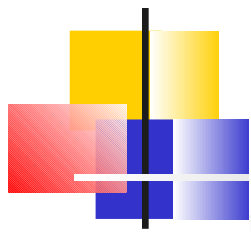
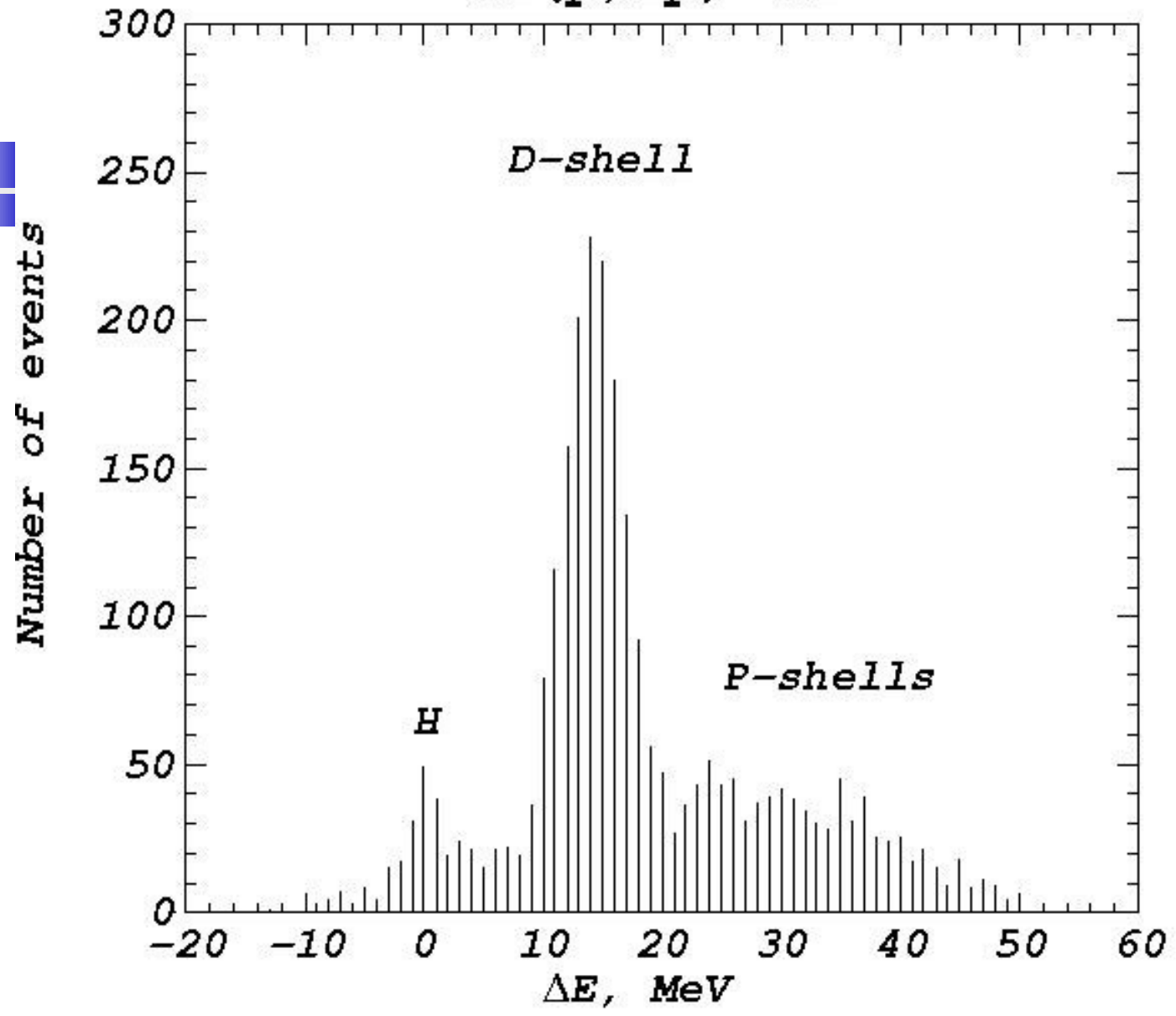
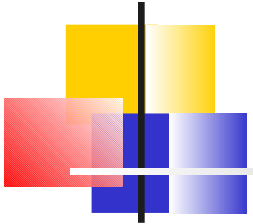


Рис. 2. Спектры энергий отделения нуклонов в ядре ^{34}S .

$^{28}\text{Si} (p, 2p) ^{27}\text{Al}$



IMPULSE APPROXIMATION



- $T_0 + m + M_A = M_{A-1}^* + T_{A-1}^* + T_1 + T_2 + m + m ;$

$$\mathbf{K}_0 = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_{A-1}; \quad \mathbf{K}_0 - \mathbf{K}_{A-1} = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2; \quad \mathbf{K} = -\mathbf{K}_{A-1}; \quad \mathbf{K}_0 + \mathbf{K} = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2$$

- $M_A = M_{A-1} + m - dm; \quad M_{A-1}^* = M_{A-1} + Q; \quad T_{A-1}^* = k_{A-1}^2 / 2 M_{A-1}^*$

- $T_0 = T_1 + T_2 + E_s + k^2 / 2 M_{A-1}^*; \quad E_s = Q + dm$

- Если $K = 0$:

$$T_0 = T_1 + T_2 + E_s; \quad \mathbf{K}_0 = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2$$

One assume that the polarization in IA is approximated by its on-shell value $P_{1,2} = P = P(W_1, \Theta_{cm})$. Here W_1 is the kinetic energy in the laboratory frame, Θ_{cm} is the scattering angle in the center-of-mass frame. In the calculations the final energy prescription is used (W_1 is calculated using the values of the $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$).

IMPULSE APPROXIMATION

One assume that the polarization in IA is approximated by its on-shell value

$$P_{1,2} = P = P(W_l, \Theta_{cm}).$$

Here

W_l is the kinetic energy in the laboratory frame,

Θ_{cm} is the scattering angle in the center-of-mass frame taken as

$$W_l = \frac{s - 4m^2}{2m}, \quad (1)$$

$$\cos \Theta_{cm} = \frac{t - u}{\sqrt{(s - 4m^2) \left[\frac{(4m^2 - t - u)^2}{s} - 4m^2 \right]}}. \quad (2)$$

Here

m is the proton mass,

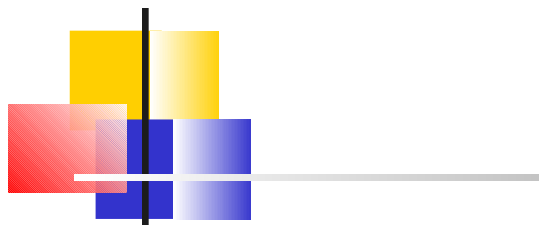
$s = (k_0 + k)^2$, $t = (k_0 - k_1)^2$ and $u = (k_0 - k_2)^2$ are Mandelstam variables, where

k_0 , k_1 , k_2 are four-momenta of the incident, scattered and recoil (knockout from the target) protons,

$k = k_1 + k_2 - k_0$ is the four-momentum of the nucleus proton before the collision.

Unlike free proton-proton scattering, for off-shell kinematics

$$s^2 \neq (4m^2 - t - u)^2.$$



 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,

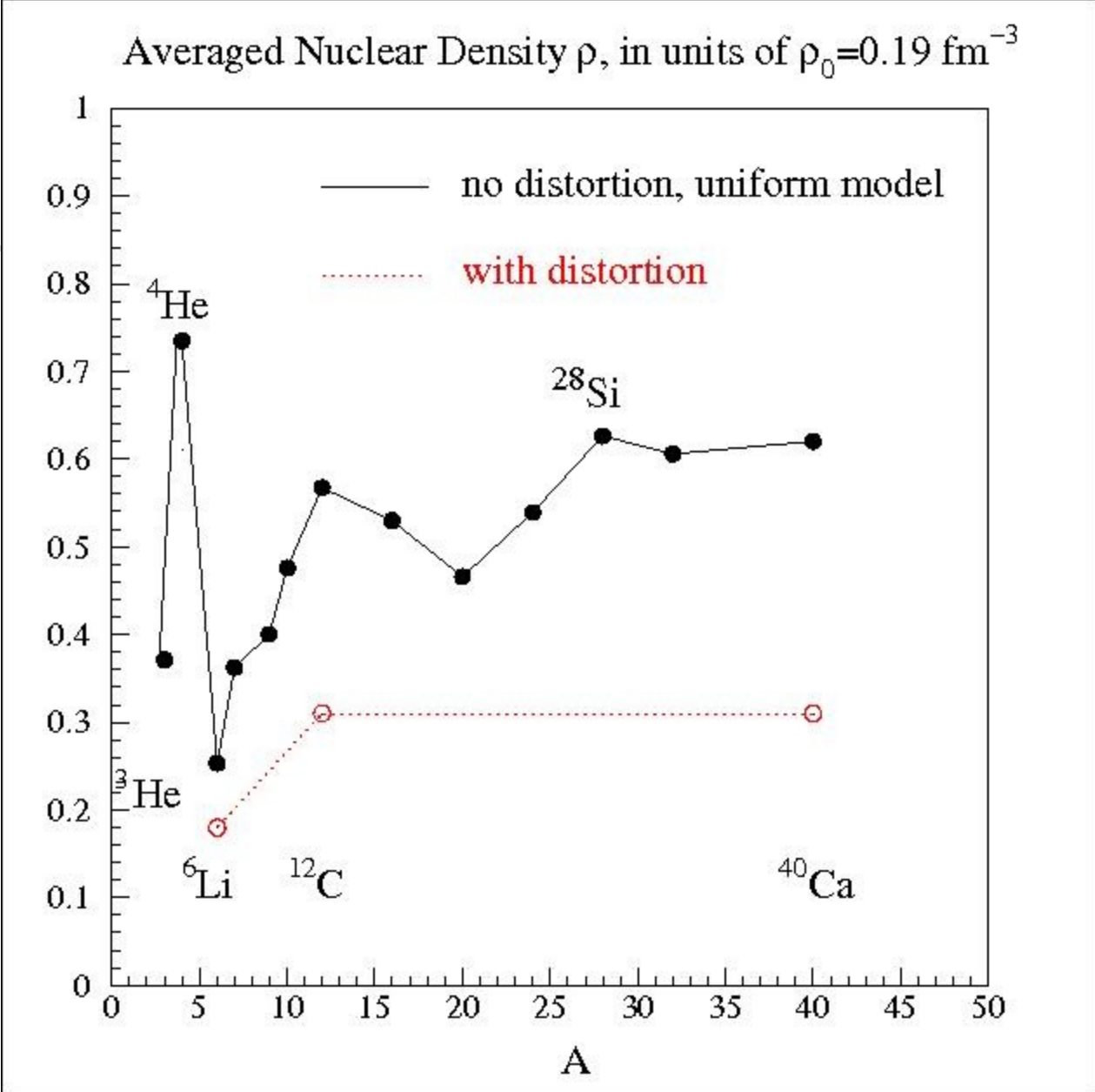
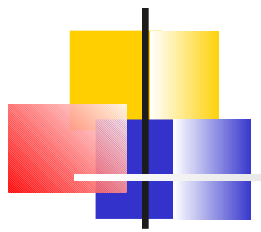
$\phi(\vec{r})$ is the nuclear proton wave function.

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





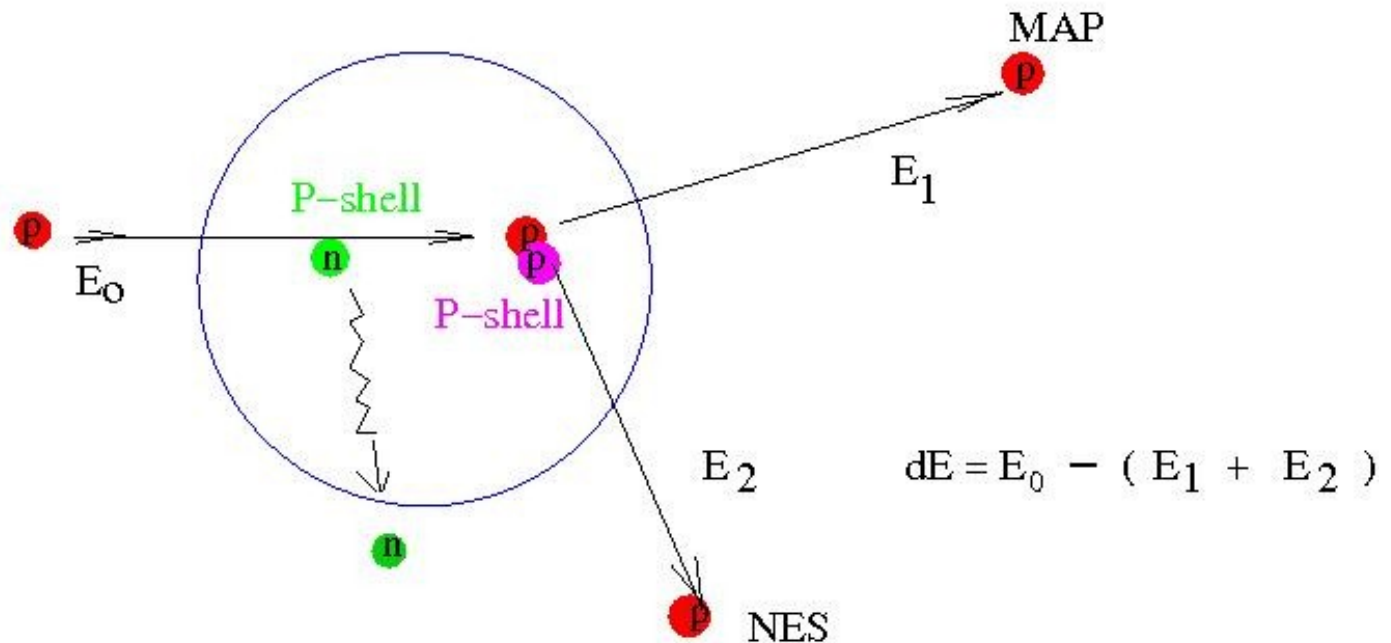
Relative depolarization versus the spin-flip probability

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

$$\text{relative depolarization} = \frac{P_o - P}{P_o} = 2\beta, \quad \beta \text{ --- spin-flip probability}$$

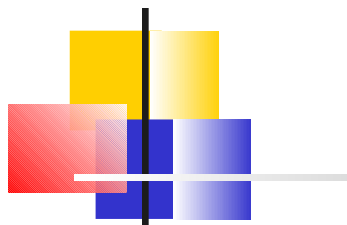
Multi-step process

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

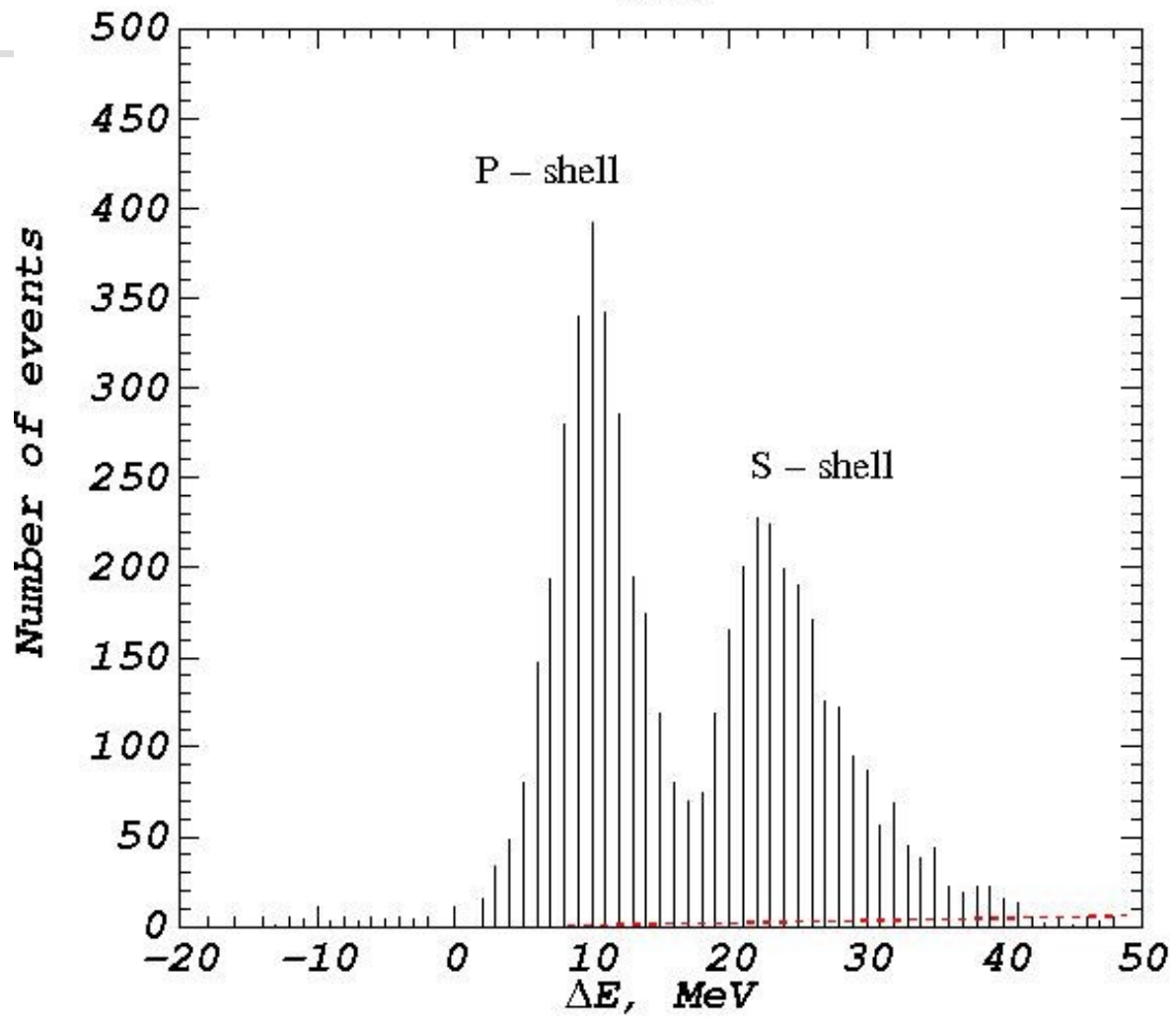


E_s for P - shell - 11 MeV

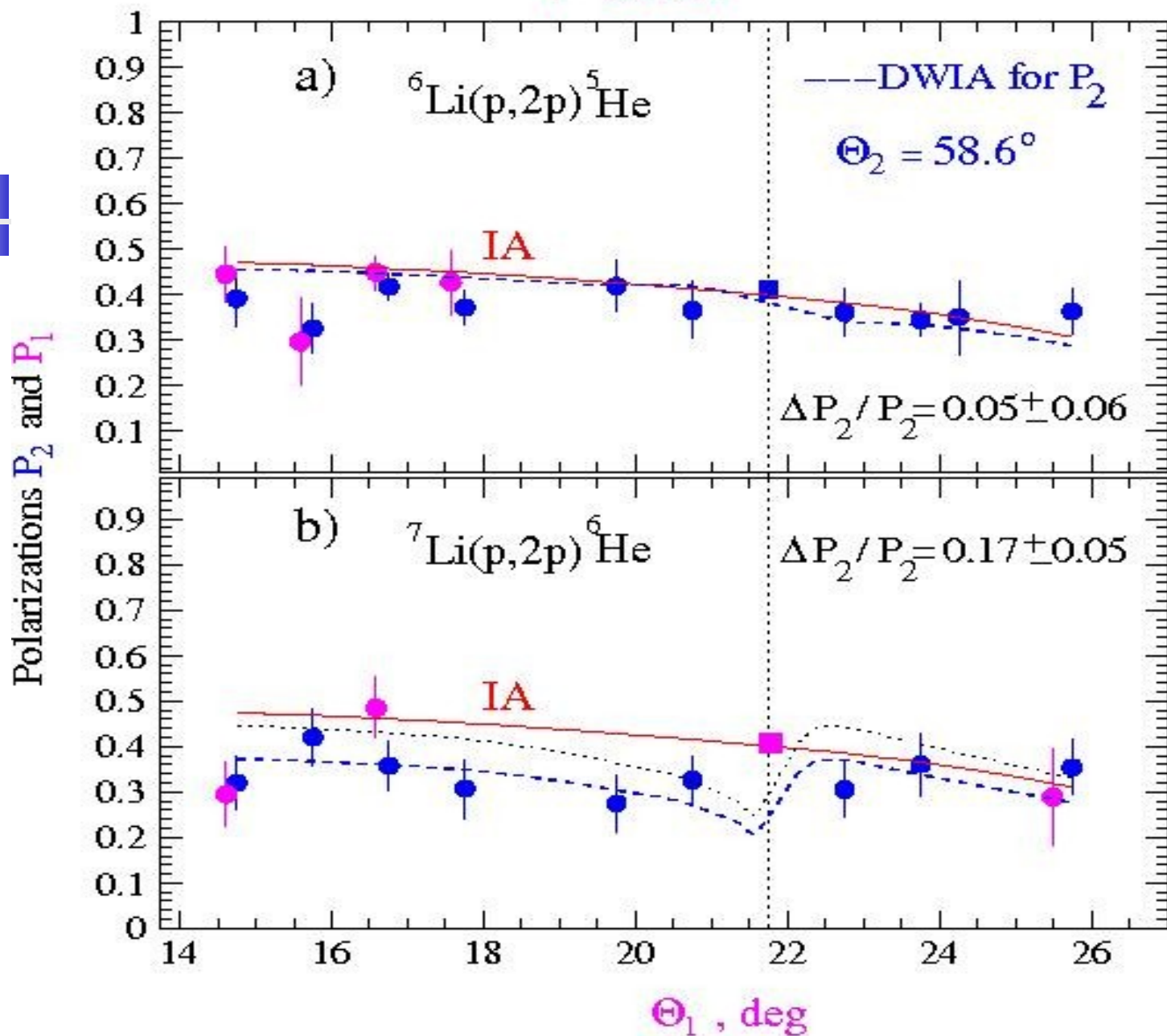
E_s for S - shell - 25 MeV



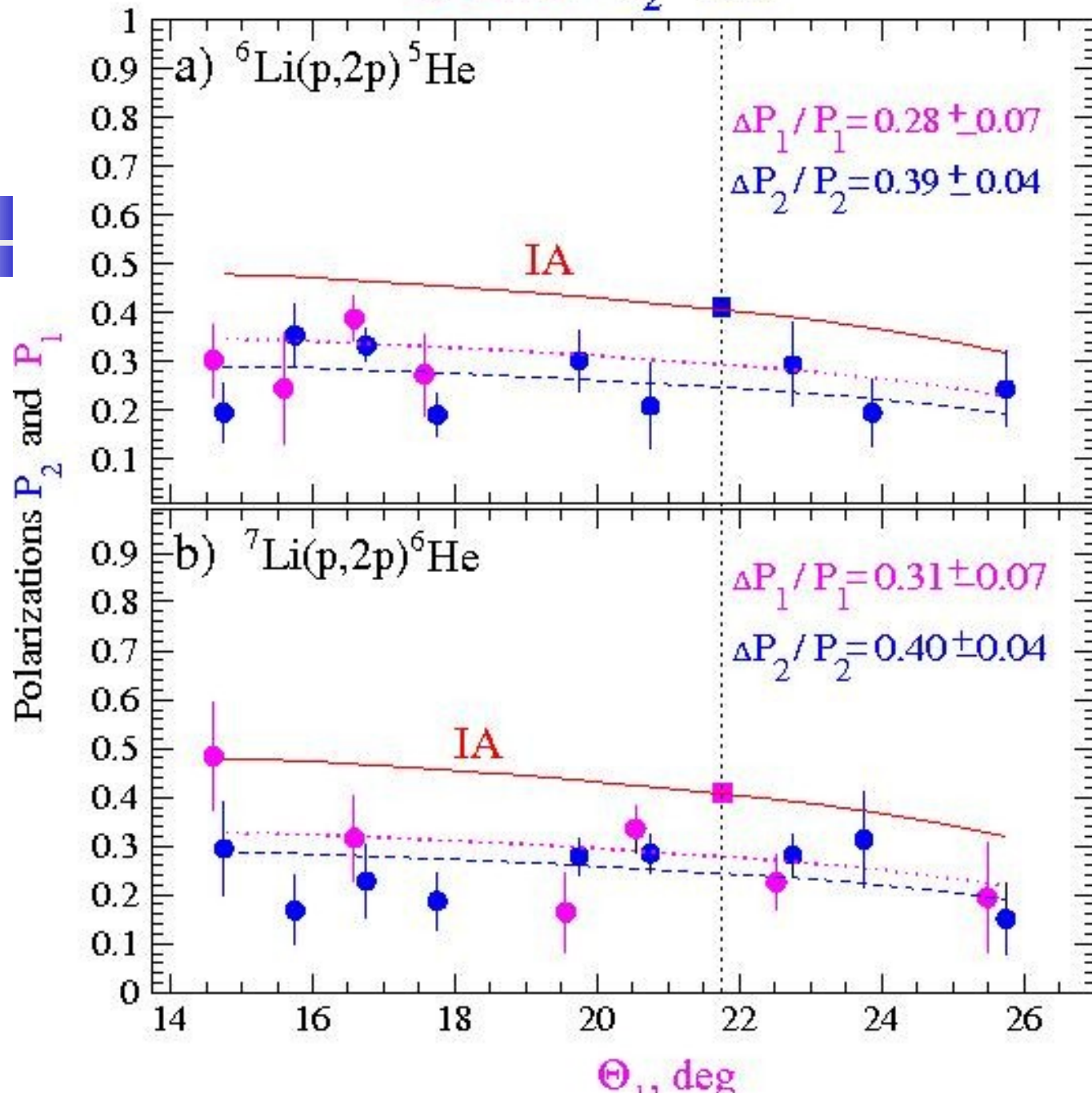
${}^7\text{Li} (p, 2p) {}^6\text{He}$



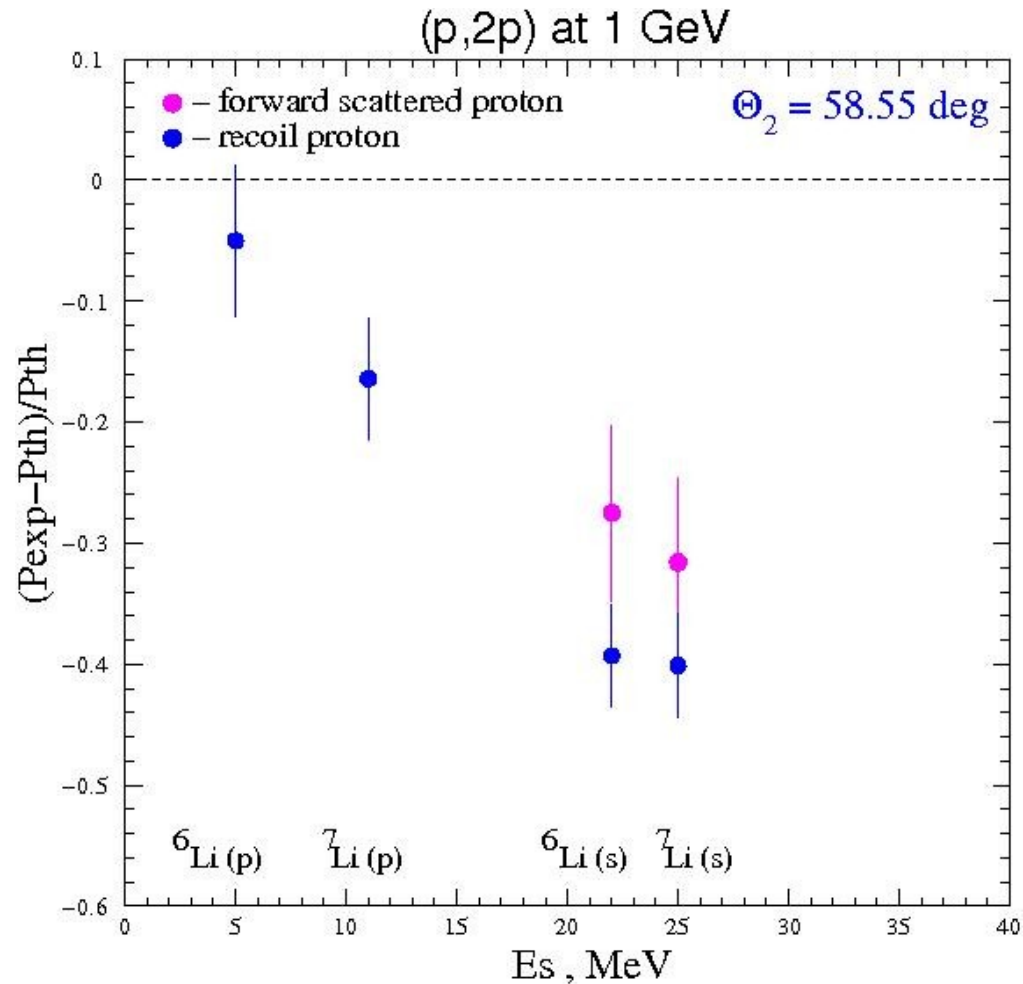
P-shell



S-shell $\Theta_2 = 58.6^\circ$



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



Nucleon & meson masses and NN interactions

- effect of nucleon mass : Dirac approach (spinor distortion)
 - relativistic DWIA

$$T \sim \int \bar{\Psi}_1 \bar{\Psi}_2 \hat{F} \Phi \Psi_0 dr$$

$\Psi_1 = U_1 \chi_1(r)$: distorted wave

$\Phi_1 = U_1 \phi_1(r)$: bound st. w.f.

$$U = \left(\frac{E+M}{2M} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\sigma \hat{p}}{E+M+S-V} \end{pmatrix}$$

$\hat{F} = \sum_j f_j(E, q) \lambda_{j_1} \lambda_{j_2}$: Lorentz invariant amplitudes

$$j = s, v, p, a, t \quad \lambda_j = 1, \gamma^\mu, \gamma^5, \gamma^5 \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}$$

$$\sim \int \chi_1 \chi_2 \langle \bar{U}_1 \bar{U}_2 | \hat{F} | U_3 U_0 \rangle \phi \chi_0 dr$$

- nonrelativistic DWIA

$$T \sim \int \chi_1 \chi_2 t \phi \chi_0 dr$$

$$t = A + B \sigma_{1n} \sigma_{2n} + C (\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E \sigma_{1q} \sigma_{2q} + F \sigma_{1p} \sigma_{2p}$$

$$= \langle \bar{U}_1(M_1) \bar{U}_2(M_2) | \hat{F} | U_3(M_3) U_0(M_0) \rangle$$

i.e.



- effect of meson mass : relativistic Love Franey model

$$\text{Re}\{ f_j(q) \} = \bar{g}_j^{*2} / (q^2 + \bar{m}_j^{*2}) / (1 + q^2 / \Lambda_j^2)^2$$

$$\text{Im}\{ f_j(q) \} = \bar{g}_j^{*2} / (q^2 + \bar{m}_j^{*2}) / (1 + q^2 / \Lambda_j^2)^2$$

- linear relation between m^* and density is assumed

$$1 - m^*/m \propto \bar{\rho} / \rho_0 \quad \bar{\rho} : \text{averaged density}$$



Brown and Rho scaling conjecture for hadron properties in nuclei

There is a **scaling conjecture for hadron properties** at finite densities suggested by **Brown and Rho [1]** based on arguments of partial restoration of chiral symmetry in nuclei. According to this, hadron masses scale as

$$\frac{m_N^*}{m_N} \approx \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} \approx \frac{m_\rho^*}{m_\rho} \approx \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \approx \frac{f_\pi^*}{f_\pi} = \xi < 1, \quad \frac{m_\pi^*}{m_\pi} \approx 1,$$

where f_π is the pion decay constant, m_N , m_ρ , m_ω , and m_π are the masses of the nucleon, ρ , ω , and π mesons, respectively, and m_σ is the mass of the effective scalar σ meson. The asterisk denotes the value of these quantities in nuclear medium. Since the pion is a Goldstone boson, its mass presumably changes only slowly with density [2].

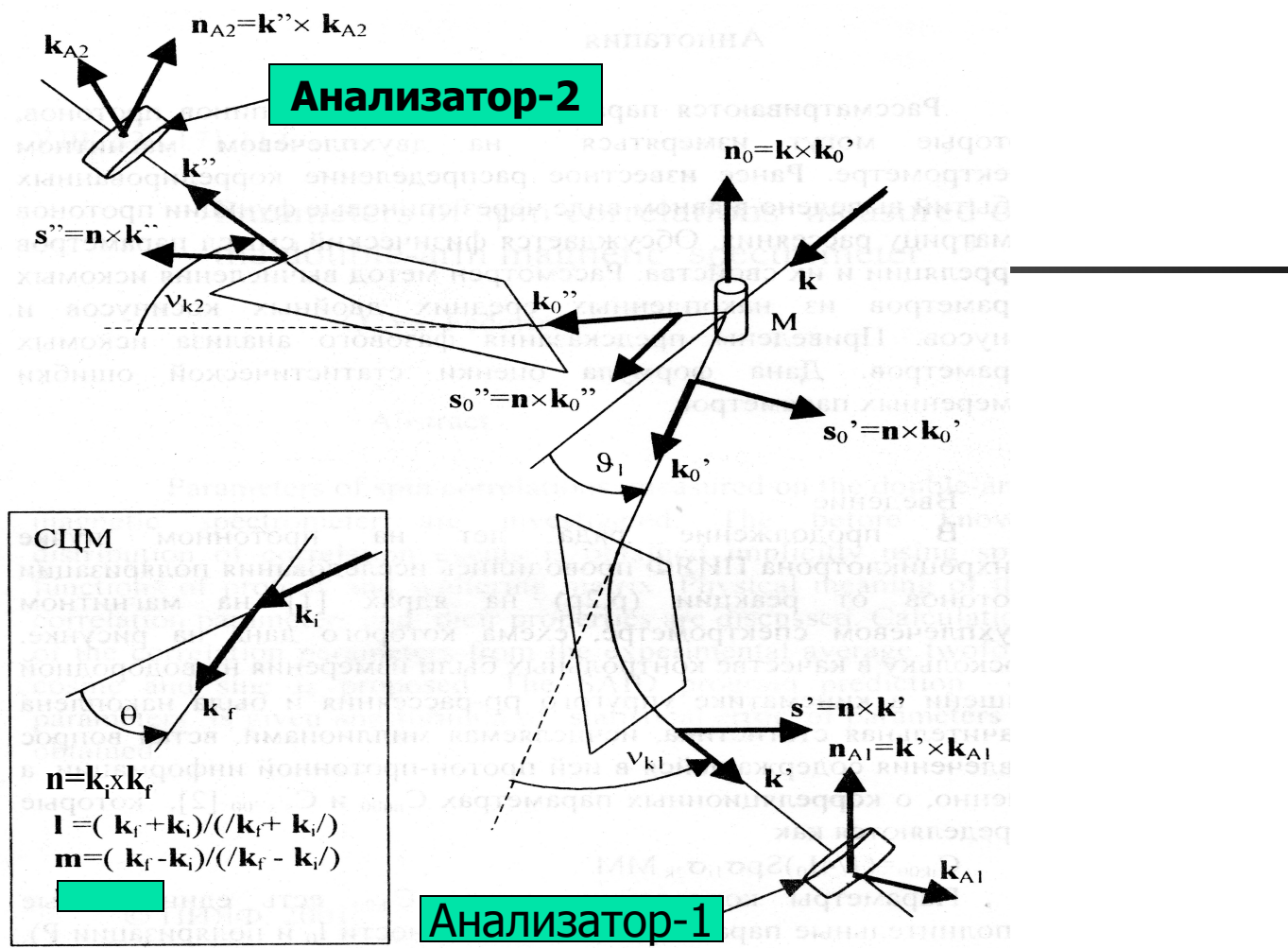
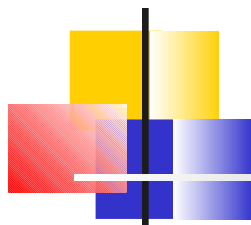


Рисунок. Схема измерения на магнитном двухплечевом спектрометре. М-протонная мишень, \mathbf{k} , \mathbf{k}_0' , \mathbf{k}_0'' , \mathbf{k}' , \mathbf{k}'' – в ЛСК единичные векторы импульсов протонов: падающего, рассеянного, отдачи и импульсов после поворота. Трапециями обозначены магнитные поля спектрометров.

