

# Исследование кластеризации ядер в реакции неупругого рассеяния $A(p, p')X$ при энергии 1 ГэВ

*О. Миклухо*

тема НИОКР : Исследование структуры ядерной материи на малых расстояниях в квазиупругих и неупругих протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ с помощью прецизионного высокоэнергетического плеча двухплечевого магнитного спектрометра на синхроциклотроне ФГБУ «ПИЯФ»

# План доклада

- \* Эффекты от рассеяния на ядерных частицах с массой существенно большей массы нуклона
- \*  $(e, e')$  - эксперимент в JLAB
- \* Результаты  $(p, p')$  - эксперимента в ПИЯФ

В различных ядерных реакциях на электронных и протонных пучках наблюдались эффекты от рассеяния на ядерных частицах с массой существенно большей, чем масса нуклона. Эксперименты проводились как в кумулятивной, так и в квазиупругой кинематике рассеяния. В основном измерялись дифференциальные сечения рассеяния на ядрах и их отношения. Эти эффекты наблюдались также и в немногочисленных поляризационных экспериментах.

[e.g., Refs in Miklukho et al., JETP Letters 106, No. 2, 69 (2017)].

1. D.I. Blokhintsev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 1295 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 995 (1958)].
2. G.A. Leksin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 445 (1957).
3. L.S. Azhgirei, I.K. Vzorov, V.P. Zrellov, M.G. Mescheriakov, B.S. Neganov, A.F. Shabudin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 1185 (1957).
4. Y.D. Bayukov, L.S. Vorobev, G.R. Kartashov, G.A. Leksin, V.B. Fedorov, and V.D. Khovansky, Izv. Akad. Nauk, Ser. Fiz. **30**, 521 (1966) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **30**, 530 (1966)].
5. A.M. Baldin, S.B. Gerasimov, N. Guiordenescu, V.N. Zubarev, L.K. Ivanova, A.D. Kirillov, V.A. Kuznetsov, N.S. Moroz, V.B. Radomanov, V.N. Ramzhin, V.S. Stavinskii, M.I. Yatsuta, Yad. Fiz. **18**, 79 (1973).
6. Y.D. Bayukov, L.S. Vorobev, G.A. Leksin, V.L. Stolin, V.B. Fedorov, and V.D. Khovanskii, Yad. Fiz. **18**, 1246 (1973) [Sov. J. Nucl. Phys. **18**, 639 (1974)].
7. A.B. Efremov, A.B. Kaidalov, V.T. Kim, G.I. Lykasov, and N.V. Slavin, Yad. Fiz. **47**, 1364 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 868 (1988)].
8. L.S. Vorobev, G.A. Leksin, and A.V. Stavinsky, Yad. Fiz. **59**, 694 (1996) [Phys. Atom. Nucl. **59**, 662 (1996)].
9. С.Г. Кадменский, Кластеры в ядрах // Соросовский Образовательный Журнал, Том 6, № 3, С. 27-92.
10. K.S. Egiyan, N.B. Dashyan, M.M. Sargsian, *et al.*, (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
11. N.B. Dashyan, Thesis: [https://www.jlab.org/Hall-B/general/thesis/Dashyan\\_thesis.pdf](https://www.jlab.org/Hall-B/general/thesis/Dashyan_thesis.pdf), pp. 1-122 (2006).

Введение:

Предсказание и экспериментальное обнаружение кумулятивных процессов [1] и последовавшее затем их широкое экспериментальное и теоретическое исследование породили множество моделей для объяснения этого интересного явления. Общее свойство всех моделей — участие в процессе жесткого массивного (**тяжелее нуклона**) внутри-ядерного образования, на котором и происходит рождение кумулятивной частицы. По способу формирования этого образования в системе покоя ядра все **модели** можно разделить на «**горячие**» и «**холодные**» [2], т. е. на модели, в которых массивное образование создается влетающим в ядро **адроном** [3] (за счет многократного перерассеяния, или «цветовой перезарядки», или образования фэйрбола, или других механизмов), и на модели, где его существование является неотъемлемым свойством структуры ядра. **Это флуктуации плотности ядерного вещества — «флуктоны Блохинцева»** [4], предложенные первоначально для объяснения интенсивного выбивания ядерных фрагментов и выхода высокоимпульсных протонов назад [5], выступающие ныне либо как **многокварковые образования** [6, 7], либо как **малонуклонные корреляции** [8].

1. Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 429; Ставинский В. С. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 949.

2. Ефремов А. В. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 613.

3. Kopeliovich V. B. // Phys. Rep. 1986. V. 139. P. 51; Шуряк Э. В. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 630; Горенштейн М. И., Зиновьев Г. М., Шелест В. П. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 788; Kopeliovich B. Z., Niedermayer F. // Phys. Lett. 1982. V. B117. P. 101; Kossov M. V., Voronina L. M. Preprint ITEP-165. М., 1984.

4. Блохинцев Д. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295.

5. Лексин Г. А. и др. // ЖЭТФ, 1957. Т. 32. С. 445; Ажгирей Л. С. и др. // ЖЭТФ, 1957, Т. 33, С. 1185.

6. Ефремов А. В. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 1208.

7. Лукьянов В. К., Титов А. И. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815; Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 1249.

8. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. С. 571; Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215; Слив Л. А., Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // УФН. 1985. Т. 145. P. 553

**Решающим экспериментом**, позволяющим различить эти два больших класса моделей, может служить глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах в области значений бъркеновской переменной  $x > 1$  и заметная величина структурной функции ядра в этой области, поскольку бъркеновская переменная имеет смысл минимальной массы мишени в единицах массы нуклона, а **ЛЕПТОН** практически не способен ни сжать ядерное вещество, ни перерассеяться и «**ВИДИТ**» **ЛИШЬ** **структуры, существующие в ядре.**

Сейчас в области  $x > 1$  имеется два экспериментальных свидетельства в пользу холодных моделей: эксперимент SLAC на дейтерии [9]  $eD \rightarrow e'X$  в области  $x < 1.7$  и  $Q^2 < 8$  ГэВ<sup>2</sup> и предварительные данные на установке NA-4 [10]  $\mu^{12}C \rightarrow \mu'X$  в области  $x < 1.45$  и  $Q^2 \sim 200-300$  ГэВ<sup>2</sup>. Однако первый из процессов не может считаться полностью глубоконеупругим, поскольку для него  $Wx - M_D$  невелико. Второй же нуждается в подтверждении правильности метода отбора событий, так что здесь необходимо подождать либо окончательного результата NA-4, либо проверить его на других установках (например, NA-37 [11]).

**Возможно, решающим ( $e, e'$ )-экспериментом является эксперимент в JLAB при  $E_e \sim 4.6$  ГэВ,  $1 < x < 3$ ,  $Q^2 \geq 1.4$  ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>**

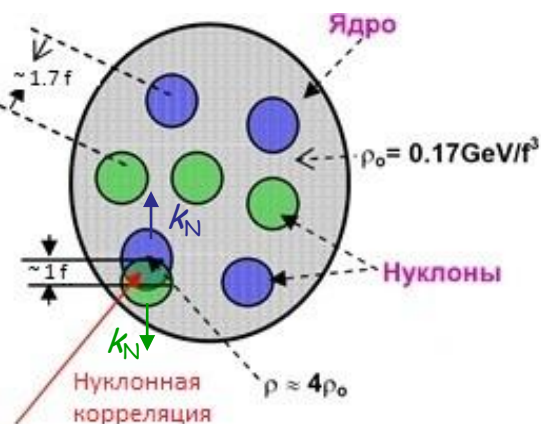
### Measurement of Two- and Three-Nucleon Short-Range Correlation Probabilities in Nuclei

K. S. Egiyan,<sup>1,34</sup> N. B. Dashyan,<sup>1</sup> M. M. Sargsian,<sup>10</sup> M. I. Strikman,<sup>28</sup> L. B. Weinstein,<sup>27</sup> G. Adams,<sup>30</sup> P. Ambrozewicz,<sup>10</sup>

PRL96,082501 (2006)

Понимание короткодействующих корреляций (SRC) в ядрах было одной из постоянных, хотя и довольно неуловимых целей ядерной физики на протяжении десятилетий. Расчеты ядерных волновых функций с использованием реалистических нуклон-нуклонных (NN) взаимодействий предполагают существенную вероятность того, что нуклон в тяжелом ядре будет иметь импульс выше импульса Ферми  $k_F$ . Доминирующим механизмом генерации высоких импульсов является NN-взаимодействие на расстояниях, меньших среднего межнуклонного расстояния. Он включает в себя как тензорные силы, так и короткодействующие силы отталкивания, которые разделяют две важные особенности, локальность и большую силу. SRC, создаваемый этими силами, приводит к универсальной форме ядерной волновой функции для всех ядер при  $k_N > k_F$  [см., например, [1,2]].

[1] S. C. Pieper, R. B. Wiringa, and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C46, 1741 (1992). [2] C. Ciofi degli Atti and S. Simula, Phys. Rev. C53, 1689 (1996).



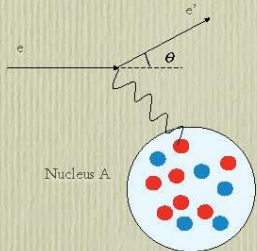
Характерной особенностью этой динамики является то, что большой импульс  $k_N$  нуклона в корреляции сбалансирован не остальной частью ядра, а другими нуклонами в корреляции: в случае 2-х нуклонной (NN) SRC  $k_N \approx k_N$ . Удаление нуклона с импульсом  $k_N$  связано с большой энергией возбуждения  $\sim k_N^2 / 2m_N$ , соответствующей кинетической энергии второго нуклона. Относительно большой энергетический масштаб ( $\sim 100$  МэВ), связанный с взаимодействием нуклонов в корреляции, очень затрудняет разрешение корреляций в процессах промежуточной энергии.

А если упруго рассеяться на корреляции ?

Согласно модели КНК в области  $k_N > k_F$  быстрые нуклоны находятся в корреляции с другим, т.е. являются составляющими частиц, движущимися в среднем поле ядра. Рассеяние на этих частицах можно наблюдать при  $x_B > 1$ .

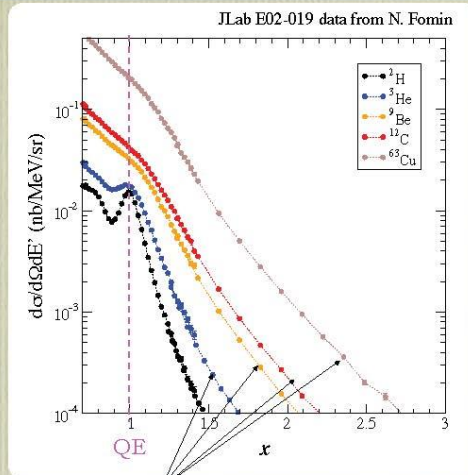
# Inclusive scattering at large x

At  $x \approx 1$



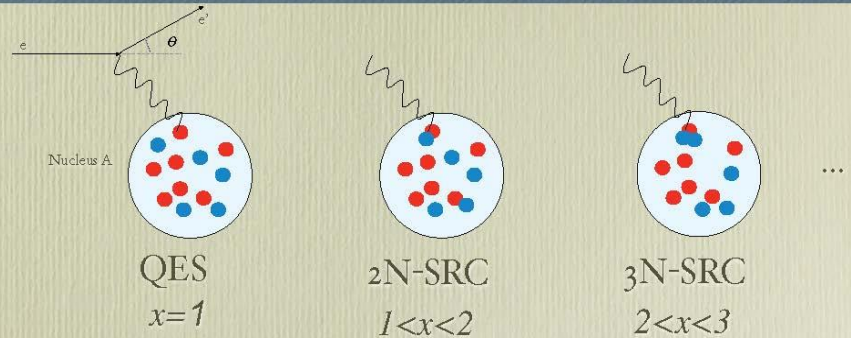
Quasi-Elastic Scattering

$$x_B = Q^2 / 2m_N v$$



High momentum tails should yield **constant ratio** if seeing SRC

# Short Range Correlations



For  $x \geq 1.3$ :

$$\begin{aligned} \sigma_A(x, Q^2) &= \sum_{j=2}^A \frac{A}{j} a_j(A) \sigma_j(x, Q^2) \\ &= \frac{A}{2} a_2(A) \sigma_2(x, Q^2) + \frac{A}{3} a_3(A) \sigma_3(x, Q^2) + \dots \end{aligned}$$

$\sigma_j \rightarrow$  cross section from a  $j$ -nucleon correlation

$a_j(A) \propto$  probability of finding a nucleon in a  $j$ -nucleon correlation

Игнорируя влияние движения центра масс (с.м.) SRC на  $Q^2$  и  $x_B$ , можно разложить ядерное сечение на компоненты, соответствующие рассеянию электронов на нуклонах 2-х, 3-х, ...,  $A$ -х нуклонном SRC [3,4]:

[3] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Phys. Rep. **76**, 215 (1981);  
[4] **160**, 235 (1988)

где  $\sigma_A(Q^2, x_B)$  и  $\sigma_j(Q^2, x_B)$  - сечения электронного рассеяния на ядре  $A$  и на  $j$ -нуклонной корреляции;  $a_j(A)$  - отношение вероятностей для данного нуклона принадлежать корреляции  $j$  в ядре  $A$  и корреляции  $j$  в ядре из  $j$  нуклонов.

$$\sigma_A(Q^2, x_B) = A \sum_{j=2}^A (a_j(A)/j) \sigma_j(Q^2, x_B) \theta(j - x_B)$$

Число  $j$ -SRC в ядре  $A = A a_{jN}(A)/j$ .  $a_{jN} \sim \langle \rho^j_A(r) \rangle$

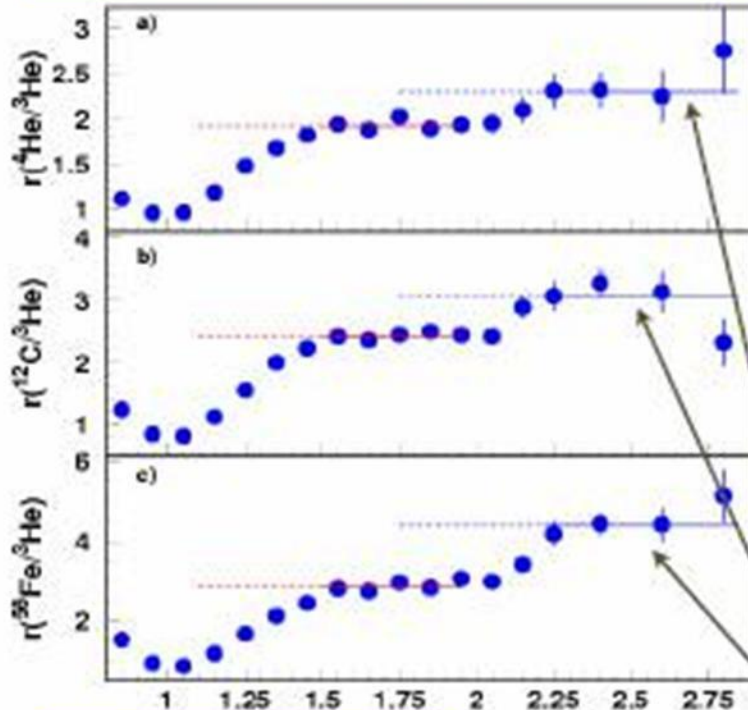
В интервале  $j-1 < x_B < j$  доминирует  $\rightarrow \sigma_A/\sigma_{A'} = A/A' a_{jN}(A)/a_{jN}(A')$  - не зависит от  $Q^2, x_B$ !  
- растет с  $j$  и  $A$  ( $A \geq 12$ ) [3]!  $\rightarrow$  Увидим ступеньки в  $\sigma_A/\sigma_{A'}$ !

# SRC evidence at JLab

Hall B  $E_{\text{electrons}} \approx 4.6 \text{ GeV}$

Н.Б. Дашьян ([https://www.jlab.org/Hall-B/thesis/Dashyan\\_thesis.pdf](https://www.jlab.org/Hall-B/thesis/Dashyan_thesis.pdf))

CLAS Collaboration, PRL, 96, 082501 (2006)



$$\sigma_A(Q^2, X_B) = A \sum_{j=2} (a_j(A)/j) \sigma_j(Q^2, X_B)$$

Отношение сечений рассеяния на ядрах :  
 $(\sigma_A/\sigma_{^3\text{He}})_j = (A/^3\text{He}) [a_j(A) / a_j(^3\text{He})]$

Вероятность возникновения  $j$ -нуклонной корреляции  $a_j$  пропорциональна средней ядерной плотности в степени  $j$  ( $\sim \langle \rho_A^j(r) \rangle$ ). Сильно падает с ростом  $j$ .

Так как  $a_j(A)/a_j(^3\text{He}) \sim \langle \rho_A^j(r) \rangle / \langle \rho_{^3\text{He}}^j(r) \rangle \sim (1+\alpha)^j$  и если средняя нуклонная плотность в ядрах с  $A > 3$  больше, чем в  $^3\text{He}$  ( $\alpha > 0$ ), то отношение  $(\sigma_A / \sigma_{^3\text{He}})_j$  должно увеличиться с ростом  $j$ .

$$x_B = Q^2 / 2m_N v$$

$$Q^2 \geq 1.4 \text{ GeV}^2 / c^2$$

Hint of 3N-SRC at  $x > 2$  ?

$$r(A, ^3\text{He}) = \frac{A(2\sigma_{ep} + \sigma_{en})}{3(Z\sigma_{ep} + N\sigma_{en})} \frac{3Y(A)}{AY(^3\text{He})} R_{\text{rad}}^A$$



TABLE I.  $a_j(A/{}^3\text{He})$  and  $a_{jN}(A)$  ( $j = 2, 3$ ) are the per nucleon relative (to  ${}^3\text{He}$ ) and absolute probabilities of ( $jN$ ) SRC, respectively. Errors shown are statistical and systematic for  $a_j$  and are combined (but systematic dominated) for  $a_{jN}$ . The systematic uncertainties due to the Coulomb interaction and SRC c.m. motion are not included. For the  ${}^{56}\text{Fe}/{}^3\text{He}$  ratio they are expected to be  $<2\%$ – $6\%$  and  $<20\%$ , respectively, and are somewhat smaller for  ${}^{12}\text{C}/{}^3\text{He}$  and smaller still for  ${}^4\text{He}/{}^3\text{He}$  ratios.

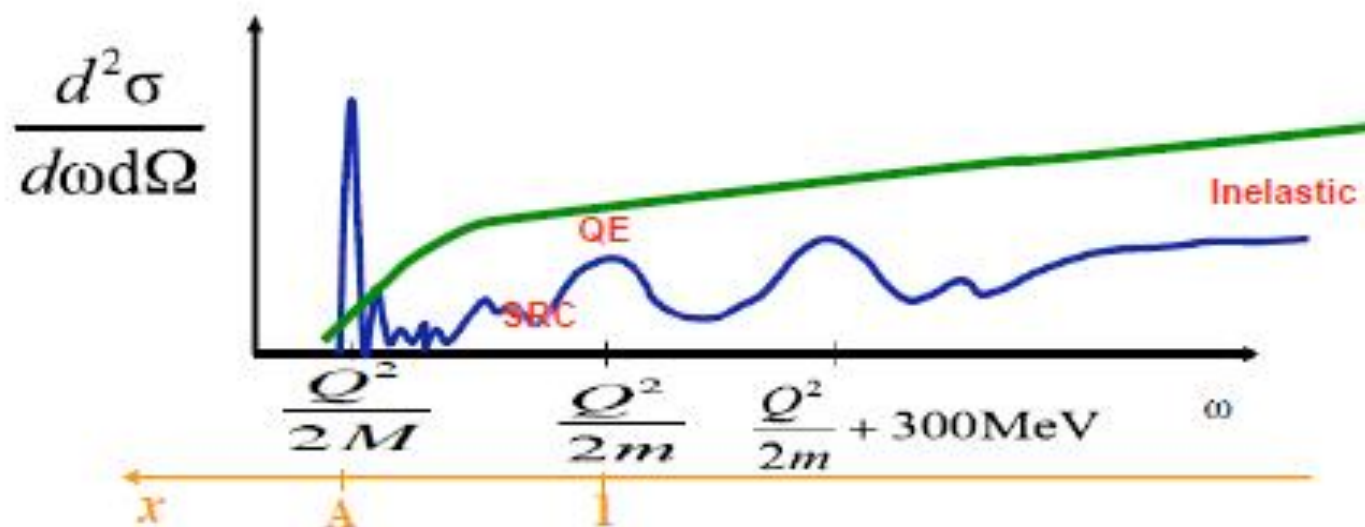
	$a_2(A/{}^3\text{He})$	$a_{2N}(A)$ (%)	$a_3(A/{}^3\text{He})$	$a_{3N}(A)$ (%)
${}^3\text{He}$	1	$8.0 \pm 1.6$	1	$0.18 \pm 0.06$
${}^4\text{He}$	$1.93 \pm 0.02 \pm 0.14$	$15.4 \pm 3.3$	$2.33 \pm 0.12 \pm 0.19$	$0.42 \pm 0.14$
${}^{12}\text{C}$	$2.41 \pm 0.02 \pm 0.17$	$19.3 \pm 4.1$	$3.05 \pm 0.14 \pm 0.21$	$0.55 \pm 0.17$
${}^{56}\text{Fe}$	$2.83 \pm 0.03 \pm 0.18$	$22.7 \pm 4.7$	$4.38 \pm 0.19 \pm 0.33$	$0.79 \pm 0.25$

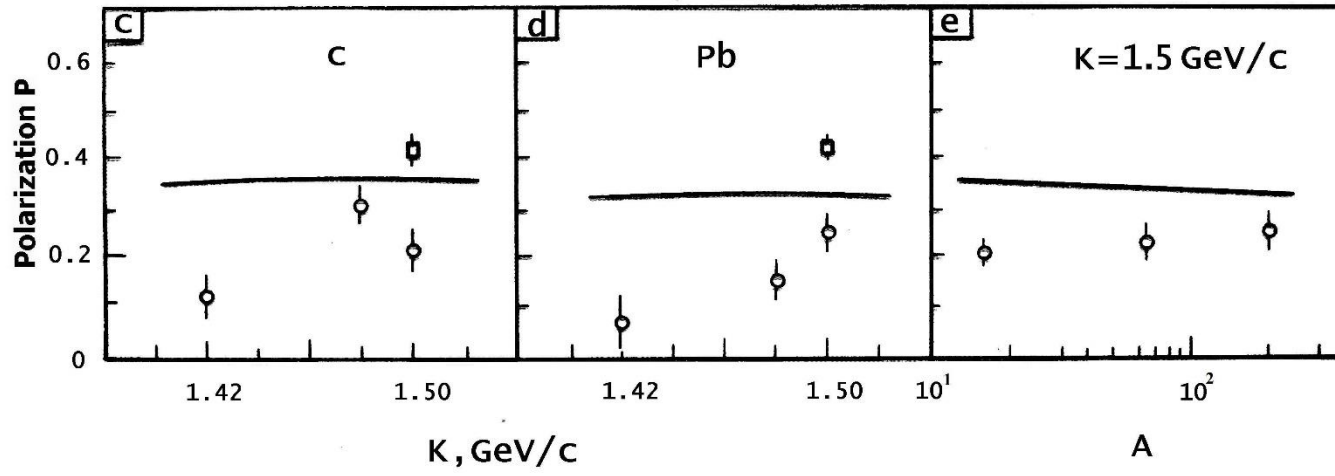
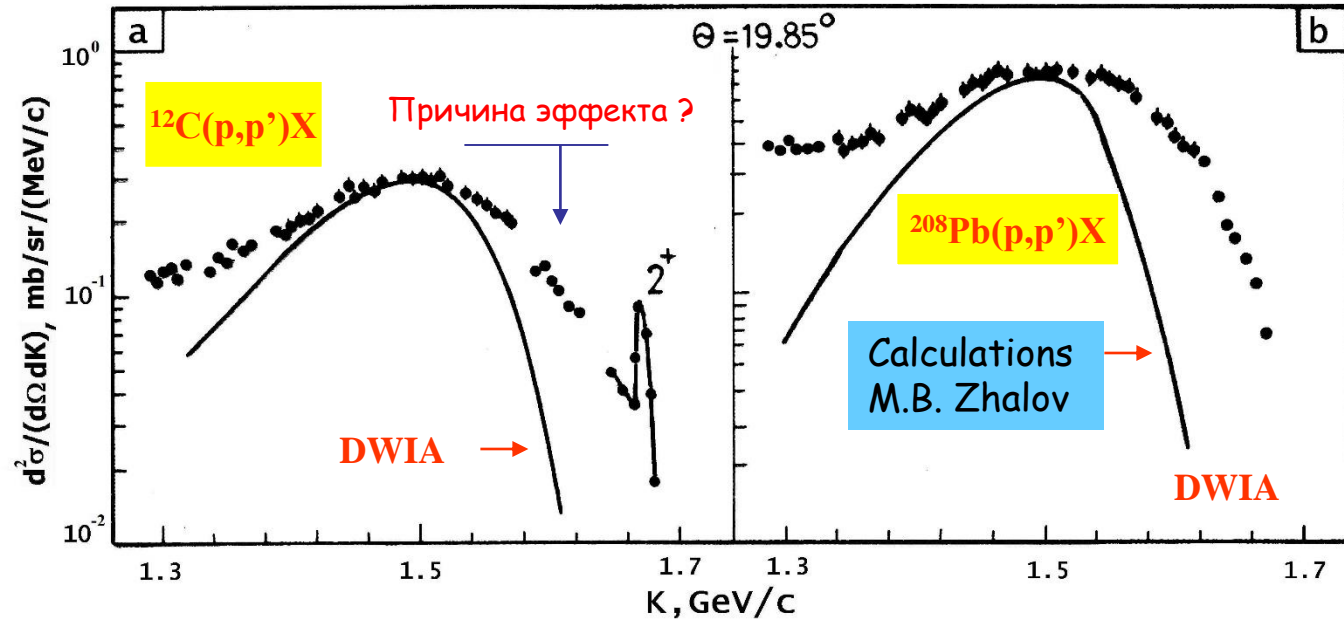
Абсолютные вероятности на нуклон для NN SRC,  $a_{2N}(A)$ , равны соответственно 0,15, 0,19 и 0,23 для ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  (таблица I).

В любой момент **число NN SRC** [которое **определяется как  $A / 2 a_{2N}(A)$** ] равно 0.12, 0.3, 1.2 и 6.4 в ядрах  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  соответственно.

# E12-06-105: Quark distributions of SRC

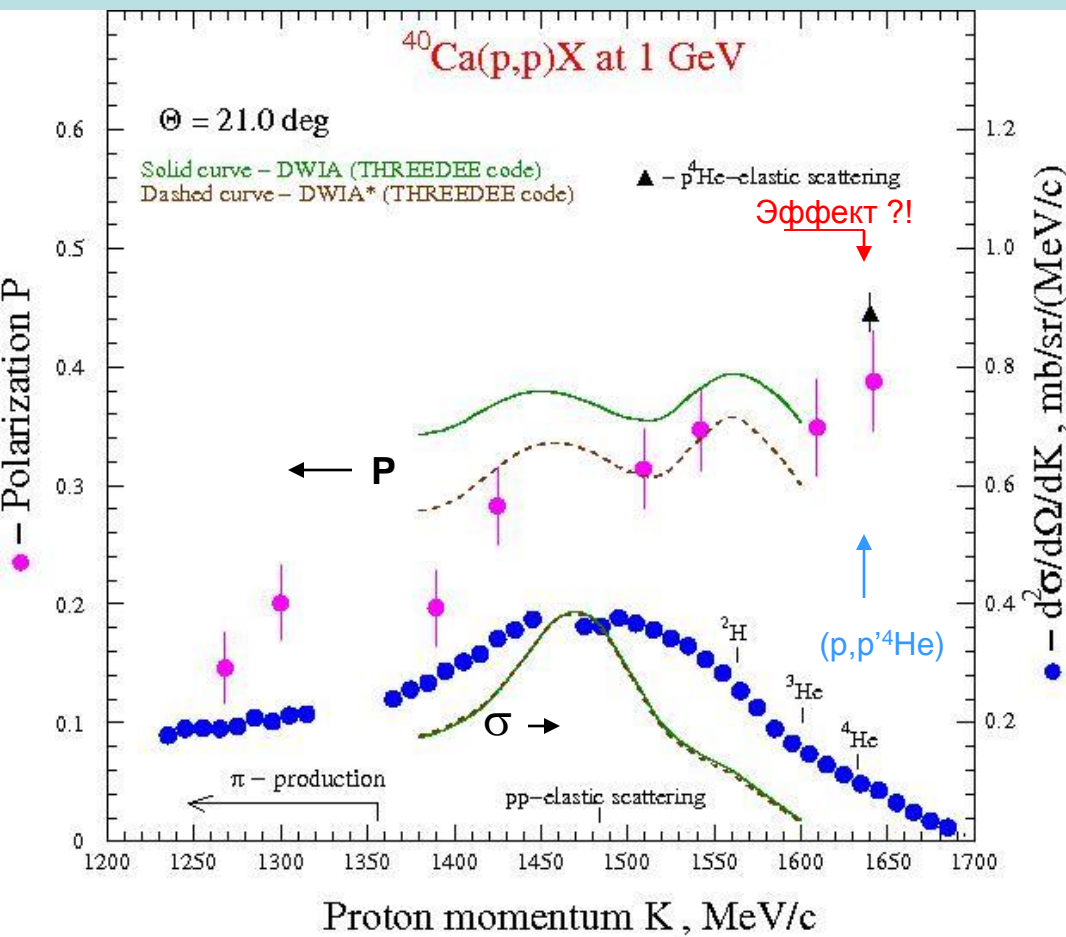
Spokespeople: J. Arrington (ANL), D. Day (UVa), N. Fomin (LANL), P. Solvignon (JLab)



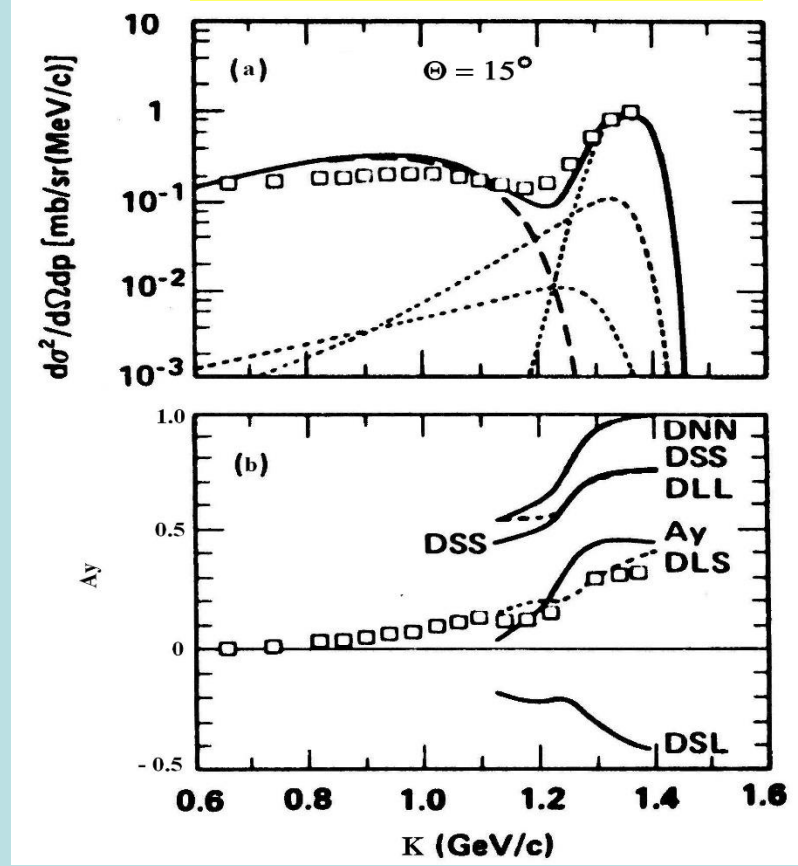


O.V. Miklukho et al., arXiv: 1103.6113v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011

R.D.Smith and J.Wallace, PRC (1985) 1654



**$p+C \rightarrow p+X$ , 800 MeV, LAMPF**



$^{12}\text{C}(p, p')X$  at 800 MeV

LAMPF

$^{40}\text{Ca}(p, p')X$  at 800 MeV

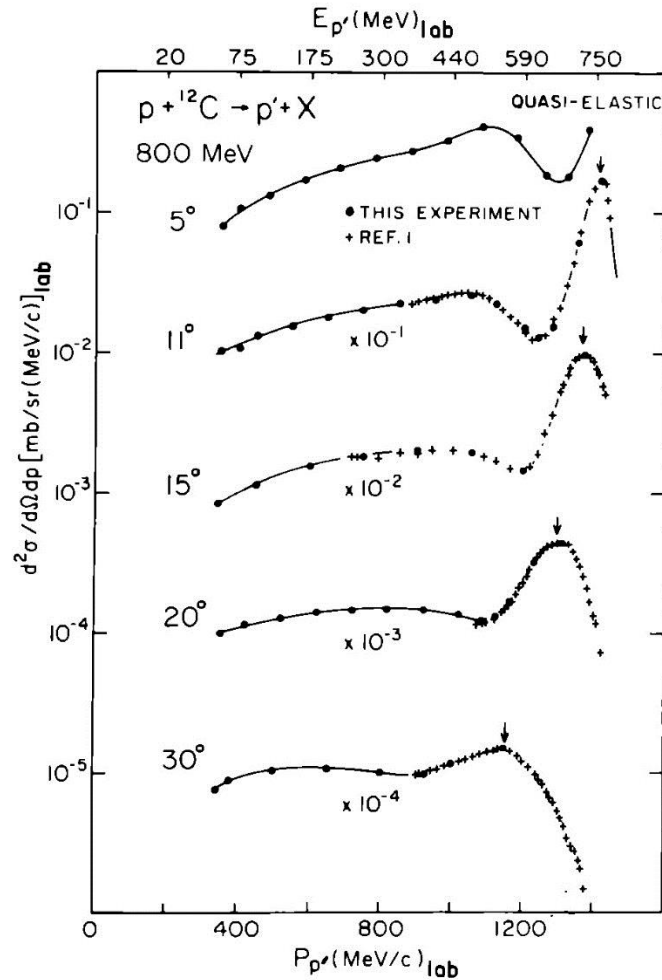


FIG. 3. Inclusive proton spectra for 800 MeV  $p+^{12}\text{C}$ . The curves are drawn to guide the eye.

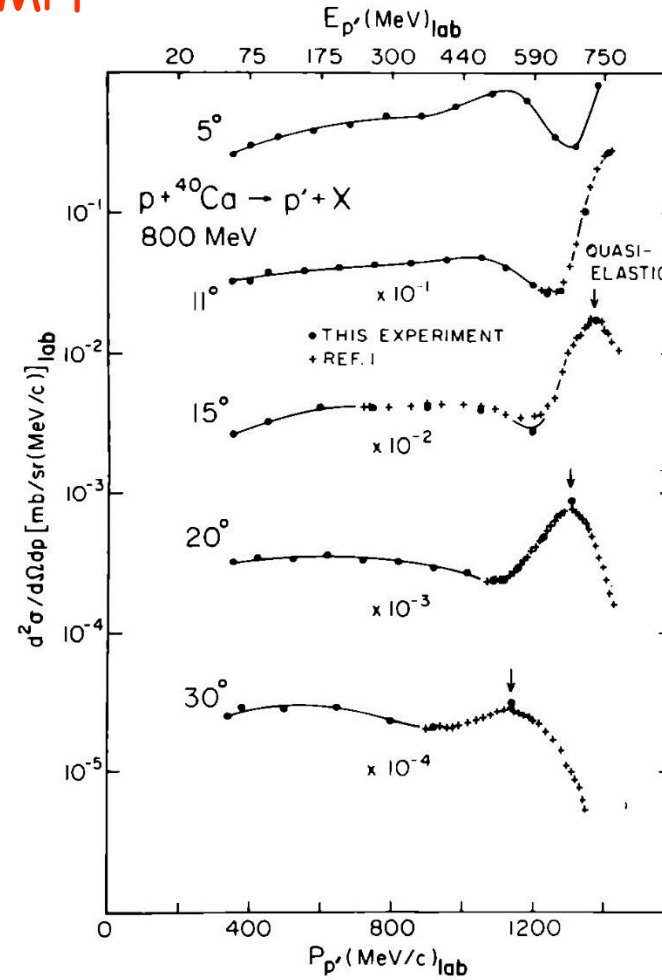
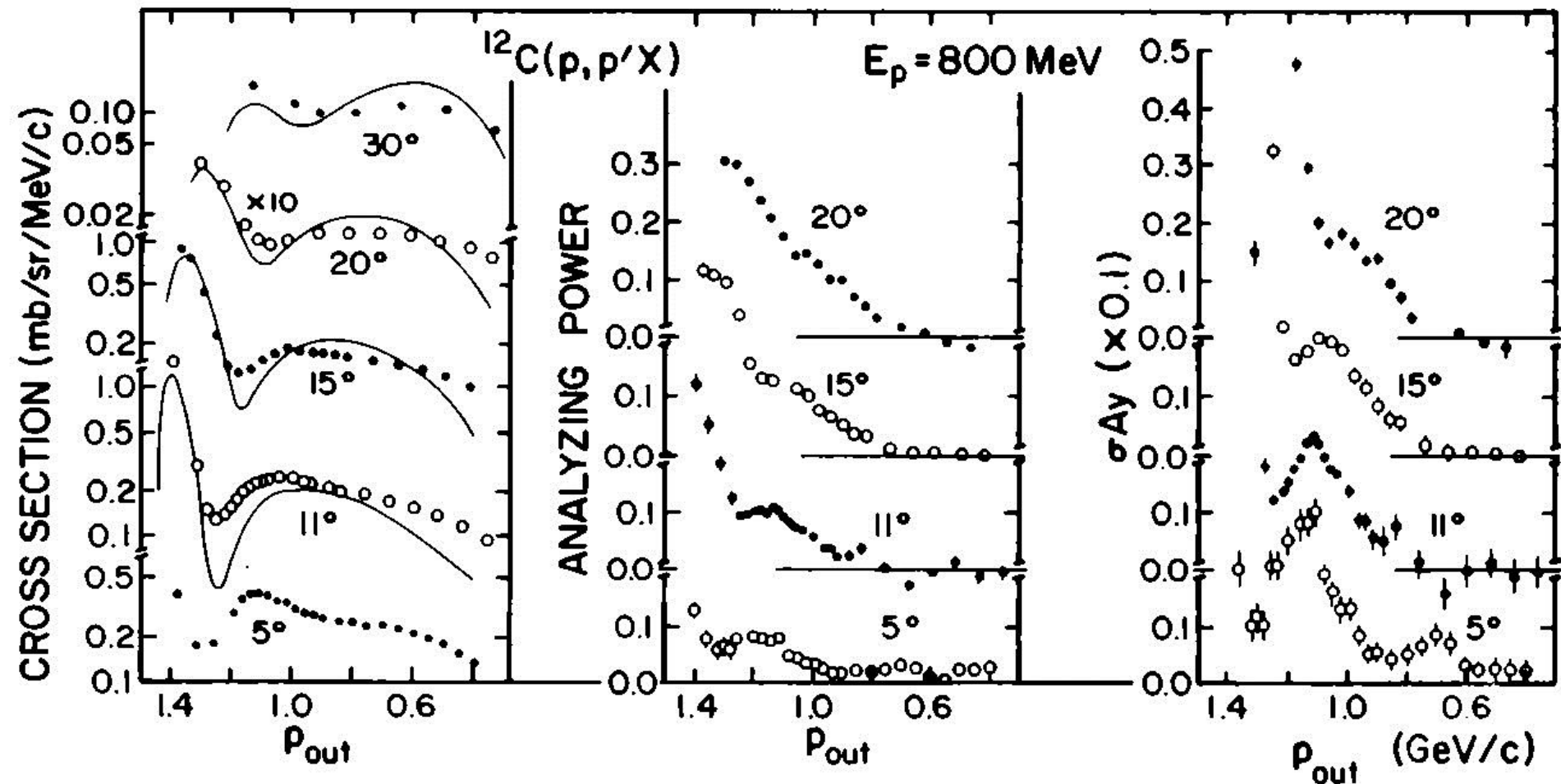
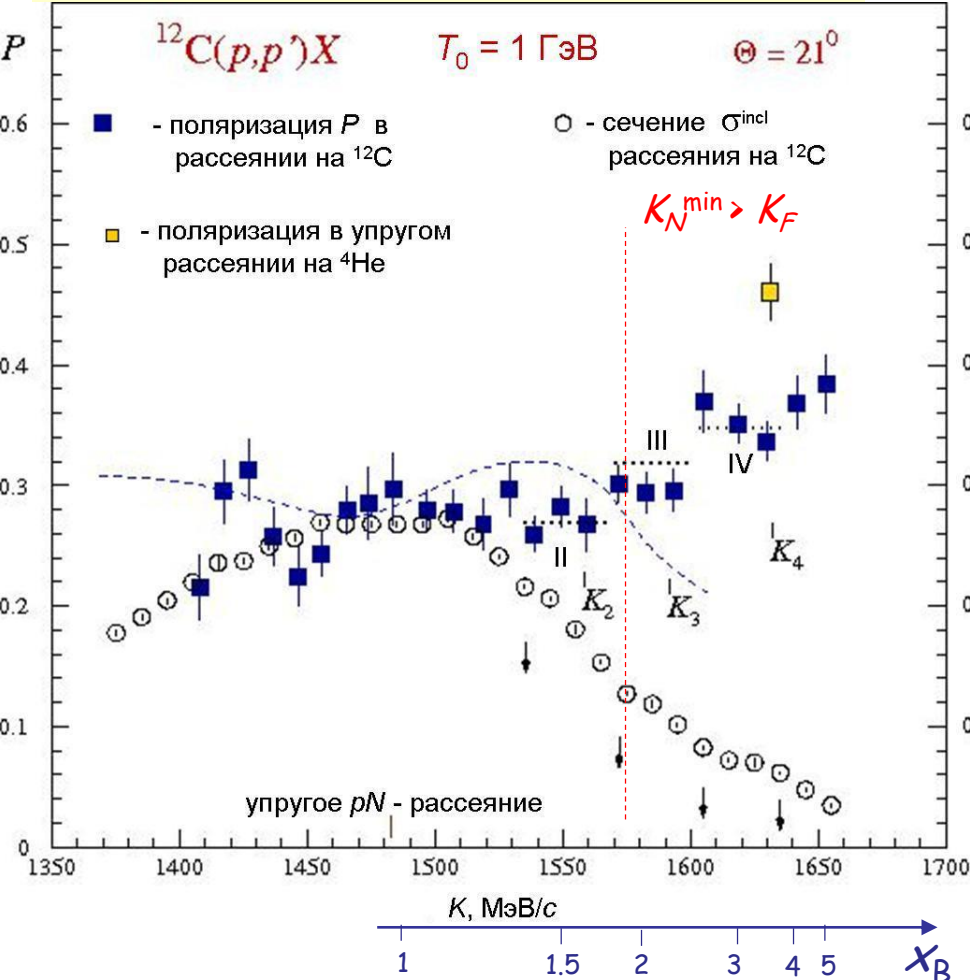


FIG. 4. Inclusive proton spectra for 800 MeV  $p+^{40}\text{Ca}$ . The curves are drawn to guide the eye.

$^{12}\text{C}(p, p')X$  at 800 MeV

# Структура в поляризации и сечении (импульсные интервалы II, III и IV) в (p, p')-реакции с ядрами при угле рассеяния $\Theta = 21^\circ$ ( $Q \sim 600$ МэВ/с)

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 80 (No. 2), 299 (2017); 81 (No. 3), (2018)



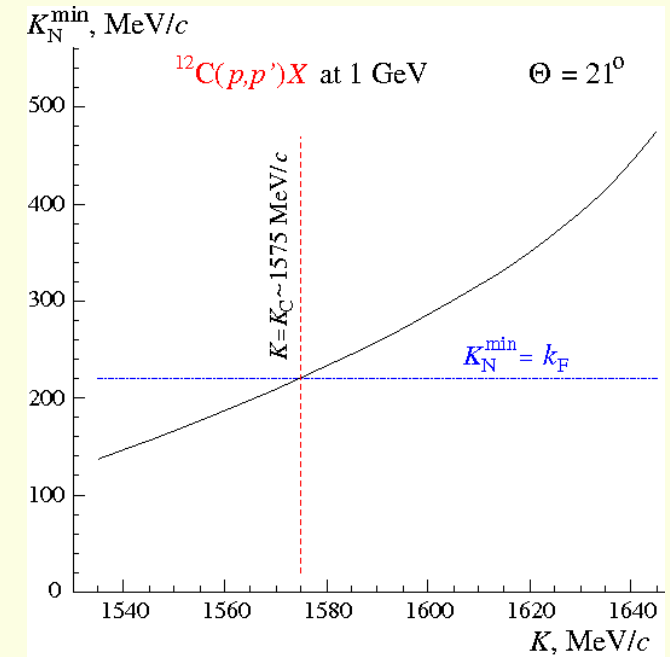
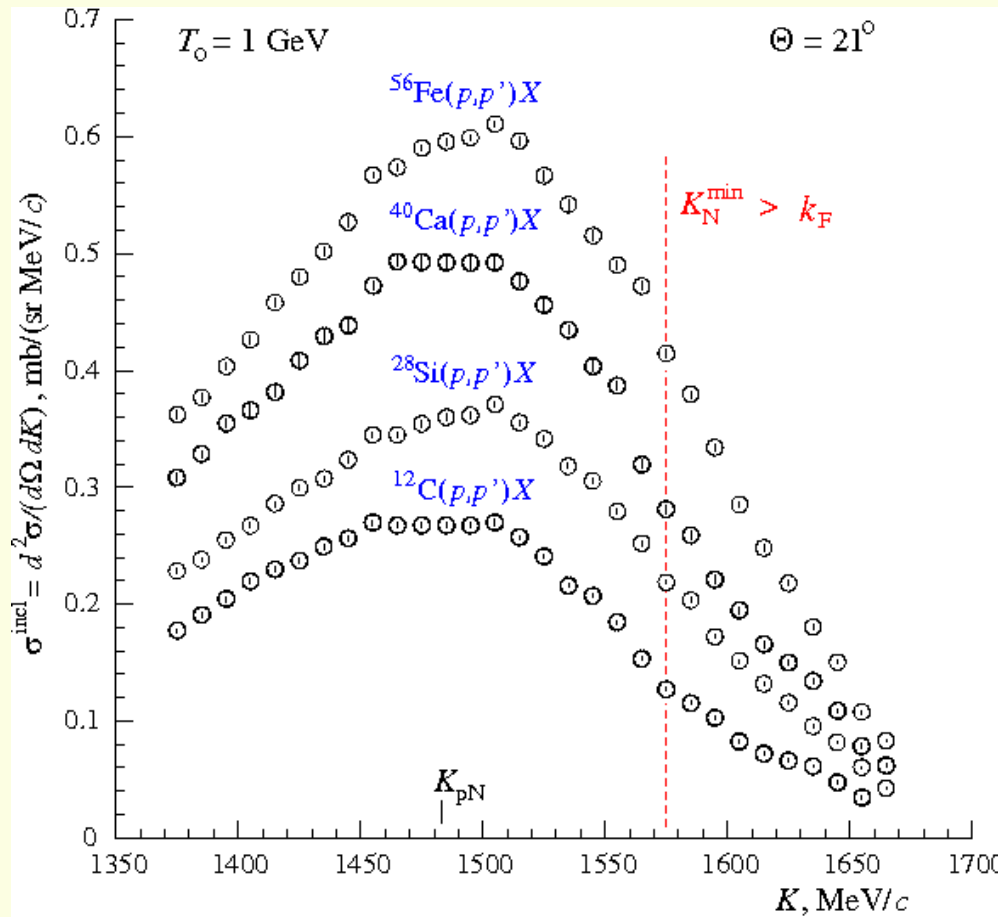
Начало каждого интервала связано с замедлением падения сечения в точках, отмеченных стрелками (выход на "плечо" в сечении). При этом происходит изменение поляризации в этих интервалах.

Импульс, соответствующий каждой стрелке, близок к максимуму квазиупругого пика в рассеянии на частице с массой существенно большей, чем масса нуклона. Причем при увеличении этого импульса масса частицы растет. Кинематические расчеты показывают, что массы частиц, на которых происходит рассеяние в интервалах II, III, IV, близки к массам ядер  $^2\text{H}$  (II),  $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$  (III),  $^4\text{He}$  (IV), которые состоят из двух, трех и четырех нуклонов.

Ширины интервалов определяются движением ядерных частиц.

Подобная структура наблюдается также в (p, p')-реакции с ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ .

Этими частицами могут быть нуклонные корреляции (кластеры) независимо от причины их происхождения. Массы этих частиц должны быть приблизительно кратны массе нуклона.



$K_N^{\text{min}}$  – минимальный импульс ядерного нуклона, при котором протон пучка рассеивается на нем с импульсом  $K$ .

- Систематика :
- $\delta\sigma/\sigma (\text{C}) = \pm 1.5\%$
  - $\delta\sigma/\sigma (\text{Si}) = \pm 3.4\%$
  - $\delta\sigma/\sigma (\text{Ca}) = \pm 3.5\%$
  - $\delta\sigma/\sigma (\text{Fe}) = \pm 4.2\%$

При  $K > K_C$  ядерные нуклоны имеют импульс больше, чем импульс Ферми.



## Анализ отношений сечений рассеяния на ядрах в рамках модели КНК

Основания:

Имеется кинематическая область, где импульс ядерного протона больше импульса Ферми (при  $K > \sim 1575 \text{ MeV/c}$  для ядра  $^{12}\text{C}$ ) и  $x_B = 1 \div 4$ .

Механизм реакции:

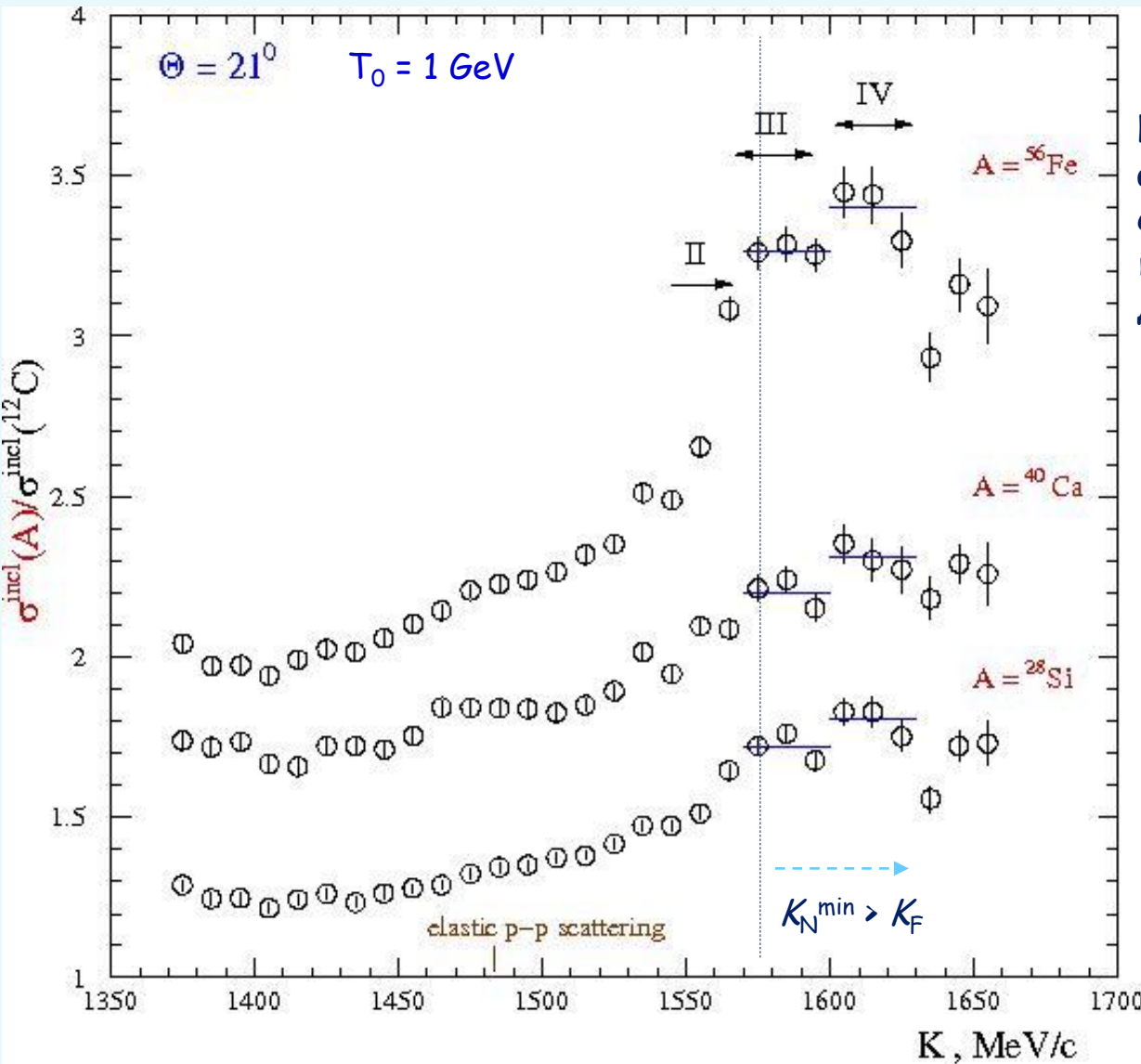
Упругое рассеяние на корреляции в ядерной среде.

$(\sigma_j'(A))$  - сечение упругого рассеяния на  $j$ -нуклонной корреляции с учетом искажения волн налетающего и рассеянного протонов в ядерной среде).

Число  $j$ -нуклонных корреляций в ядре  $A$ :  $A a_{jN}(A)/j$ .

Отношение сечений рассеяния на ядрах в области доминирования взаимодействия с  $j$ -нуклонной корреляцией.

$$\sigma_A/\sigma_{A'} = A/A' a_{jN}(A)/a_{jN}(A') \sigma_j'(A)/\sigma_j'(A').$$



Интервалы III и IV совпадают с аналогичными интервалами, определенными при анализе поляризации и сечений рассеяния для ядра  ${}^{12}\text{C}$ .

Средняя нуклонная плотность в ядре  ${}^{12}\text{C}$  меньше, чем в ядрах с  $A > 12$ .

**Систематика:**

$\delta\sigma/\sigma(\text{Fe}/\text{C}) = \pm 4.5\%$

$\text{Fe}/\text{C} = 56/12 = 4.67$

$\delta\sigma/\sigma(\text{Si}/\text{C}) = \pm 3.7\%$

$\text{Si}/\text{C} = 28/12 = 2.33$

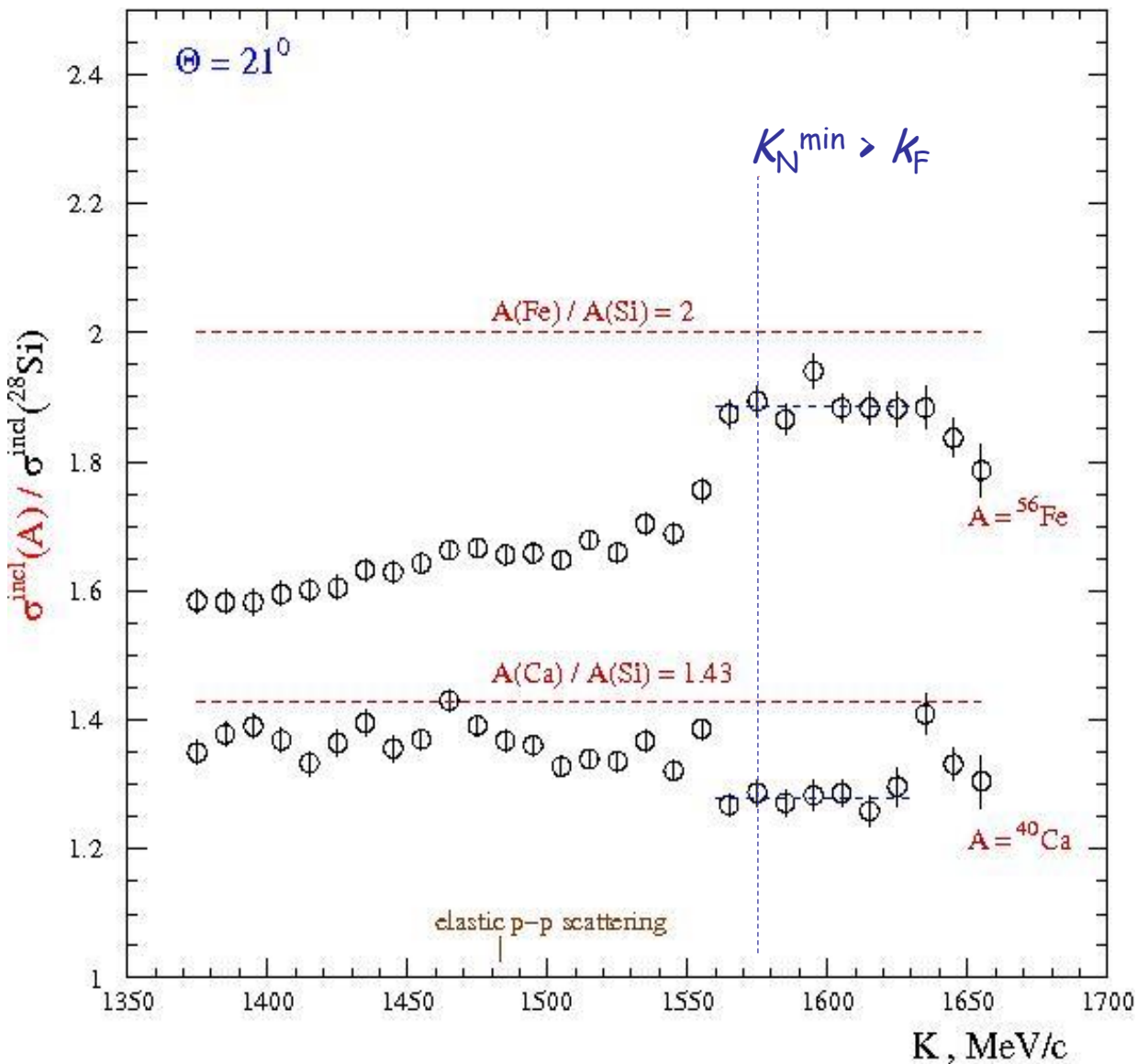
$\delta\sigma/\sigma(\text{Ca}/\text{C}) = \pm 3.8\%$

$\text{Ca}/\text{C} = 40/12 = 3.33$

$Q$  - practically constant ( $\sim 600 \text{ MeV}/c$ ) in the range  $1480 < K < 1650 \text{ MeV}/c$

$x_B = Q^2/2m_N\nu(K)$

$\sigma'_j(\text{Fe})/\sigma'_j(\text{C}) < \sigma'_j(\text{Ca})/\sigma'_j(\text{C}) < \sigma'_j(\text{Si})/\sigma'_j(\text{C}) < 1$



Наблюдается независимость отношений сечений от  $K$  в интервале  $K \approx 1565 \div 1635$  МэВ/с.

Средняя нуклонная плотность в ядрах с  $A \geq 28$  одинакова.

Возможно уже с  $A = 28$  наступает насыщение ядерных сил.

**Систематика :**

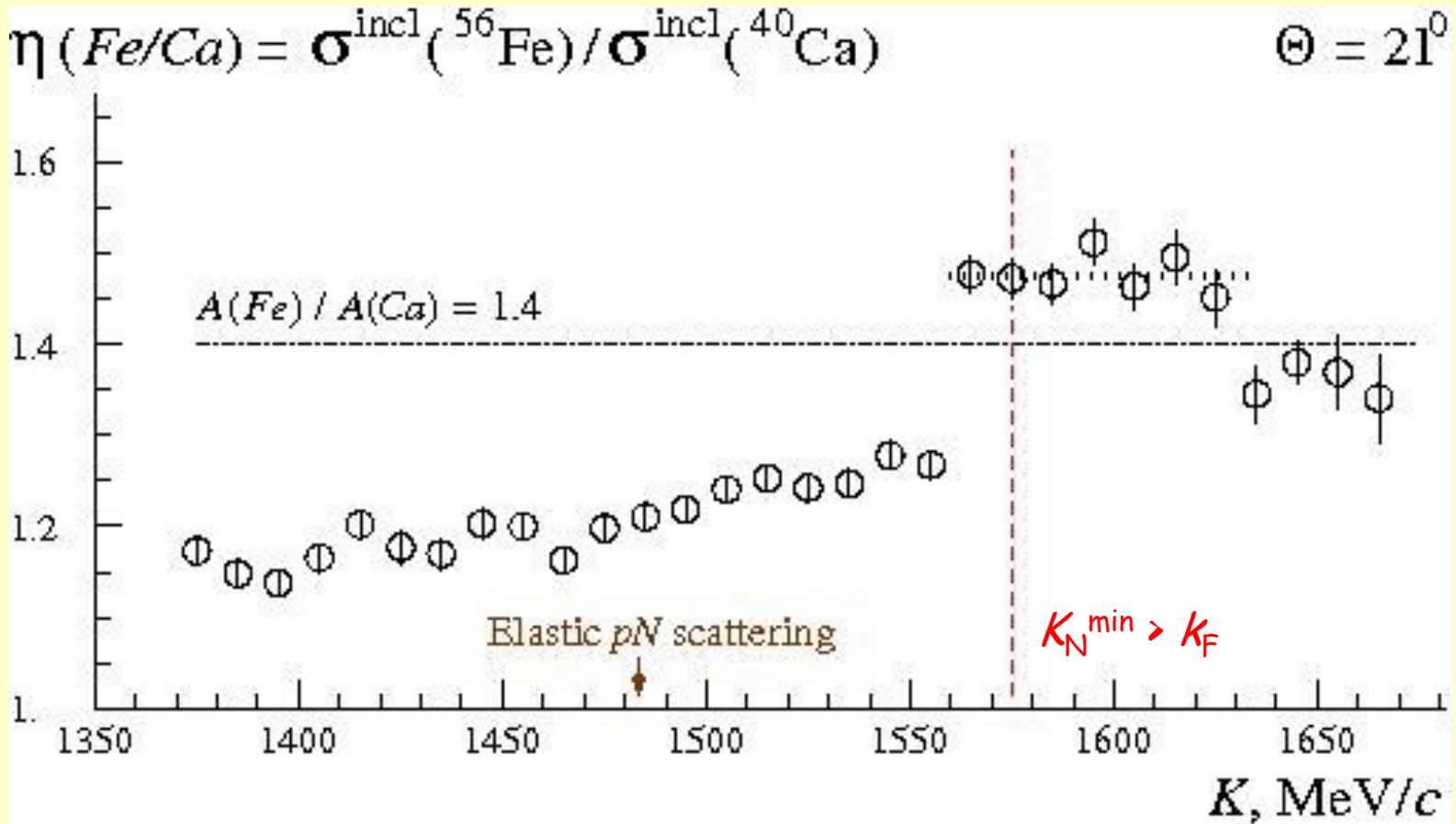
$$\delta\sigma/\sigma(\text{Fe/Si}) = \pm 5.4\%$$

$$\delta\sigma(\text{Fe/Si}) = \pm 0.10$$

$$\delta\sigma/\sigma(\text{Ca/Si}) = \pm 4.9\%$$

$$\delta\sigma(\text{Ca/Si}) = \pm 0.07$$

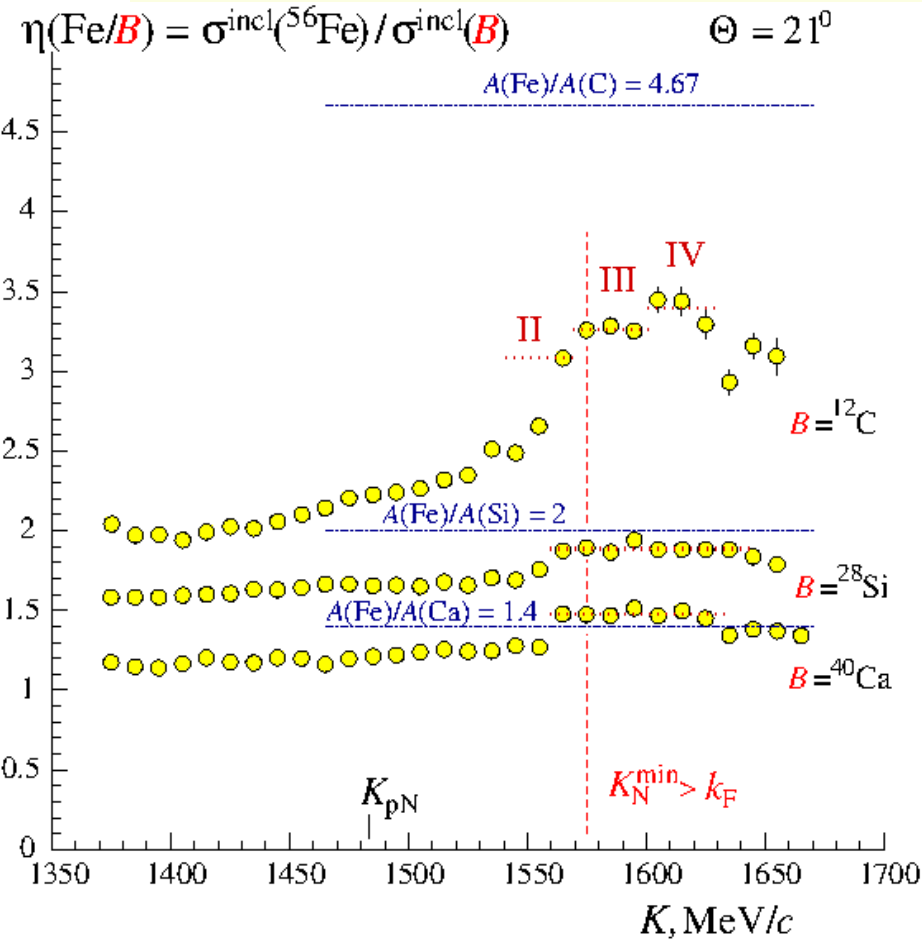
$$\sigma_j'(\text{Fe})/\sigma_j'(\text{Si}) < \sigma_j'(\text{Ca})/\sigma_j'(\text{Si}) < 1$$



$$\sigma_j'(Fe) / \sigma_j'(C) < \sigma_j'(Fe) / \sigma_j'(Si) < \sigma_j'(Fe) / \sigma_j'(Ca) < 1$$

Систематика :

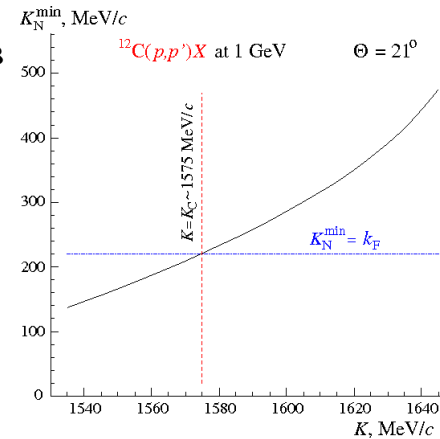
$$\delta\sigma / \sigma(Fe/Ca) = \pm 5.5\%, \quad \delta\sigma(Fe/Ca) = \pm 0.08$$



Наблюдается независимость величины отношений сечений рассеяния  $\eta(\text{Fe}/\text{C})$  в импульсных интервалах **III**, **IV** и  $\eta(\text{Fe}/\text{Si})$ ,  $\eta(\text{Fe}/\text{Ca})$  в области  $K = 1560 - 1635 \text{ МэВ}/c$ .

Интервалы **III** и **IV** для отношения  $\eta(\text{Fe}/\text{C})$  совпадают с аналогичными интервалами, наблюдаемыми в поляризации и сечении для реакции  $(p, p')$  с ядром  $^{12}\text{C}$  и предположительно соответствующими рассеянию на трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях.

**Кинематика для угла  $\Theta = 21^\circ$ :** в области  $K = K_{\text{pN}} \div 1650 \text{ МэВ}/c$   $Q \approx 600 \text{ МэВ}/c$  и переменная Бьеркена  $x_{\text{B}} = Q^2 / 2m\nu(K)$  определяется только величиной импульса  $K$  и изменяется в интервале 1-5.



Модель КНК (JLAB, PRL 96, 082501 (2006)):  $\sigma_{\text{A}}(Q^2, x_{\text{B}}) = A \sum_{j=2} (a_j(A)/j) \sigma_j(Q^2, x_{\text{B}})$

Отношение сечений в  $j$ -интервале:  $(\sigma_{\text{Fe}}/\sigma_{\text{A}})_j = (\text{Fe}/A) [a_j(\text{Fe}) / a_j(A)] [\sigma_j'(\text{Fe}) / \sigma_j'(A)]$ .

Отношение вероятностей возникновения  $[a_j(\text{Fe}) / a_j(A)] \sim \langle \rho_{\text{Fe}}^j(r) \rangle / \langle \rho_{\text{A}}^j(r) \rangle \sim (1 + \beta)^j$ ,  $j$ -корреляции в ядрах Fe и A:  $\beta \geq 0$ .

# Back Slides

# Планируемые $(p, p')$ -эксперименты с ядрами при угле рассеяния $\Theta = 24.5^\circ$ ( $Q \sim 700$ МэВ/с)

Исследование ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca}$  (измерение поляризации и сечений) и ядер  $^9\text{Be}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  (измерение сечений).

\* Обозначится интервал  $\Pi$  в отношениях сечений рассеяния  $\eta(A/C)$ , соответствующий рассеянию на двухнуклонных корреляциях.

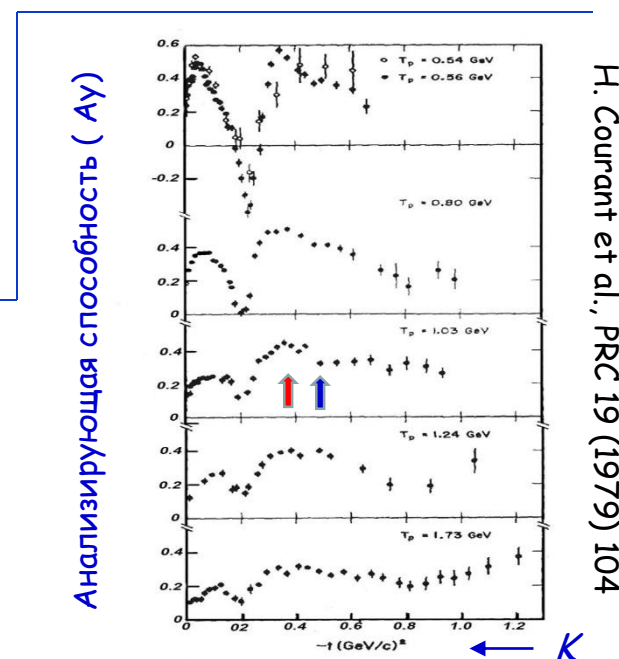
Это позволит более надежно определить вероятность возникновения двухнуклонных корреляций  $a_2(A)$  в ядре  $A$ , используя значение  $a_2(C)$  для ядра  $^{12}\text{C}$ , найденное в ПИЯФ в  $(p, 2p)$ -эксперименте  $a_2(^{12}\text{C}) = 0.194 \pm 0.023$  (Proc. of the Workshop DSPIN-13, 247 (2014)).

Основываясь на данных эксперимента при угле рассеяния  $\Theta = 21^\circ$ : для  $A = ^{56}\text{Fe}$  вероятность  $a_2(^{56}\text{Fe}) = 0.219 \pm 0.027$ .

$(e, e')$ -эксперимент в JLAB :  $a_2(^{56}\text{Fe}) = 0.227 \pm 0.047$ .

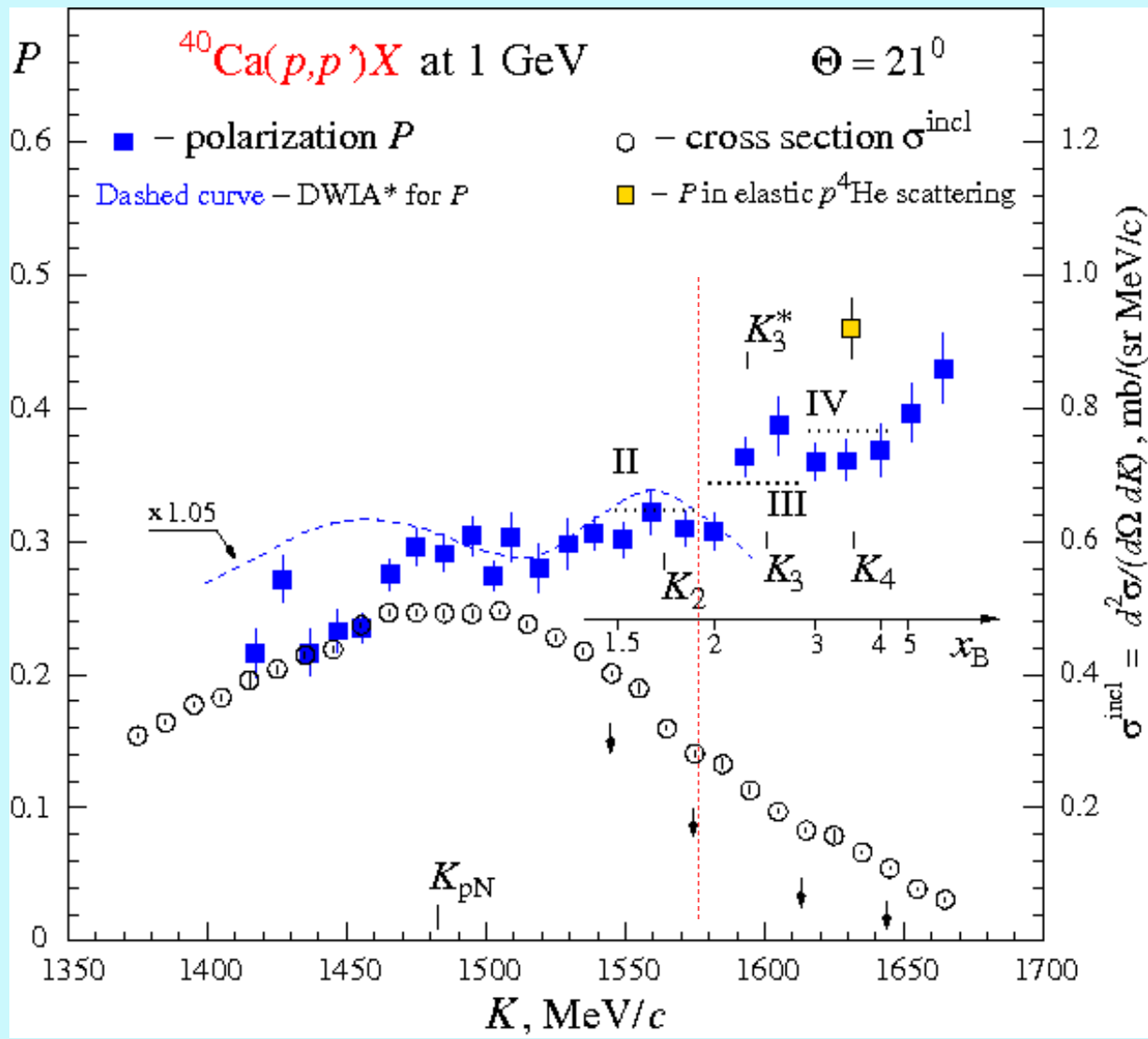
\* В пределах импульсных интервалов, соответствующих рассеянию на различных корреляциях, поляризация будет расти с импульсом.

Проведен пробный  $(p, p')$ -эксперимент с ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  под углом рассеяния  $\Theta = 24.5^\circ$ .



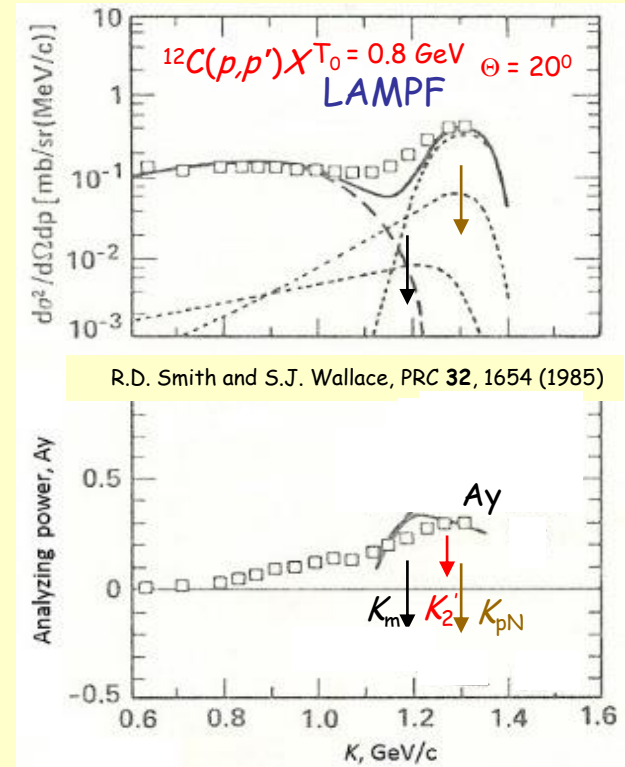
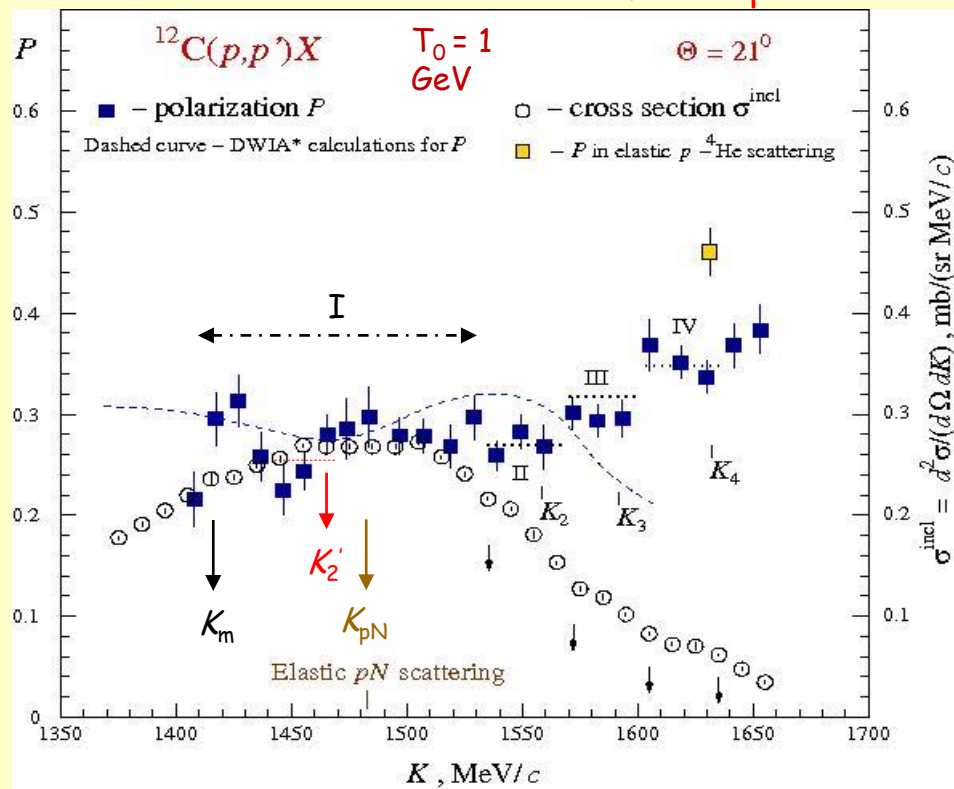
Упругое рассеяние протонов на ядрах  $^4\text{He}$

# Результаты $(p, p')$ -эксперимента с ядром $^{40}\text{Ca}$





O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 80 (№ 2), 299 (2017)

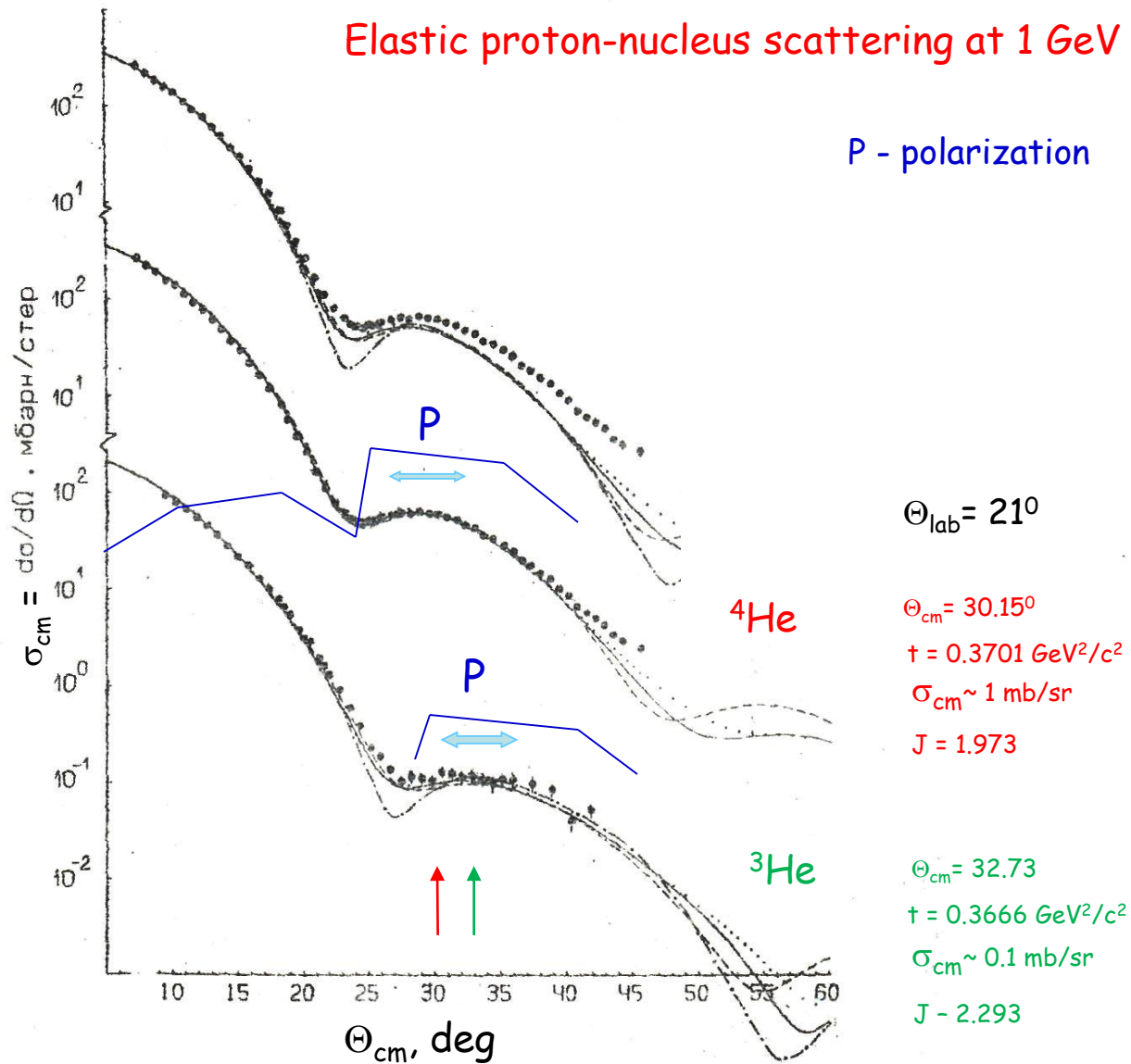


\* В области I, где сечение реакции  $(p, p')$  имеет большие значения, вклад многоступенчатых процессов выбивания нуклонов из ядра может быть заметным. Импульс рассеянного протонов в этих процессах меньше, чем в одноступенчатой  $(p, p')$ -реакции, которая исследуется. Это искажает гладкую форму сечения при  $K = K_m$ , отмеченном стрелкой. При  $K < K_m$ ,  $P$ , а также  $A_y$ , падают. Мы наблюдаем заметный минимум в  $P$  между импульсами  $K_m$  и  $K_{pN}$ . Мы не видим такого минимума в  $A_y$  при  $T_0 = 0.8$  ГэВ/с как в экспериментальных, так и в теоретических данных.

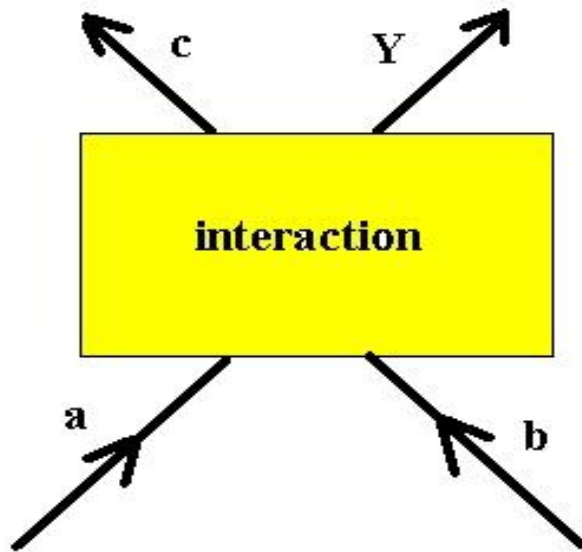
\* Этот минимум, возможно, обусловлен рассеянием на двухнуклонной корреляции, приводящим к ее распаду на два нуклона.  $P$  в этом процессе может быть существенно меньше, чем в квазиупругом рассеянии на некоррелированном нуклоне (см. интервал II).

\* В SRC-подходе два нуклона, принадлежащих двухнуклонной корреляции, имеют противоположно направленные импульсы почти равной величины, большей, чем величина импульса Ферми  $\sim 250$  МэВ/с (кинетическая энергия  $\sim 35$  МэВ). Импульс  $K_2'$  был определен в кинематической программе при энергии возбуждения остаточного ядра  $\sim 2 \times 35 = 70$  МэВ.

### Elastic proton-nucleus scattering at 1 GeV



Consider the reaction  $\mathbf{a} + \mathbf{b} \rightarrow \mathbf{c} + \mathbf{Y}$ . The picture below depicts this process with the time axis running vertically. Whatever the interactions are in the interaction region, we know that the conservation laws of momentum and energy produce relationships between the energies and momenta.



The 4-momenta are

$$\mathbf{p}_a^\mu = (E_a, \vec{p}_a), \quad \mathbf{p}_b^\mu = (E_b, \vec{p}_b)$$

$$\mathbf{p}_c^\mu = (E_c, \vec{p}_c), \quad \mathbf{p}_Y^\mu = (E_Y, \vec{p}_Y)$$

Conservation of 4 momenta means

$$\mathbf{p}_a^\mu + \mathbf{p}_b^\mu = \mathbf{p}_c^\mu + \mathbf{p}_Y^\mu, \text{ or}$$

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_Y, \text{ and } E_a + E_b = E_c + E_Y$$

and

$$E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$$

We will suppose that particle a is the projectile and b is the target. If we measure the 4-momentum of outgoing particle c, then we know what the 4-momentum of Y is using the energy-momentum conservation laws. We define new variables to indicate the 4 momentum transfer in the process.

$$\mathbf{p}_a^\mu - \mathbf{p}_c^\mu = \mathbf{p}_Y^\mu - \mathbf{p}_b^\mu, \text{ let } \mathbf{q}^\mu = (\omega, \vec{q})$$

with

$$\omega = E_a - E_c, \text{ and, } \vec{q} = \vec{p}_a - \vec{p}_c$$

## Elastic Scattering

Consider the case of elastic scattering,  $a = c$ , and the target  $b$  is stationary, then,

$$\omega = E_Y - m_b, \text{ or}$$

$$\omega = \sqrt{m_b^2 + q^2} - m_b, \text{ where}$$

$$q^2 = \vec{q} \bullet \vec{q}, \text{ thus}$$

$$\omega + m_b = \sqrt{m_b^2 + q^2}, \text{ squaring we get,}$$

$$m_b^2 + \omega^2 + 2m_b \omega = m_b^2 + q^2$$

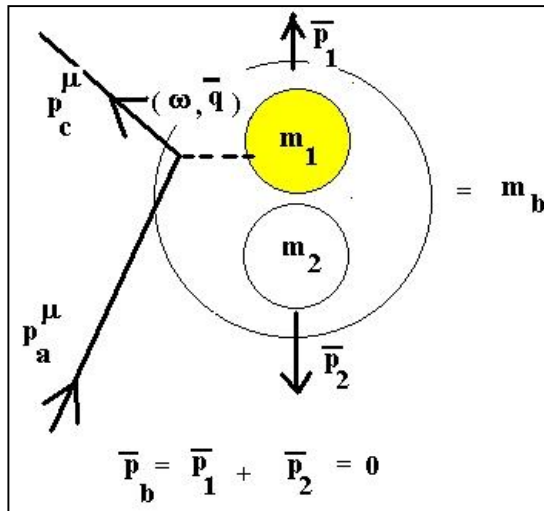
$$2m_b \omega = q^2 - \omega^2 = -q_\mu q^\mu \equiv Q^2,$$

so for elastic scattering we note that

$$\frac{Q^2}{2m_b \omega} = 1.$$

## Scattering from Constituents

We imagine that the target consists of two pieces, that is, it has substructure. The incident particle, a, scatters off component 1, where we assume that the whole 4 momentum lost by a is transferred to particle 1.



$$m_b = \sqrt{m_2^2 + p_1^2} + \sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \Delta(p_1)$$

$\Delta(0)$  is the reaction Q - value when  $p_1 = 0$ . The final state Y consists of  $m_1$  with momentum  $\vec{p}_1 + \vec{q}$ , and  $m_2$  with momentum  $-\vec{p}_1$  so that the total momentum of Y is  $p_Y = \vec{p}_1 + \vec{q} - \vec{p}_1 = \vec{q}$ . The energy of Y is

$$E_Y = \sqrt{m_2^2 + p_1^2} + \sqrt{m_1^2 + (\vec{p}_1 + \vec{q})^2}$$

thus,  $(\omega, \vec{q}) = (E_Y - m_b, p_Y)$

We can expand the equation for the energy transfer to arrive at

$$Q^2 \equiv q^2 - \omega^2, \text{ and}$$

$$\frac{Q^2}{2m_1\omega} = \sqrt{1 + \frac{p_1^2}{m_1^2}} - \frac{\vec{q} \cdot \vec{p}_1}{m_1\omega} - \frac{\Delta^2(p_1)}{2m_1\omega} + \frac{\Delta(p_1)}{\omega} \sqrt{1 + \frac{(\vec{p}_1 + \vec{q})^2}{m_1^2}},$$

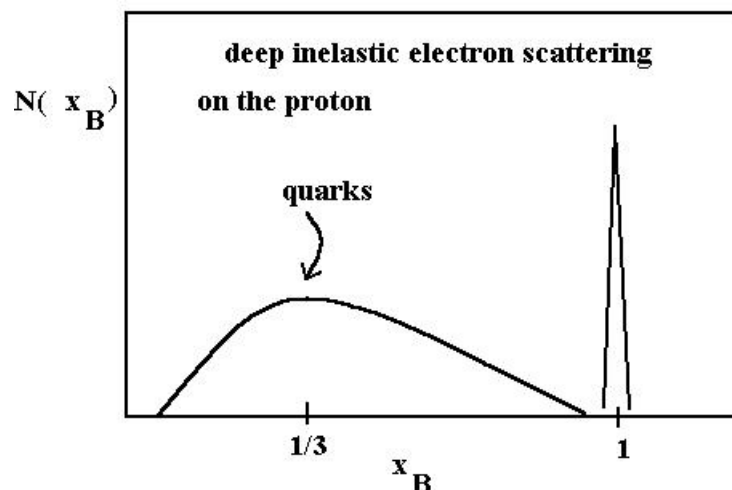
call  $x_B = \frac{Q^2}{2m_p\omega}$  the Bjorken x value where  $m_p$  is the mass of the proton. For elastic scattering on the proton  $x_B = 1$ .

As  $p_1 \rightarrow 0$ ,  $x = \frac{Q^2}{2m_1\omega} = 1 + \frac{\Delta(0)}{\omega} \left(1 - \frac{\Delta(0)}{2m_1}\right)$ , and  $\Delta(0) < 0$ .

The condition where  $x$  is approximately 1 is called quasi-elastic scattering. In this kinematical condition particle loses an energy and suffers a 3-momentum change consistent with scattering off an object with the mass of constituent 1. In the case of electrons scattering off a nucleus a broad peak appears at approximately  $x = 1$  when we set mass 1 equal to the proton mass (then the  $x$  value is the Bjorken  $x$ ).

If we only measure the scattered electron energy, then the measurement is called an inclusive experiment. These are also called "single-arm" measurements. If we measure the scattered electron in coincidence with another particle, say mass 1, then we call the measurement "exclusive". Exclusive experiments are necessarily coincidence experiments.

If the spectrum of high energy electrons scattered off the proton is measured and we plot the number scattered as a function of the Bjorken  $x$  variable we obtain a result similar to that seen below. A broad peak appears at **x-Bjorken** of about 1/3. If we interpret this bump as due to elastic scattering, then we would have to assume that the electrons are elastically scattering off constituents of the proton of mass about 1/3 the proton mass. That is, if we had used 1/3 the proton mass for the mass 1 constituent then the bump would appear at  $x = 1$ . The quasi-elastic scattering on the quarks produces a broad spectrum for the same reason that the quasi-elastic scattering on protons in the nucleus produces a broad spectrum. Namely, the constituents receiving the 4-momentum transfer are in motion.



So generally speaking if we plot the scattered electron energy, for any sort of target we can conclude that the different values of **the Bjorken  $x$**  correspond to different masses of the constituents absorbing the transferred 4-momentum:

**$x_B < 1$  means scattering on a constituent less massive than the proton**

**$x_B = 1$  means scattering on a constituent about as massive as the proton**

**$x_B > 1$  means scattering on a constituent more massive than the proton, such as a correlated pair of nucleons.**

If we see a peak in the spectrum of  $N(x_B)$  vs  $x_B$  at a location  $x'_B$ , then a kinematical interpretation of the peak is that electrons are scattering off a constituent with a mass  $m_1 = x'_B \cdot m_p$ .

## Missing momentum and missing energy

In an exclusive reaction (a coincidence measurement such as  $A(e,e'p)B$ ) we measure the energy of the scattered electron and this tells us the 4-momentum absorbed by the target. In addition, we also measure the 4-momentum of one of the particles ejected from the target. The missing momentum is simply the momentum we did not explicitly measure. We know what it is, of course, because we have conservation of 4-momentum. The same argument applies to the missing energy.

**Measuring the outgoing electron's energy we determine the 4 - momentum transferred.**

$$q^\mu = (\omega, \vec{q}).$$

**Measuring the 4 - momentum of the knocked out proton ,  $(E_p, \vec{p}_p)$  we deduce that the missing 4 - momentum is**

$$p_x^\mu = (\omega - E_p, \vec{q} - \vec{p}_p)$$

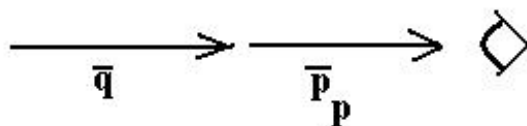
In the simple minded picture, we have of scattering from a single constituent (the impulse approximation) the missing momentum of the undetected fragment ( $x = 2$  in our diagram above) is the negative of the momentum our detected proton had in the nucleus before it absorbed the transferred 4-momentum from the electron.



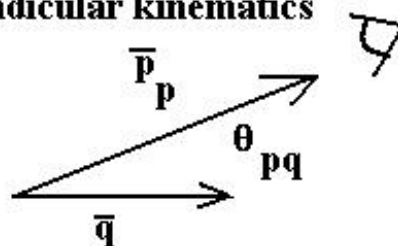
## Parallel and Perpendicular Kinematics

If we detect the proton knocked out of the nucleus along the direction of the 3-momentum transfer, we refer to this as parallel kinematics. The definition of perpendicular kinematics is not so sharply made. Basically, perpendicular kinematics is not parallel kinematics. It is not required that the proton be detected at 90 degrees to the three momentum transfer. In parallel kinematics we can separate the longitudinal and transverse response functions. In perpendicular kinematics we determine the longitudinal-transverse interference response function.

**parallel kinematics**



**perpendicular kinematics**



$\theta_{pq}$  is normally large, but not necessarily 90 degrees