

# **Короткодействующие ядерные силы: эксперимент против мифологии**

***В.И. Кукulin***

Семинар НИИЯФ МГУ  
15 января 2013 г.

# Современная ситуация в экспериментальной и теоретической ядерной физике

- Последние 20 лет в экспериментальной ядерной физике ознаменовались огромным прогрессом в технике измерений, точности экспериментальных данных, а также беспрецедентно высокой статистикой измерений. Стали уже привычными измерения тройных совпадений,  $4\pi$ -геометрии, почти повсеместный переход к эксклюзивной постановке экспериментов.
- В итоге этого прогресса очень многие экспериментальные данные, полученные в прошлые годы с малой статистикой, в инклузивной постановке и в очень малом угловом диапазоне, были измерены заново с гораздо более высокой точностью и надежностью.
- В результате оказалось, что очень многие теоретические концепции и модели, которые объясняли прежние весьма грубые инклузивные экспериментальные данные, оказались в сильном расхождении с современными высокоточными измерениями и должны быть заменены альтернативными подходами.

- При экспериментальных и теоретических исследованиях процессов, связанных с большими передачами импульса при рассеянии быстрых адронов на ядрах, основные пионерские работы были выполнены в СССР в 70-е – 80-е годы XX века в Дубне, ИТЭФе, ЛИЯФе и др.
- И только спустя многие годы, уже в начале 2000-х, эти пионерские результаты были осознаны и поняты по-настоящему в США, и сейчас в двух основных американских ускорительных центрах – в Брукхейвене и Джофферсоновской лаборатории – развернулись интенсивные экспериментальные исследования короткодействующих корреляций в ядрах, в процессах типа  $A(p,ppn)$ ,  $A(\pi^+,pn)$ ,  $A(e,e'pp)$  и т.д. в 4 $\pi$ -геометрии и с регистрацией тройных совпадений.

- Помимо этого, был достигнут большой прогресс в теории. Стали возможными точные расчеты реакций с тремя и даже четырьмя частицами с учетом всей сложности ядерных сил, включая и ЗН-взаимодействия.
- При тщательном сравнении многих теоретических предсказаний с экспериментальными данными оказалось, что **имеющаяся теория не только не может количественно описать экспериментальные данные, но во многих случаях даже не в состоянии передать основные тренды, видимые в эксперименте.**

# Современные проблемы в теоретическом описании короткодействующей ядерной силы

Summary  
of modern view:

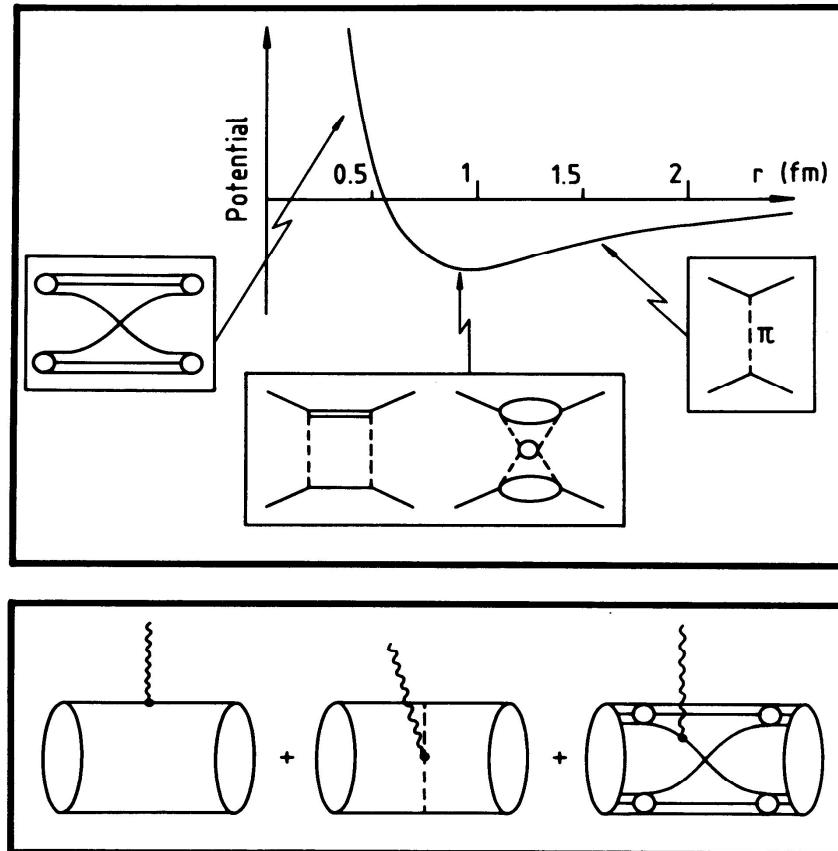


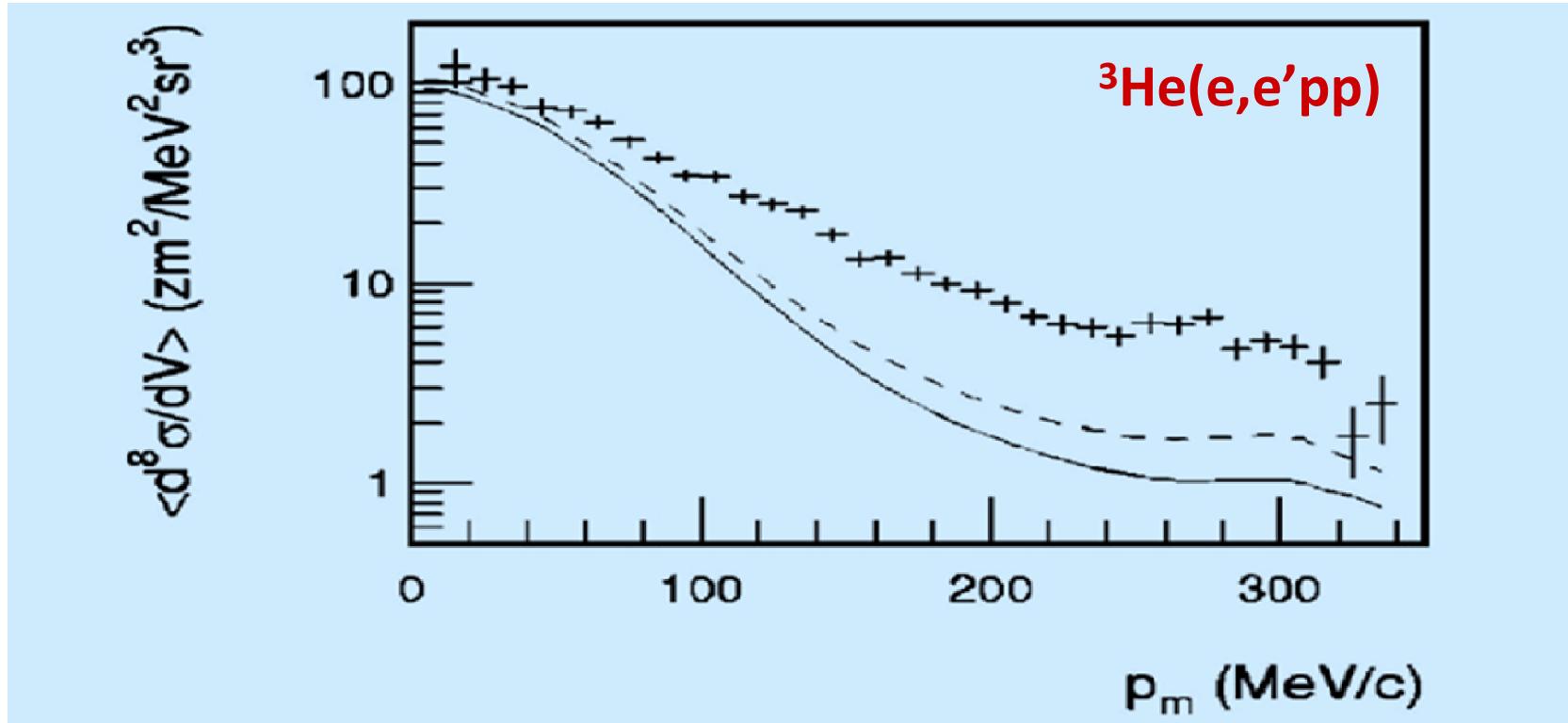
FIGURE 1

The nucleon-nucleon potential and the dominant driving terms. They must be iterated to obtain the full T-matrix. At long distance the pion exchange mechanism dominates. At intermediate distance a  $\Delta$  can be created between the exchange of two pions. At short distance heavy mesons can be exchanged, but also the subnuclear degrees of freedom are expected to play a role : the Quark Interchange Mechanism is one possible example. When the electromagnetic probe interacts with the nucleon current in nuclei, gauge invariance requires also its interaction with each charged particle which is exchanged in the driving terms.

- EFT позволяет вычислить по теории возмущений дальнодействующие вклады, а короткодействующие вклады “загоняются” в константы, которые подгоняются к экспериментальным данным.
- В ОВЕ-моделях имеются большие расхождения с последовательной теорией для констант обрезания  $\Lambda_{\pi NN}$ ,  $\Lambda_{\pi N\Delta}$ ,  $\Lambda_{\rho NN}$  и т.д.
- Кварковые модели для  $NN$ -взаимодействия пока не достигли количественного уровня предсказаний, но предсказывают важные симметрии.

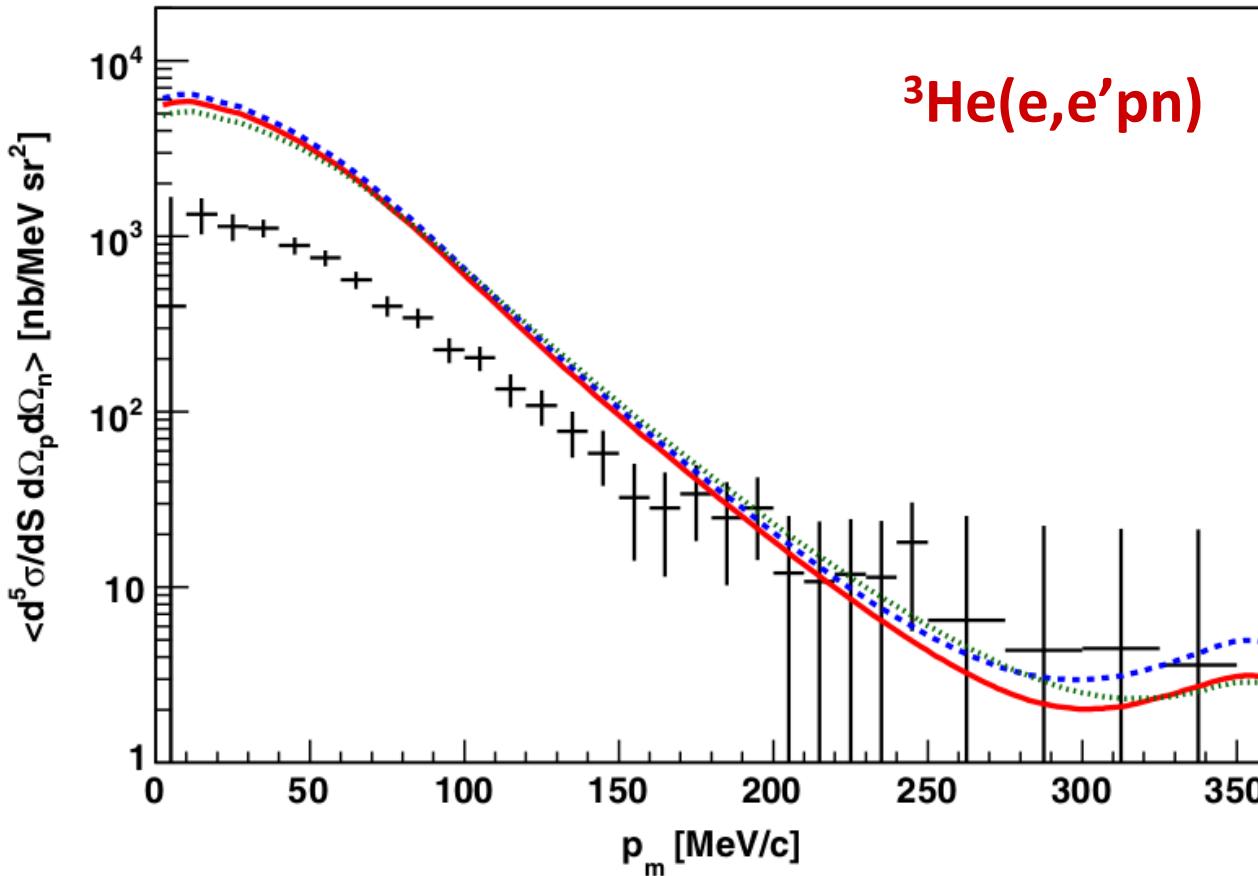
Рассмотрим некоторые примеры.

# Failure of 3N picture for $^3\text{He}$ in high-momentum-transfer processes



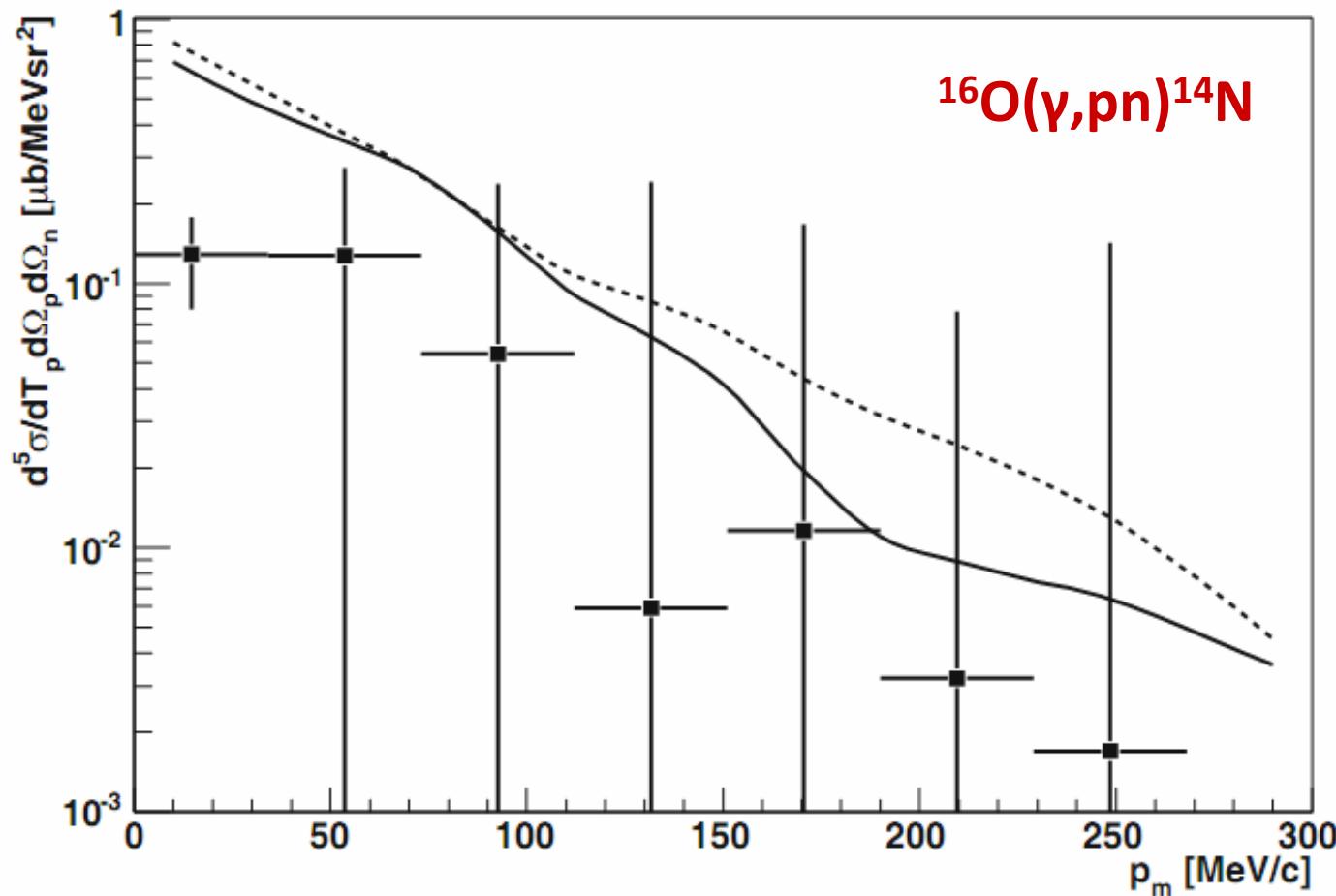
The averaged  $^3\text{He}(e,e'pp)$  cross section as a function of missing momentum  $p_m$  at  $E_e = 750$  MeV (the data of NIKHEF). The theoretical predictions without (solid line) and with (dashed line) pair 2N currents are based on full Faddeev 3N calculations with three-nucleon force.

# Failure of 3N picture for $^3\text{He}$ in high-momentum-tranfer processes



The  $^3\text{He}(e, e'pn)$  reaction cross section averaged over the experimental acceptance as a function of the missing momentum for the A1 kinematic setting. The solid red (dotted green) curve shows the theoretical cross section calculated using only a one-body hadronic current operator and the AV18 NN potential. The dashed blue line results from the AV18 potential when MECs are also included. (D.G. Middleton et al., 2009)

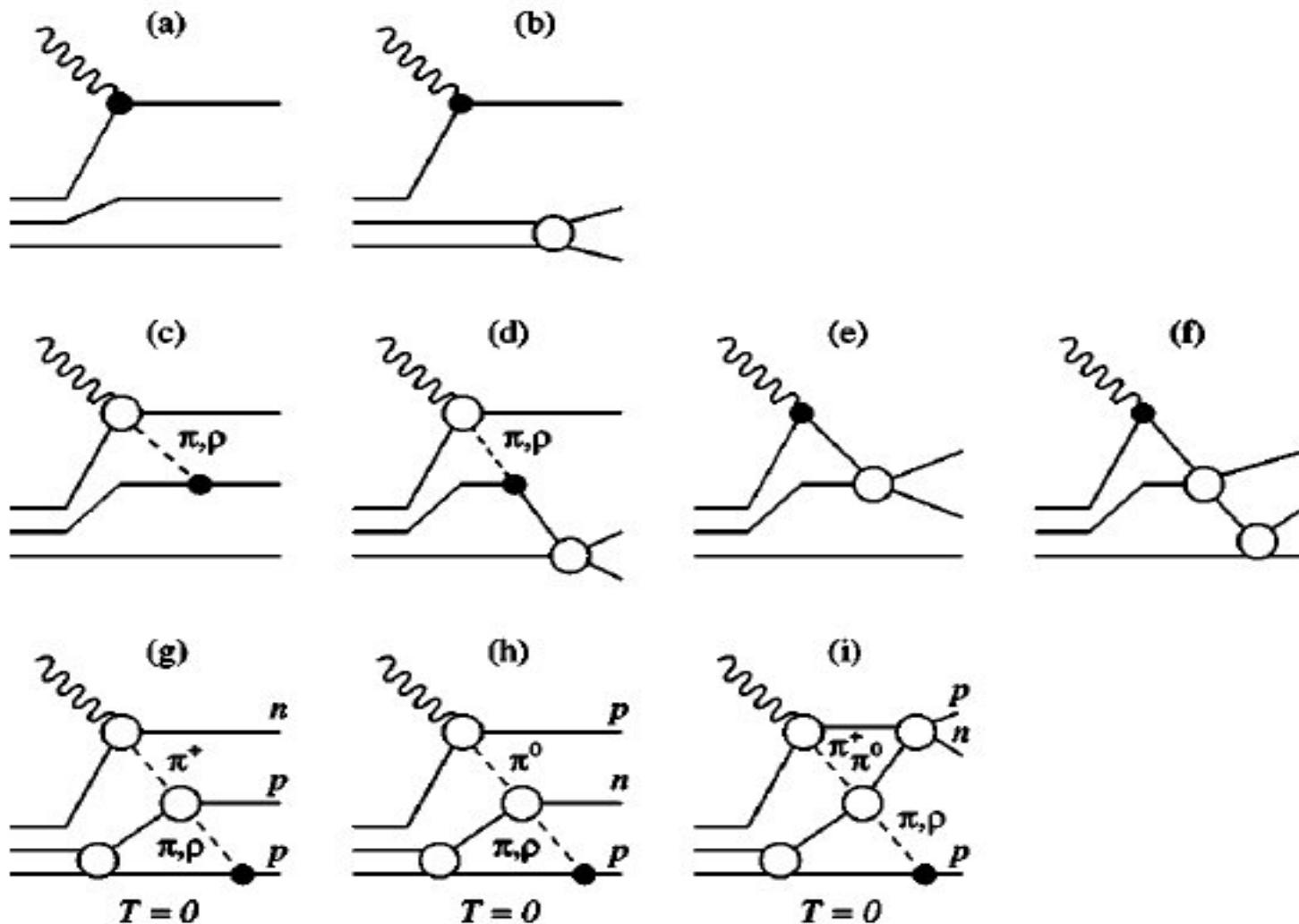
# Extension to the general nuclear case



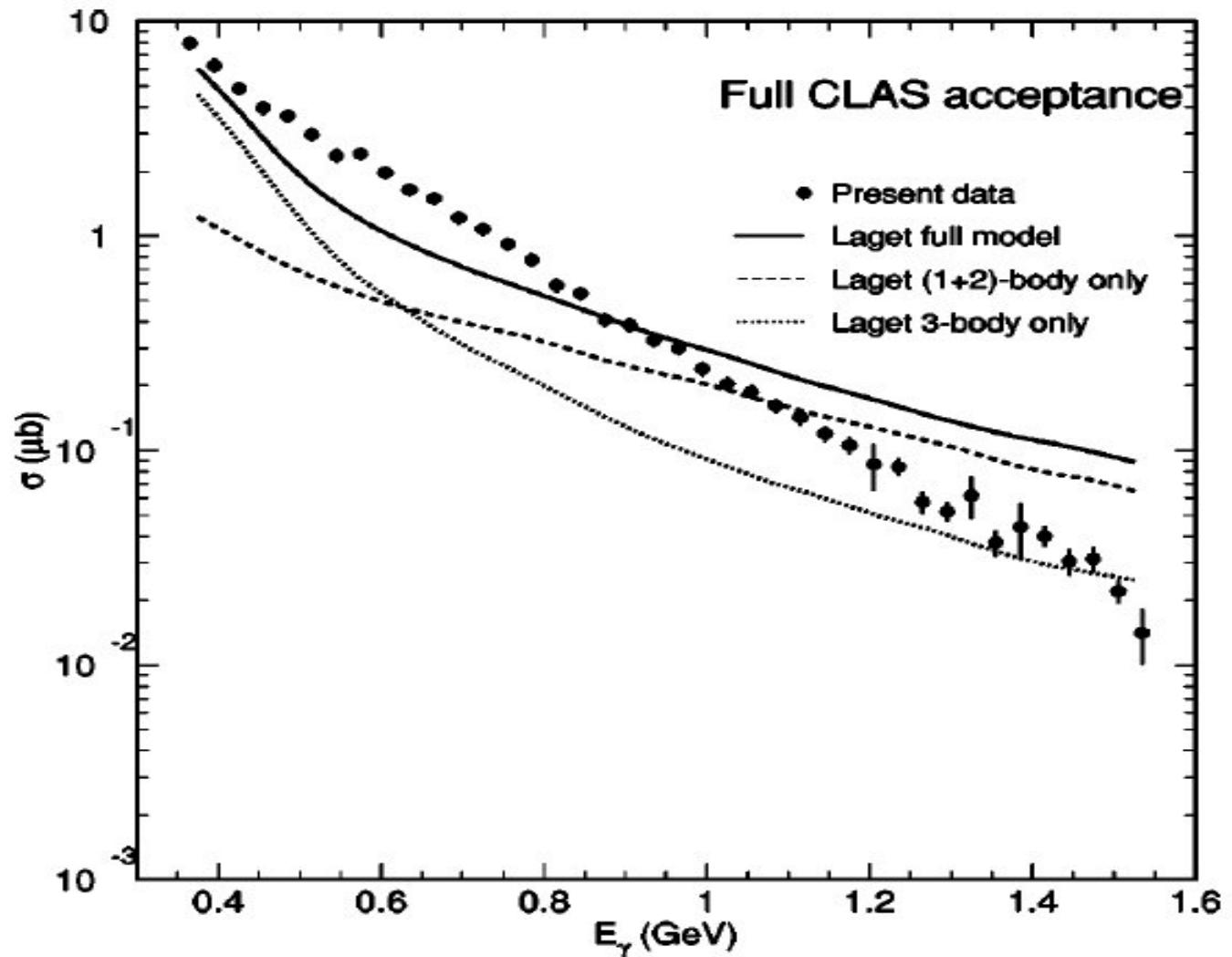
The experimental data for  $^{16}\text{O}(\gamma, \text{pn})^{14}\text{N}$  cross section compared to the results of theoretical calculations for transitions to the 3.95 MeV ( $1^+$ ) excited state of  $^{14}\text{N}$ . The solid curve results from the DW approach, the dashed line from the DW-NN approach for FSI. (D.G. Middleton et al., 2010)

# Complete measurement of three-body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ for photon energies between 0.35 and 1.55 GeV

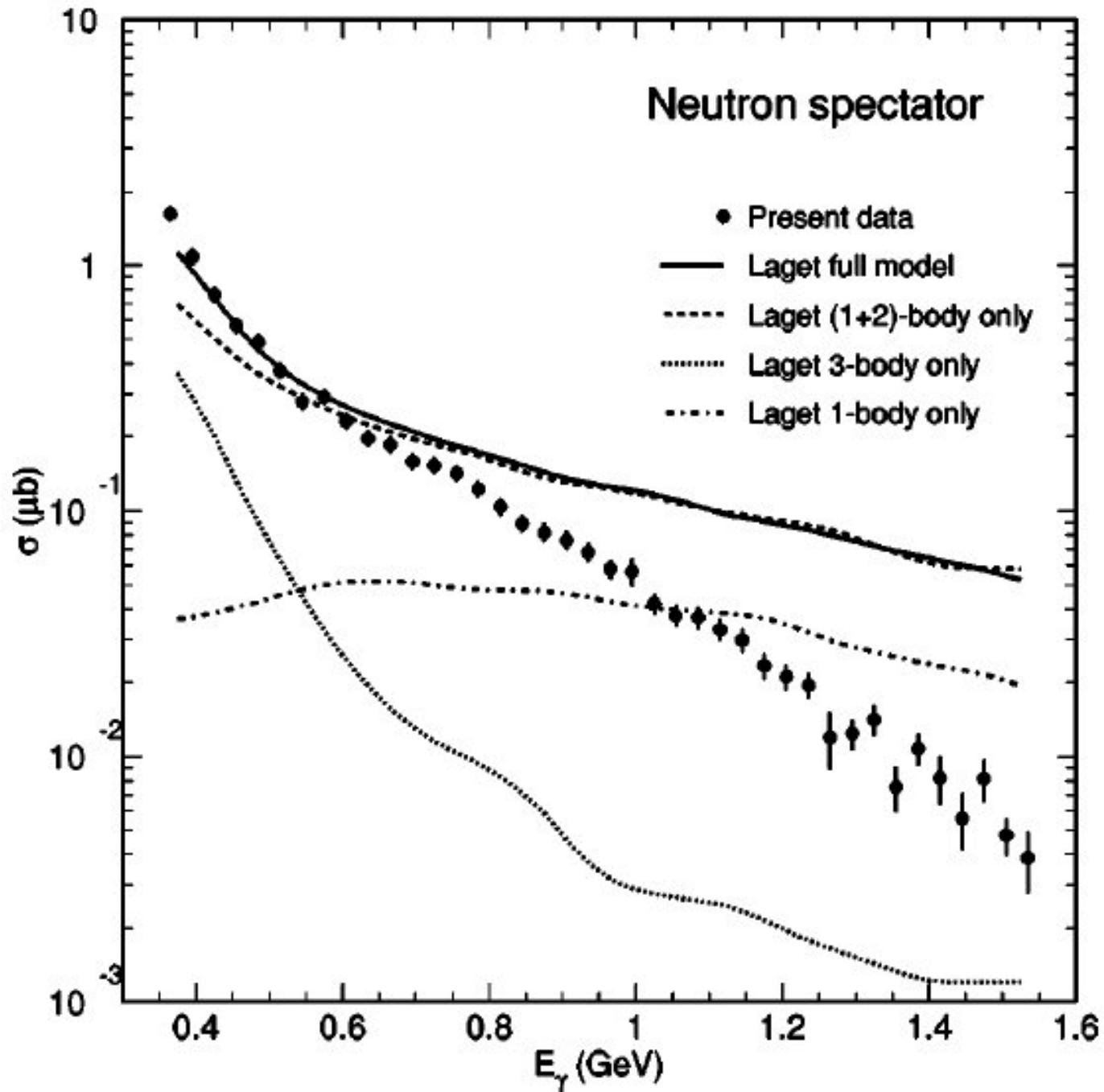
S. Niccolai,<sup>2,11,\*</sup> G. Audit,<sup>2</sup> B. L. Berman,<sup>11</sup> J. M. Laget,<sup>2</sup> S. Strauch,<sup>11</sup> G. Adams,<sup>28</sup> A. Afanasev,<sup>38</sup> P. Ambrozewicz,<sup>9</sup>  
 M. Anghinolfi,<sup>15</sup> J. R. M. Annand,<sup>12</sup> C. Armstrong,<sup>33</sup> B. Asavapibhop,<sup>21</sup> H. Avakian,<sup>33</sup> H. Bagdasaryan,<sup>25</sup> J. P. Ball,<sup>1</sup>  
 S. Barrow,<sup>10</sup> M. Battaglieri,<sup>15</sup> K. Beard,<sup>18</sup> M. Bektasoglu,<sup>25</sup> M. Bellis,<sup>4</sup> N. Benmouna,<sup>11</sup> N. Bianchi,<sup>14</sup> A. S. Biselli,<sup>4</sup>  
 S. Boiarinov,<sup>33</sup> B. E. Bonner,<sup>29</sup> S. Bouchigny,<sup>16</sup> R. Bradford,<sup>4</sup> D. Branford,<sup>8</sup> W. J. Briscoe,<sup>11</sup> W. K. Brooks,<sup>33</sup> V. D. Burkert,<sup>33</sup>  
 C. Butuceanu,<sup>37</sup> J. R. Calarco,<sup>22</sup> D. S. Carman,<sup>24</sup> B. Carnahan,<sup>5</sup> S. Chen,<sup>10</sup> P. L. Cole,<sup>13</sup> A. Coleman,<sup>37,†</sup> D. Cords,<sup>33,‡</sup>  
 P. Corvisiero,<sup>15</sup> D. Crabb,<sup>36</sup> H. Crannell,<sup>5</sup> J. P. Cummings,<sup>28</sup> E. De Sanctis,<sup>14</sup> R. DeVita,<sup>15</sup> P. V. Degtyarenko,<sup>33</sup> H. Denizli,<sup>27</sup>  
 L. Dennis,<sup>10</sup> K. V. Dharmawardane,<sup>25</sup> K. S. Dhuga,<sup>11</sup> C. Djalali,<sup>31</sup> G. E. Dodge,<sup>25</sup> D. Doughty,<sup>6</sup> P. Dragovitsch,<sup>10</sup>  
 M. Dugger,<sup>1</sup> S. Dytman,<sup>27</sup> O. P. Dzyubak,<sup>31</sup> H. Egiyan,<sup>33</sup> K. S. Egiyan,<sup>38</sup> L. Elouadrhiri,<sup>33</sup> A. Empl,<sup>28</sup> R. Ent,<sup>33</sup> P. Eugenio,<sup>10</sup>  
 R. Fatemi,<sup>36</sup> G. Fedotov,<sup>39</sup> G. Feldman,<sup>11</sup> R. J. Feuerbach,<sup>33</sup> J. Ficenec,<sup>35</sup> T. A. Forest,<sup>25</sup> H. Funsten,<sup>37</sup> G. Gavalian,<sup>25</sup>  
 G. P. Gilfoyle,<sup>30</sup> K. L. Giovanetti,<sup>18</sup> E. Golovatch,<sup>39,15</sup> C. I. O. Gordon,<sup>12</sup> R. W. Gothe,<sup>31</sup> K. Griffioen,<sup>37</sup> M. Guidal,<sup>16</sup>  
 M. Guillo,<sup>31</sup> N. Guler,<sup>25</sup> L. Guo,<sup>33</sup> V. Gyurjyan,<sup>33</sup> C. Hadjidakis,<sup>16</sup> R. S. Hakobyan,<sup>5</sup> J. Hardie,<sup>6,33</sup> D. Heddle,<sup>33</sup>  
 P. Heimberg,<sup>11</sup> F. W. Hersman,<sup>22</sup> K. Hicks,<sup>24</sup> K. Hleiqawi,<sup>24</sup> M. Holtrop,<sup>22</sup> J. Hu,<sup>28</sup> M. Huertas,<sup>31</sup> C. E. Hyde-Wright,<sup>25</sup>  
 Y. Y. Ilieva,<sup>11</sup> D. Ireland,<sup>12</sup> M. M. Ito,<sup>33</sup> D. Jenkins,<sup>35</sup> H. S. Jo,<sup>16</sup> K. Joo,<sup>7</sup> H. G. Juengst,<sup>11</sup> J. Kellie,<sup>12</sup> M. Khandaker,<sup>23</sup>  
 K. Y. Kim,<sup>27</sup> K. Kim,<sup>19</sup> W. Kim,<sup>19</sup> A. Klein,<sup>25</sup> F. J. Klein,<sup>5</sup> A. V. Klimenko,<sup>25</sup> M. Klusman,<sup>28</sup> M. Kossov,<sup>17</sup>  
 L. H. Kramer,<sup>9,33</sup> Y. Kuang,<sup>37</sup> S. E. Kuhn,<sup>25</sup> J. Kuhn,<sup>4</sup> J. Lachniet,<sup>4</sup> J. Langheinrich,<sup>31</sup> D. Lawrence,<sup>21</sup> Ji Li,<sup>28</sup> A. C. S. Lima,<sup>11</sup>  
 K. Livingston,<sup>12</sup> K. Lukashin,<sup>5</sup> J. J. Manak,<sup>33</sup> C. Marchand,<sup>2</sup> S. McAleer,<sup>10</sup> J. W. C. McNabb,<sup>26</sup> B. A. Mecking,<sup>33</sup>  
 J. J. Melone,<sup>12</sup> M. D. Mestayer,<sup>33</sup> C. A. Meyer,<sup>4</sup> K. Mikhailov,<sup>17</sup> R. Minehart,<sup>36</sup> M. Mirazita,<sup>14</sup> R. Miskimen,<sup>21</sup> L. Morand,<sup>2</sup>  
 S. A. Morrow,<sup>2</sup> V. Muccifora,<sup>14</sup> J. Mueller,<sup>27</sup> L. Y. Murphy,<sup>11</sup> G. S. Mutchler,<sup>29</sup> J. Napolitano,<sup>28</sup> R. Naseripour,<sup>9</sup>  
 G. Niculescu,<sup>18</sup> I. Niculescu,<sup>18</sup> B. B. Niczyporuk,<sup>33</sup> R. A. Niyazov,<sup>33</sup> M. Nozar,<sup>33</sup> J. T. O'Brien,<sup>5</sup> G. V. O'Reilly,<sup>11</sup>  
 M. Osipenko,<sup>39,15</sup> A. Ostrovidov,<sup>10</sup> K. Park,<sup>19</sup> E. Pasyuk,<sup>1</sup> S. A. Philips,<sup>11</sup> N. Pivnyuk,<sup>17</sup> D. Pocanic,<sup>36</sup> O. Pogorelko,<sup>17</sup>  
 E. Polli,<sup>14</sup> I. Popa,<sup>11</sup> S. Pozdniakov,<sup>17</sup> B. M. Preedom,<sup>31</sup> J. W. Price,<sup>3</sup> Y. Prok,<sup>36</sup> D. Protopopescu,<sup>12</sup> L. M. Qin,<sup>25</sup>  
 B. A. Raue,<sup>9,33</sup> G. Riccardi,<sup>10</sup> G. Ricco,<sup>15</sup> M. Ripani,<sup>15</sup> B. G. Ritchie,<sup>1</sup> F. Ronchetti,<sup>14</sup> G. Rosner,<sup>12</sup> P. Rossi,<sup>14</sup> D. Rowntree,<sup>20</sup>  
 P. D. Rubin,<sup>30</sup> F. Sabatié,<sup>2</sup> C. Salgado,<sup>23</sup> J. P. Santoro,<sup>35,33</sup> V. Sapunenko,<sup>15</sup> R. A. Schumacher,<sup>4</sup> V. S. Serov,<sup>17</sup> A. Shafi,<sup>11</sup>  
 Y. G. Sharabian,<sup>33</sup> J. Shaw,<sup>21</sup> A. V. Skabelin,<sup>20</sup> E. S. Smith,<sup>33</sup> L. C. Smith,<sup>36</sup> D. I. Sober,<sup>5</sup> A. Stavinsky,<sup>17</sup>  
 S. Stepanyan,<sup>25,38</sup> P. Stoler,<sup>28</sup> I. I. Strakovsky,<sup>11</sup> R. Suleiman,<sup>20</sup> M. Taiuti,<sup>15</sup> S. Taylor,<sup>29</sup> D. J. Tedeschi,<sup>31</sup> U. Thoma,<sup>33,§</sup>  
 R. Thompson,<sup>27</sup> R. Tkabladze,<sup>24</sup> L. Todor,<sup>30</sup> C. Tur,<sup>31</sup> M. Ungaro,<sup>28</sup> M. F. Vineyard,<sup>34</sup> A. V. Vlassov,<sup>17</sup> K. Wang,<sup>36</sup>  
 L. B. Weinstein,<sup>25</sup> D. P. Weygand,<sup>33</sup> C. S. Whisnant,<sup>18,31</sup> M. Williams,<sup>4</sup> E. Wolin,<sup>33</sup> M. H. Wood,<sup>31</sup> A. Yegneswaran,<sup>33</sup>  
 J. Yun,<sup>25</sup> and L. Zana<sup>22</sup>  
 (The CLAS Collaboration)



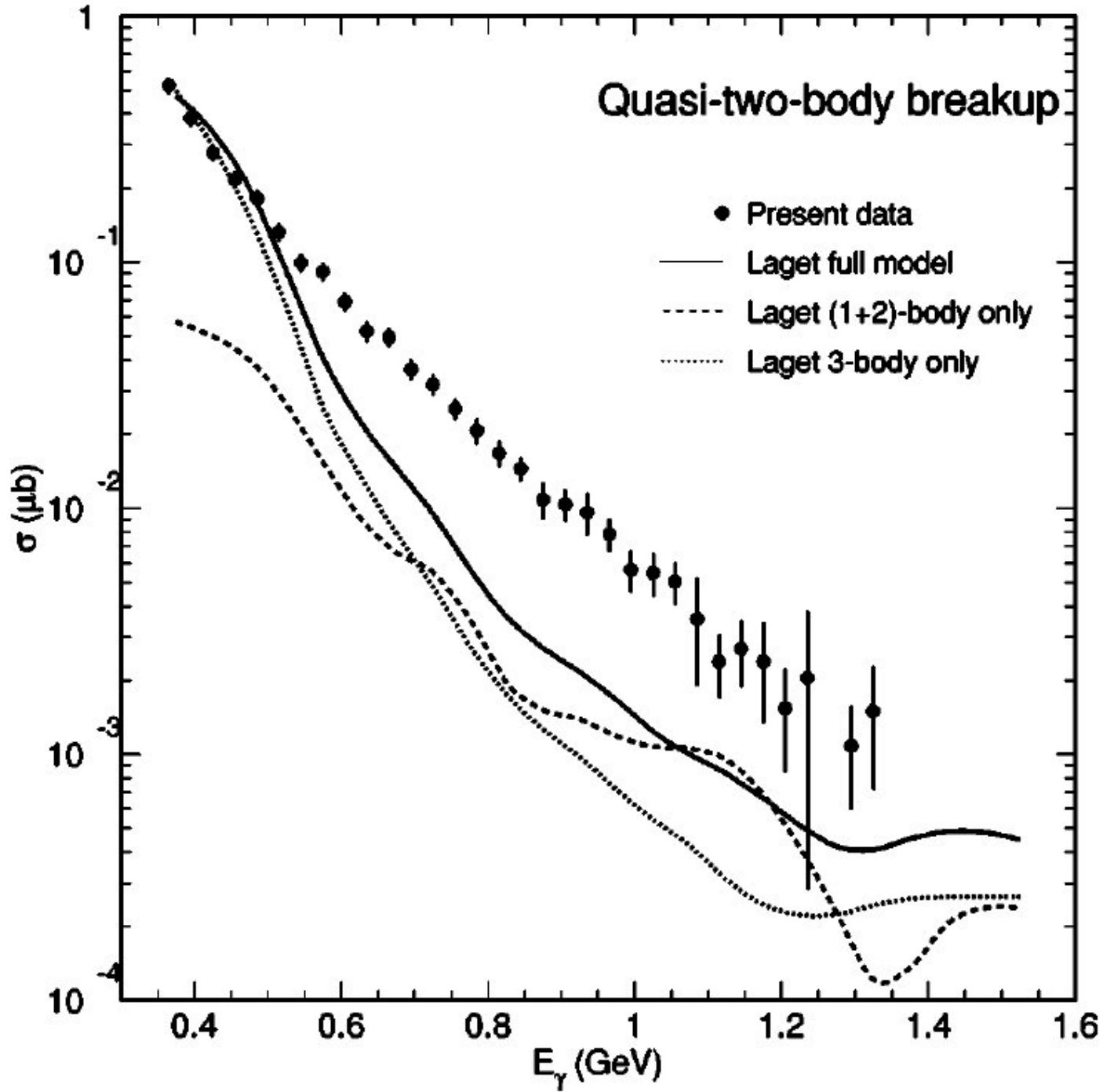
Diagrams used in Laget's model in the calculation of the  ${}^3\text{He}(\gamma, \text{pp})\text{n}$  cross sections.



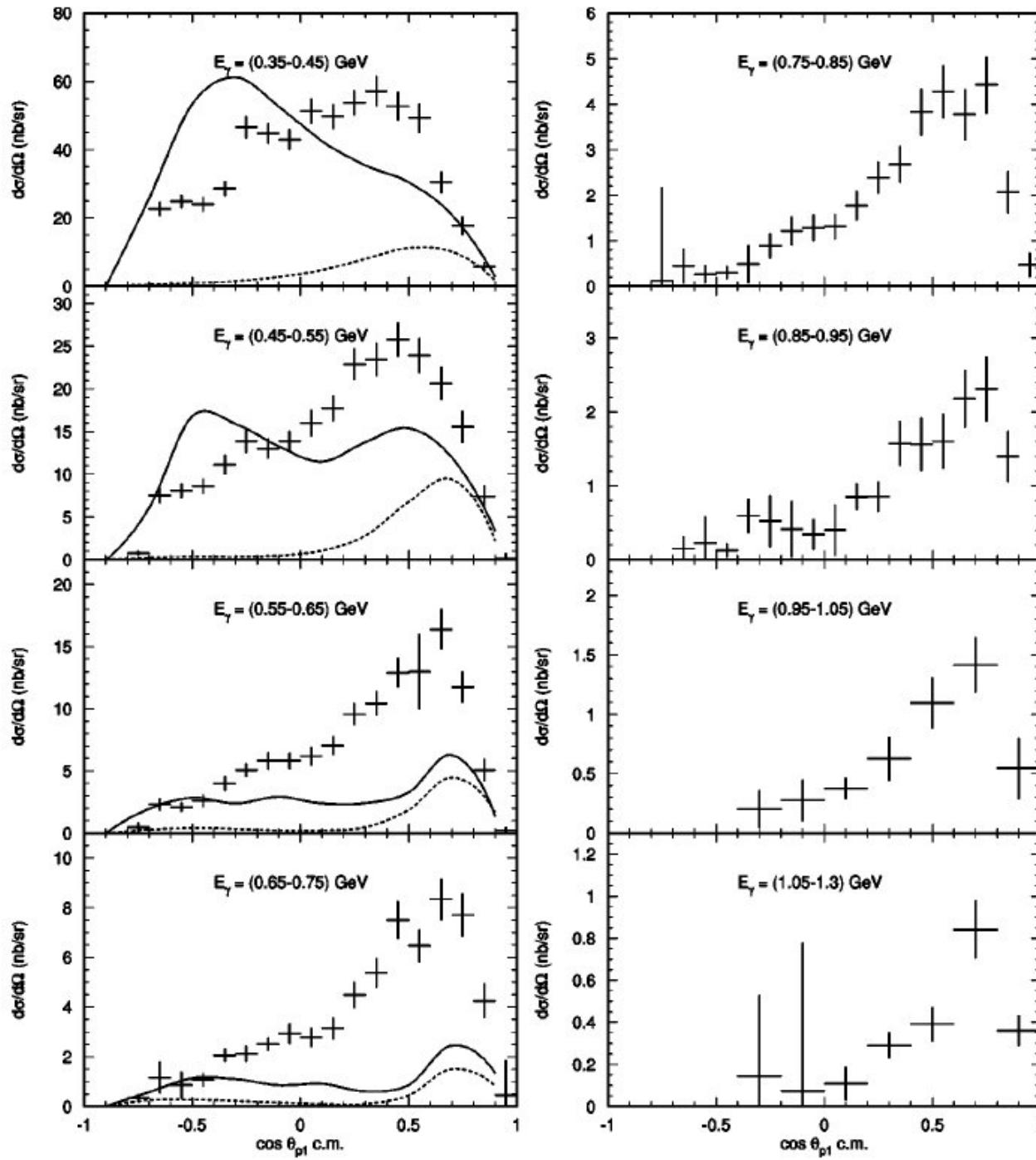
Total ppn cross section integrated over the CLAS acceptance plotted as a function of photon energy on a logarithmic scale for the full  $E_\gamma$  range. The ppn cross section (circles) is compared with Laget's full model (solid curve), with the model result without the three-body mechanisms (dashed curve).



Cross sections integrated over the CLAS for the neutron-spectator kinematics plotted as a function of photon energy.



Cross sections integrated over the CLAS for the quasi-two-body breakup plotted as a function of photon energy. The data are compared with the results of the full model (solid curves) and of the (1+2)-body-only model (dashed curves). The full-model calculation agrees quantitatively with the experimental results **only up to about 0.55 GeV**.



Differential cross sections integrated over the CLAS for the quasi-two-body breakup of the high-energy proton in the center-of-mass frame for photon energies between 0.35 and 1.30 GeV. The data, for  $0.35 < E_\gamma < 0.75$  GeV, are compared with the results of the full model (solid curves) and of the (1+2)-body-only model (dashed curves).

- Анализ многочисленных наблюдаемых расхождений между традиционными теоретическими подходами и современными экспериментальными данными приводит к заключению, что многие традиционные теоретические концепции, на которых в значительной степени держится ядерная физика, оказываются не более чем **научными мифами**, которые продолжают свое существование благодаря большой инерции нашего знания.
- Мы рассмотрим лишь некоторые, наиболее распространенные из таких мифов, хотя их коллекция кажется весьма внушительной.

## МИФ № 1, базовый:

“Ядерные силы на малых расстояниях обусловлены обменом тяжелыми векторными мезонами  $\rho$  и  $\omega$ .

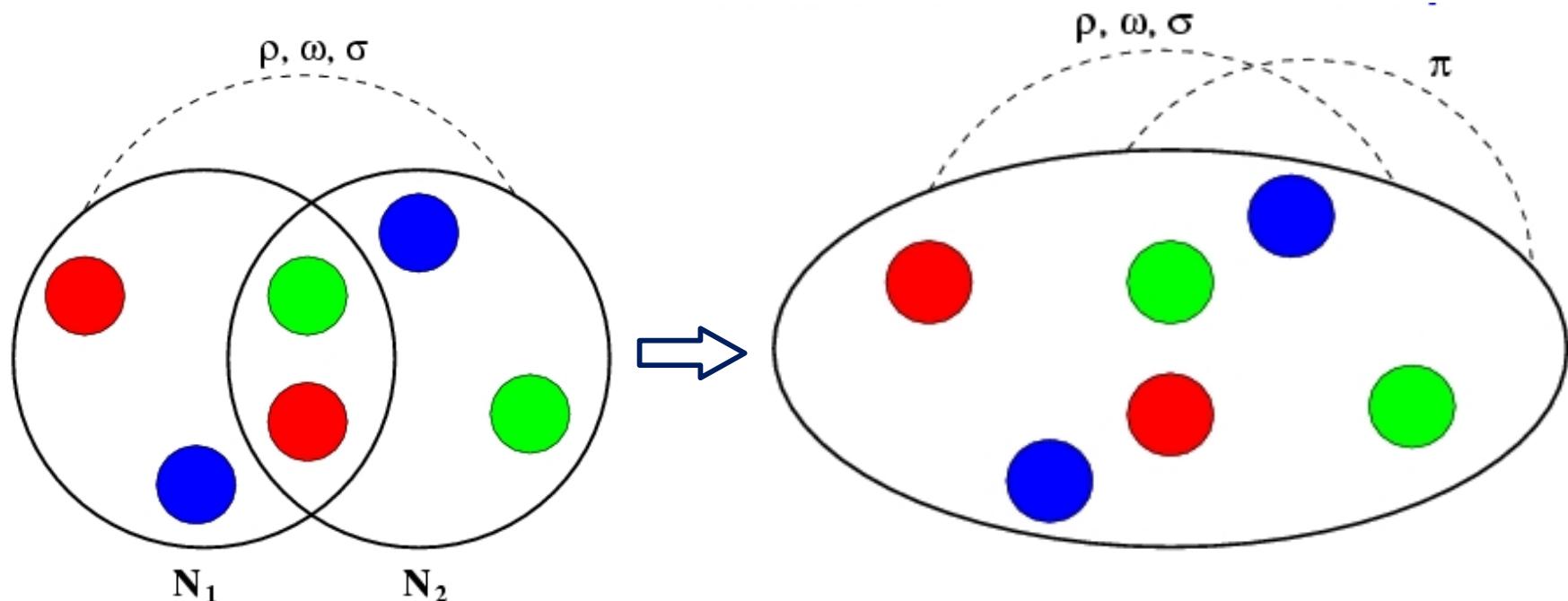
Короткодействующее ядерное спин-орбитальное взаимодействие поэтому обусловлено природой этих тяжелых мезонов.”

Взглянем на эти утверждения с позиций сегодняшнего дня:

$$m_\rho \simeq m_\omega \simeq 800 \text{ MeV}; \quad r_\rho \simeq 0.2 \text{ fm};$$

Но:  $r_q^N \simeq 0.6 \text{ fm}.$

Поэтому обмен тяжелыми векторными мезонами происходит в ситуации, когда два взаимодействующих нуклона сильно перекрыты, и, следовательно, их никак нельзя считать изолированными.  
Вместе с тем, стандартные потенциалы однобозонного обмена имеют смысл **только для изолированных нуклонов**.



- Если нуклоны так сильно перекрываются, то что происходит с их кварковой структурой?
- Объединяются ли все 6夸ков в единый шестикварковый мешок, и если объединяются, то какова структура этого мешка?
- Куда при этом исчезают поля виртуальных пионов, которые окружали каждый из нуклонов?

На все эти вопросы традиционная (мезонная) теория ядерных сил ответов не дает!

Неудовлетворительность этой ситуации понимали многие авторы. Например, T. Barnes, S. Capstick, M.D. Kovarik, and E.S. Swanson (Phys. Rev. C **48** (1993), 539) пишут:

“Буквальное приписывание короткодействующего отталкивающего кора обмену векторными мезонами безусловно включает в себя противоречие: так как нуклоны имеют радиус  $\simeq 0.8$  фм, а радиус  $\omega$ -обменных сил  $r_\omega \sim 1/m_\omega \simeq 0.2$  фм, то нужно сильно наложить друг на друга нуклонные волновые функции, чтобы достичь нужного межнуклонного расстояния ( $\simeq 0.2$  фм)... Поэтому картина обособленных нуклонов, обменивающихся физическими  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонами, **является фикцией.**”

Как следствие этой фикции, в ОВЕ моделях типа Боннского  $NN$ -потенциала возникают сильные противоречия с  $SU_3$ -моделью в значениях констант связи  $g_{\omega NN}$ ,  $K_{\rho NN}$  и т.д.

А что делать с трактовкой спин-орбитальной  $NN$ -силы как обусловленной обменом векторными мезонами?

# Что дает кварковая модель для объяснения отталкивающего $NN$ -кора?

К сожалению, **микроскопические кварковые модели**, которые интенсивно развивались в последние 30 лет, также не в состоянии правильно описать  $NN$ -взаимодействие на коротких и промежуточных расстояниях. В частности, они дают **слишком сильное отталкивание** на малых расстояниях и **слишком слабое основное притяжение** нуклонов на промежуточных расстояниях.

Например, рассмотрим кварковую модель из работы  
D. Bartz & Fl. Stancu, PRC **63**, 034001 (2001):

The GBE Hamiltonian considered below has the form

$$H = \sum_i m_i + \sum_{i=1} \frac{p_i^2}{2m_i} - K_G + \sum_{i < j} V_{Conf}(r_{ij}) + \sum_{i < j} V_\chi(r_{ij}), \quad (2.1)$$

where  $K_G$  is the kinetic energy of the center of mass. The linear confining interaction is

$$V_{Conf}(r_{ij}) = -\frac{3}{8} \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c (Cr_{ij} + V_0), \quad (2.2)$$

# Что дает кварковая модель для объяснения отталкивающего $NN$ -кора?

D. Bartz & Fl. Stancu, PRC **63**, 034001 (2001) (продолжение):

and the spin-spin component of the GBE interaction in its  $SU_F(3)$  form is

$$V_\chi(r_{ij}) = \left\{ \sum_{F=1}^3 V_\pi(r_{ij}) \lambda_i^F \lambda_j^F + \sum_{F=4}^7 V_K(r_{ij}) \lambda_i^F \lambda_j^F + V_\eta(r_{ij}) \lambda_i^8 \lambda_j^8 + \frac{2}{3} V_{\eta'}(r_{ij}) \right\} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j. \quad (2.3)$$

<...> This comes from the assumption that the total wave function can be written as

$$\psi = \sum_{\beta} \mathcal{A}[\Phi_{\beta} \chi_{\beta}(\vec{R}_{AB})], \quad (3.1)$$

where  $\beta$  is a specific channel (here  $\beta = NN$ ,  $\Delta\Delta$ , or  $CC$ ),  $\mathcal{A}$  is an antisymmetrization operator defined below,  $\Phi_{\beta}$  contains the product of internal wave functions of the interacting baryons, and  $\chi_{\beta}(\vec{R}_{AB})$  is the wave function of the relative motion in the channel  $\beta$ , depending on the relative coordinate  $\vec{R}_{AB}$  between clusters  $A$  and  $B$ .

# Что дает кварковая модель для объяснения отталкивающего $NN$ -кора?

Результаты для  $NN$  фазового сдвига и волновой функции относительного движения в состоянии  $^3S_1$  [D. Bartz & Fl. Stancu, PRC **63**, 034001 (2001)]:

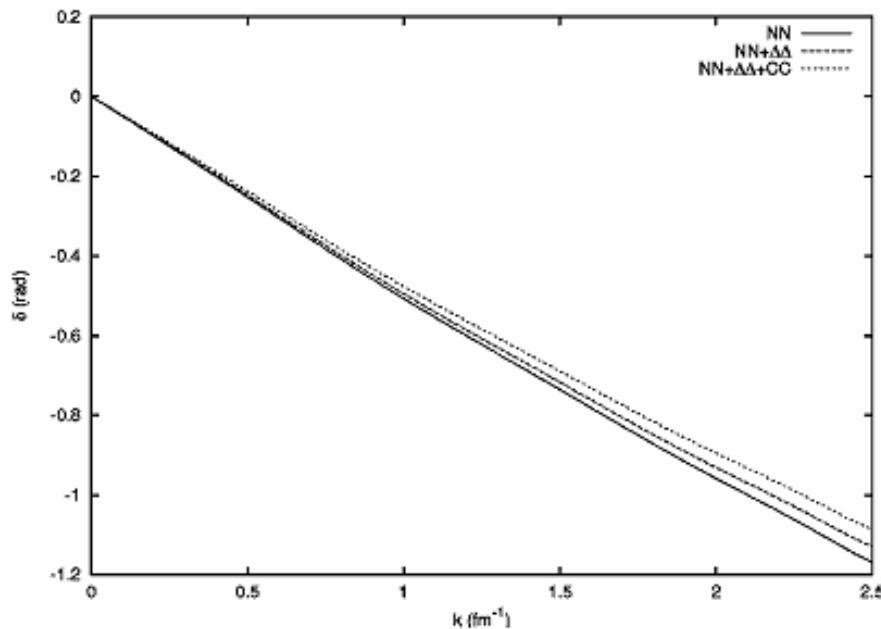


FIG. 1.  $^3S_1$   $NN$  scattering phase shift as a function of  $k$ . The solid line shows the result for the  $NN$  channel only, the dotted line for the  $NN+\Delta\Delta$ , and the dashed line for the  $NN+\Delta\Delta+CC$  coupled channels.

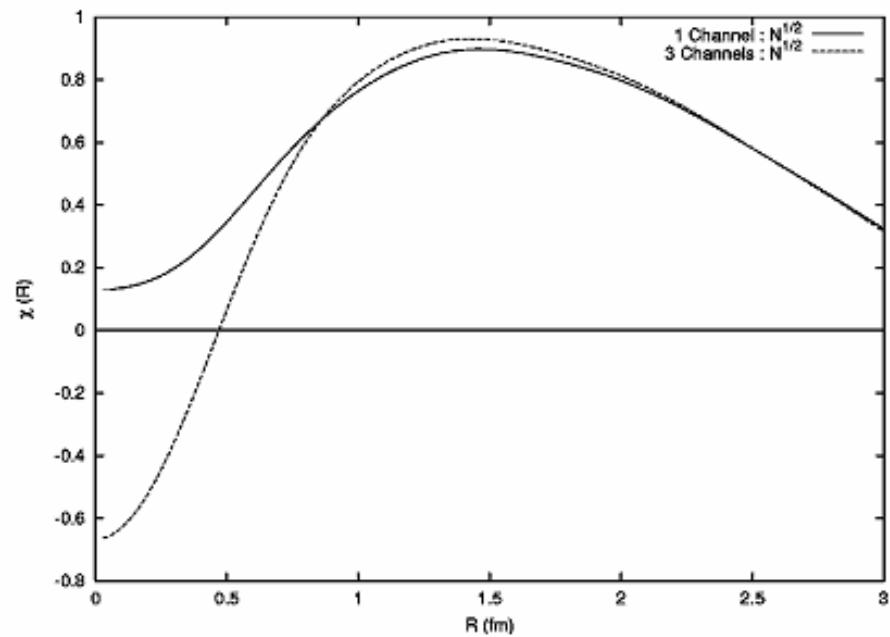


FIG. 3. The relative wave function of Eq. (5.3) for the  $^3S_1$  partial wave for  $k = 1 \text{ fm}^{-1}$  obtained in one-channel (solid line) and three-channel (dashed line) calculations.

# Что дает кварковая модель для объяснения отталкивающего $NN$ -кора?

- В целом, обменные эффекты в области перекрывания нуклонов приводят к появлению довольно сильного **нелокального** отталкивающего взаимодействия, однако при этом не возникает никакого (или возникает слабое) притяжения на расстояниях  $\sim 1 \text{ Фм}$ .
- Более того, отталкивающий кор, обусловленный кварковым обменом (т.н. «структурный кор») появляется лишь в низших парциальных волнах ( $S$  и  $P$ ) и не возникает при  $l \geq 2$ , в резком отличии от кора, обусловленного обменом векторными мезонами.
- Тогда возникает важный вопрос:  
**А требуется ли вообще отталкивающий кор для описания эмпирических  $NN$  фазовых сдвигов при  $l \geq 2$ ?**

Ответ на этот вопрос дает наша работа (Phys. Rev. C **59**, 3021 (1999)), где построена **обобщенная модель ортогональных условий** для описания всех существенных  $NN$  фазовых сдвигов:

Thus, the model potential consists of three parts

$$v_{NN} = v_M^{\text{loc}} + v^{\text{OPE}} + v^{\text{sep}}, \quad (13)$$

where the local exponent well  $v_M^{\text{loc}}$  depends on the channel spin and parity

$$v_M^{\text{loc}}(r) = V_0 \exp(-\beta r) + (\text{sl}) V_0^{ls} \exp(-\beta_1 r). \quad (14)$$

In the state-dependent separable part

$$v^{\text{sep}} = \lambda |\varphi\rangle\langle\varphi| \quad (15)$$

a Gaussian form factor  $\langle r|\varphi\rangle = \varphi(r)$  is used

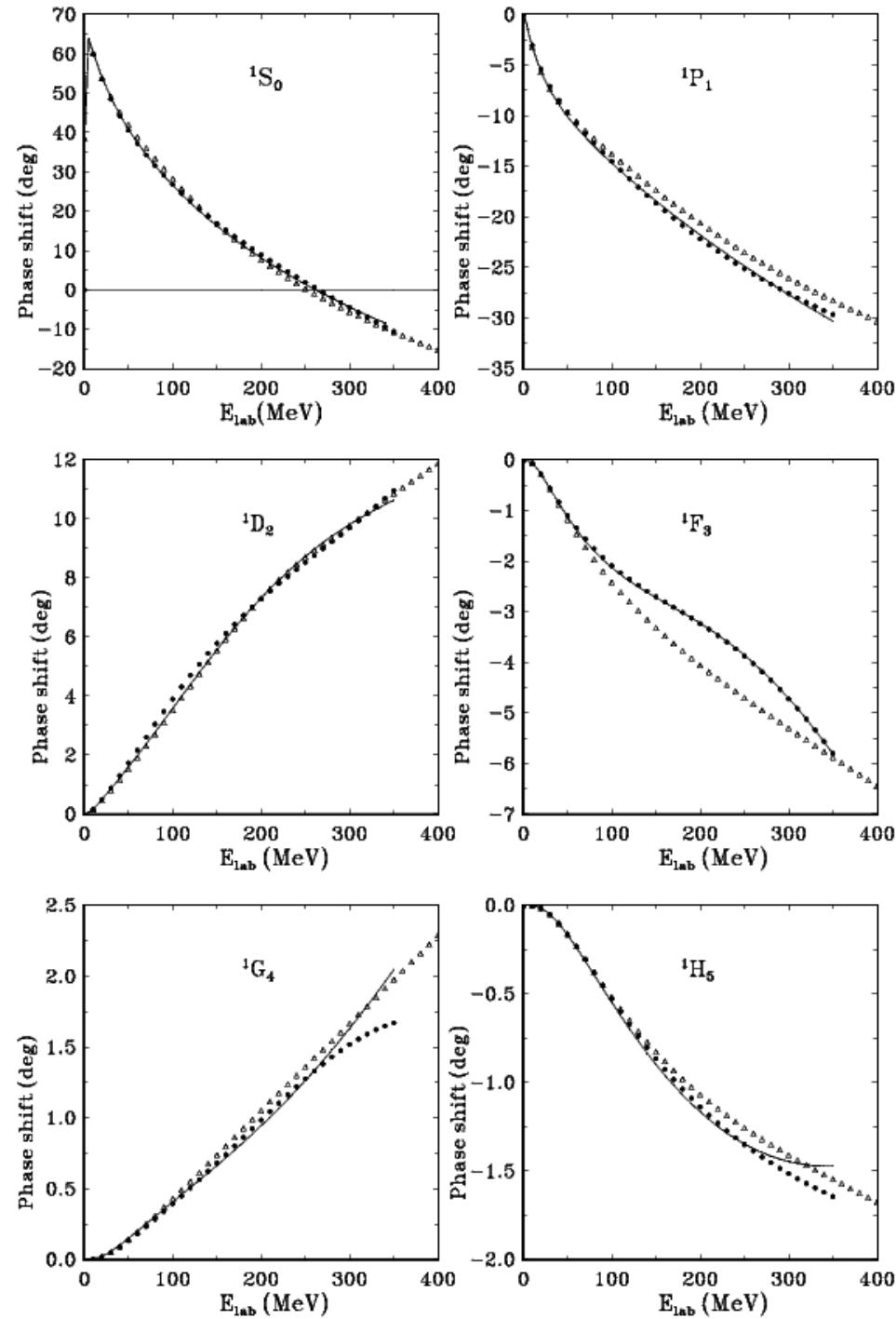
$$\varphi(r) = N r^{l+1} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] \quad (16)$$

TABLE II. Parameters of projectors and separable parts of the potential.

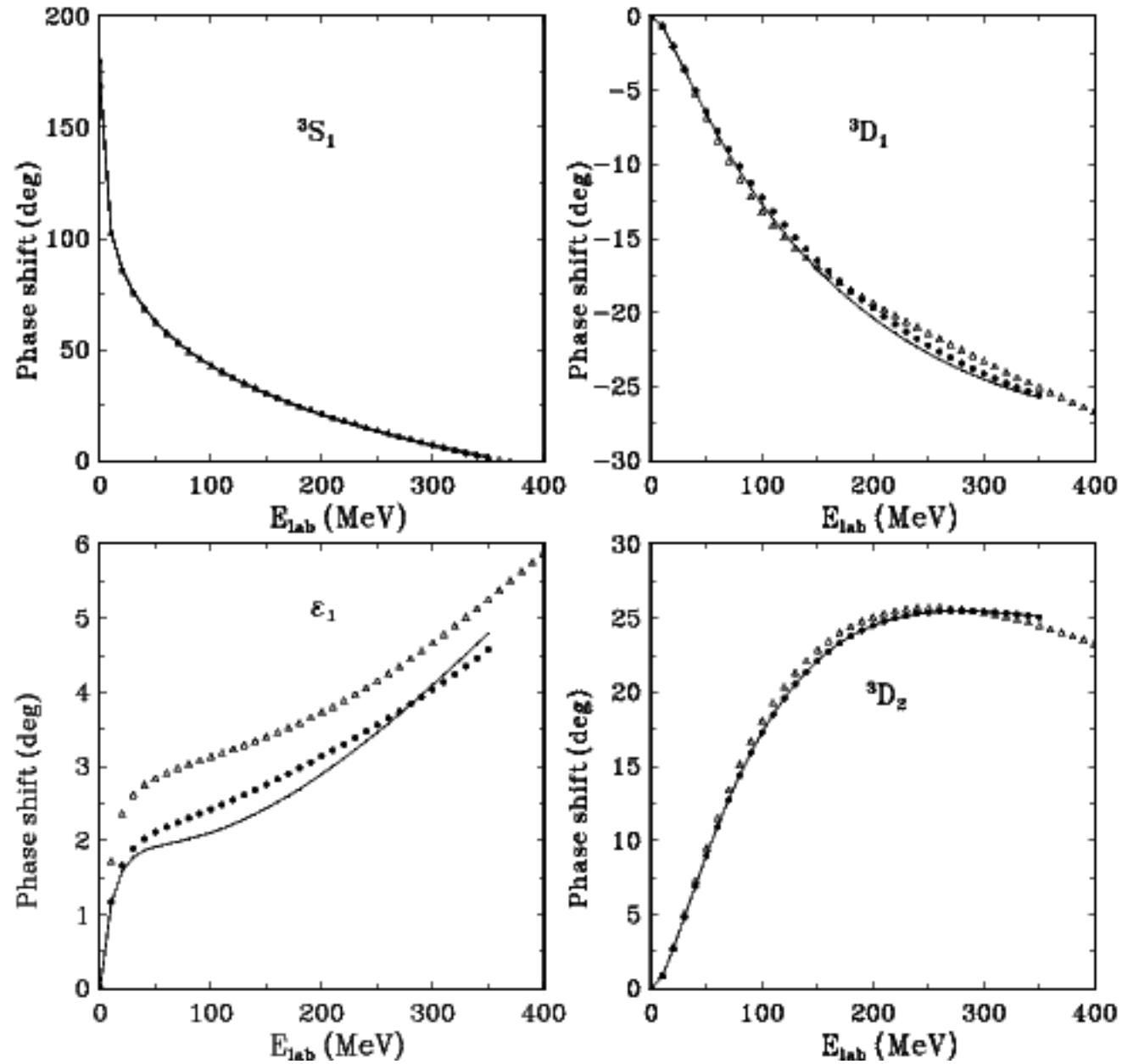
State	$\lambda$ , MeV	$r_0$ , fm
$^1S_0$	$\infty$	0.3943
$^1P_1$	$\infty$	0.5550
$^1D_2$	107.2	0.4527
$^1F_3$	182.6	0.5191
$^3S_1$	$\infty$	0.3737
$^3D_2$	161.2	0.4695
$^3D_3$	588.2	0.3572
$^3G_4$	2.74	0.8077
$^3P_0$	$\infty$	0.3209
$^3P_1$	$\infty$	0.3226
$^3P_2$	$\infty$	0.1632
$^3F_4$	5.447	0.6221

- Таблица II из этой работы ясно показывает, что для прецизионной подгонки фазовых сдвигов реальный **отталкивающий кор** ( $\lambda = \infty$ ) **нужен только в S- и P-волнах**, а в остальных парциальных волнах конечный и относительно небольшой отталкивающий сепарабельный потенциал лишь слегка подправляет глубокий центральный притягивающий потенциал (одинаковый для всех парциальных волн) и не соответствует традиционному отталкивающему кору.
- Следующие слайды демонстрируют качество описания  $NN$  фазовых сдвигов в модели обобщенных ортогональных условий, где отталкивающий кор присутствует только при  $l < 2$ .

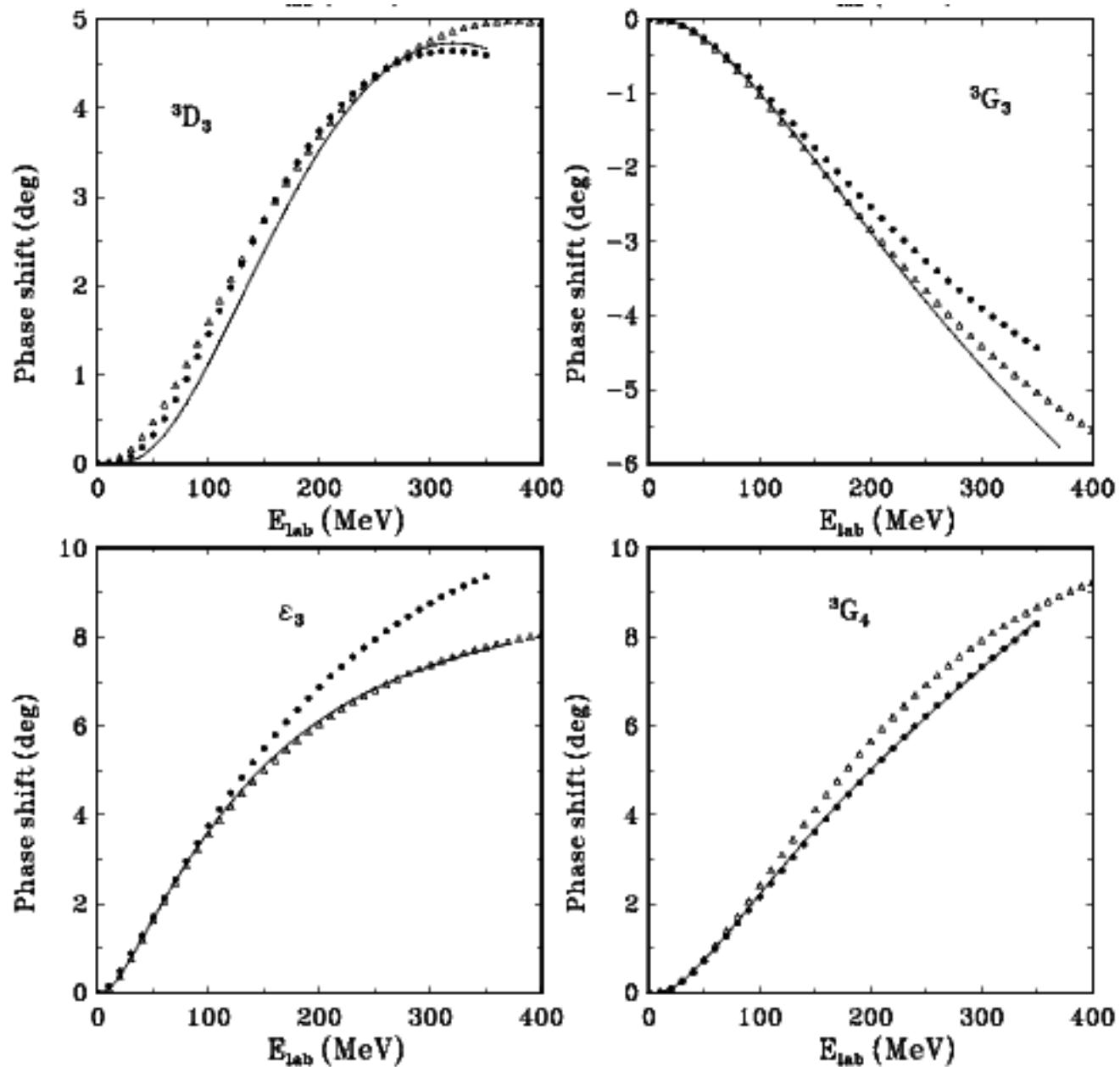
# Синглет-четные каналы

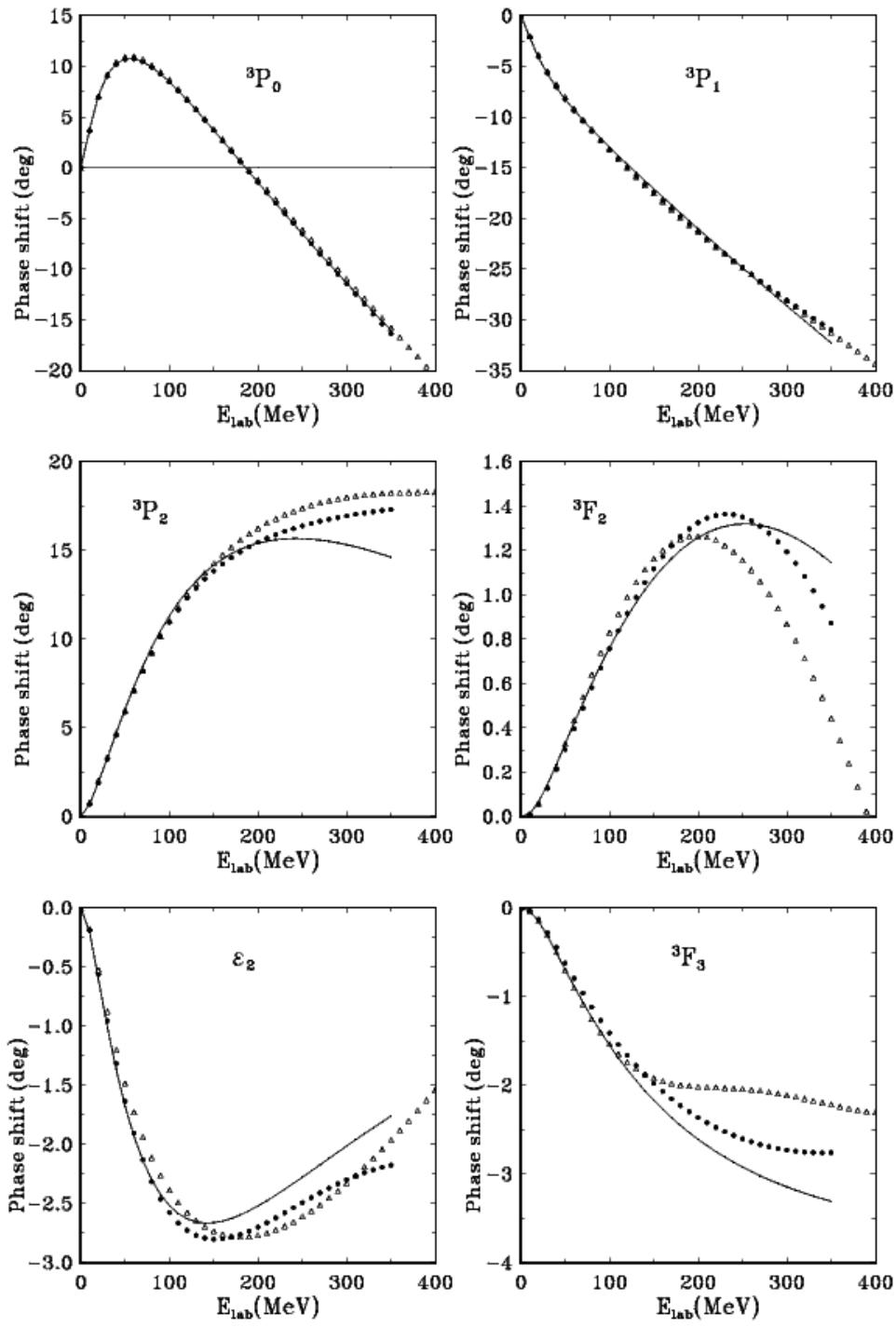


## Триплет-четные каналы

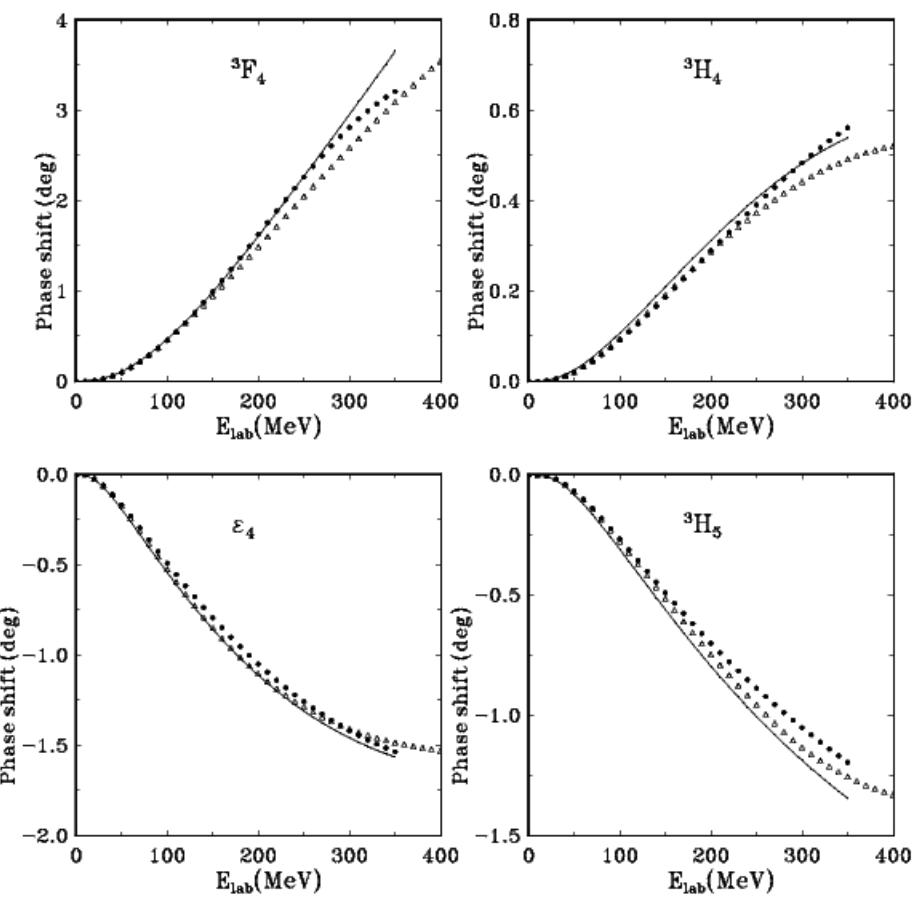


## Триплет-четные каналы





## Триплет-нечетные каналы



## ВЫВОД:

Таким образом, высшие ( $l \geq 2$ ) фазовые сдвиги  $NN$ -рассеяния, вплоть до энергий по меньшей мере 400 МэВ, не требуют для своего описания наличия большого отталкивающего кора в  $NN$ -взаимодействии, а требуют лишь некоторого уменьшения притяжения на малых расстояниях.

# Новый взгляд на природу трудностей построения короткодействующего $NN$ -взаимодействия

1. На малых межнуклонных расстояниях, т.е. в области перекрывания двух нуклонов, их кварковые коры ( $3q$ ) объединяются вместе, подчиняясь определенным законам симметрии в единой шестикварковой системе:

$$[3] \times [3] \Rightarrow \sqrt{\frac{8}{9}}[42] + \sqrt{\frac{1}{9}}[6]$$

Конфигурации шестикварковой системы, записанные через кварковые орбитали:

для четных парциальных волн

$$[3^3] \times [3^3] \xrightarrow[\text{четные состояния}]{} \sqrt{\frac{8}{9}} |s^4 p^2 [42] L=0,2; ST \rangle + \sqrt{\frac{1}{9}} |s^6 [6] L=0; ST \rangle$$

для нечетных парциальных волн

$$[3^3] \times [3^3] \xrightarrow[\text{нечетные состояния}]{} \alpha |s^3 p^3 [33] L=1,3; ST \rangle + \beta |s^5 p [6] L=1; ST \rangle$$

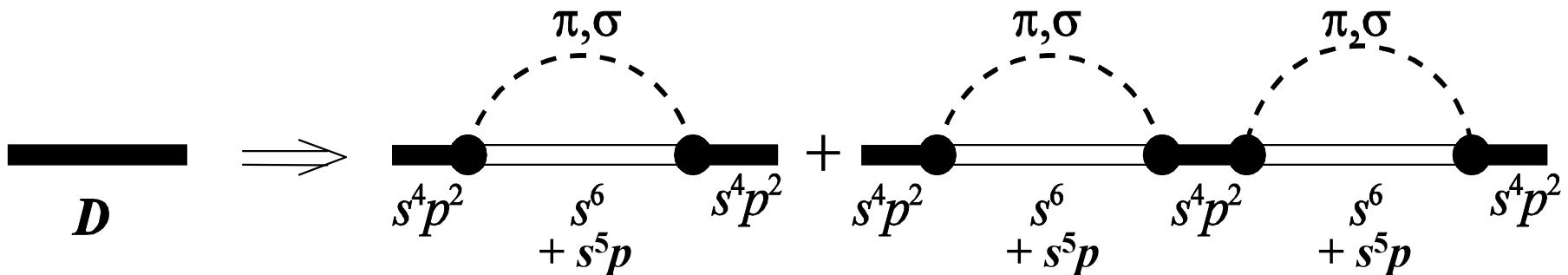
2. Шестикварковые конфигурации смешанной симметрии ( $2\hbar\omega$  и  $3\hbar\omega$ ) могут переходить в нижележащие конфигурации путем излучения пионов или скалярных  $\sigma$ -мезонов, например:

$$\left| s^4 p^2 [42] L = 0 \right\rangle \Rightarrow \left| s^6 [6] + \sigma \right\rangle$$

или

$$\left| s^4 p^2 [42] L = 0 \right\rangle \Rightarrow \left| s^5 p [51] + \pi \right\rangle.$$

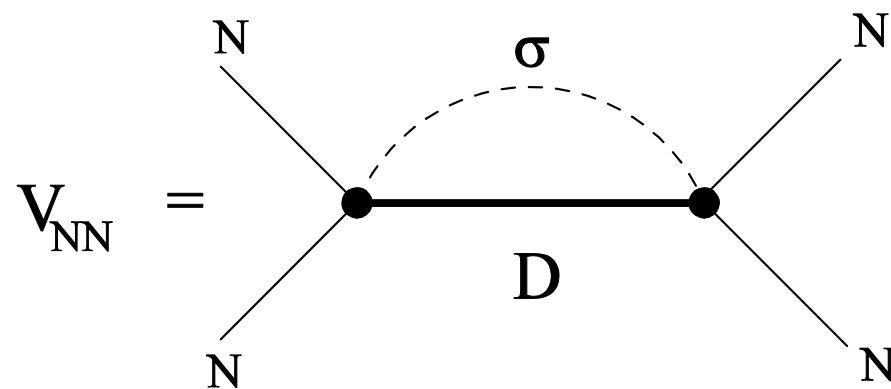
В обоих случаях  $s$ -волновые  $\pi$ - и  $\sigma$ -мезон образуют петли вокруг  $6q$ -остова:



$s$ -волновой  $\pi$ -мезон взаимодействует с  $6q$ -остовом относительно слабо, но  $\sigma$ -мезон взаимодействует очень сильно и своим притяжением сильно стабилизирует одетый дибарион  $D$ .

3. В итоге такой динамики появляется  $s$ -канальное  $NN$ -взаимодействие притягивающего характера, индуцированное промежуточным дибарионом

$$|D\rangle = |s^6[6] + \sigma(l_\sigma = 0, 2)\rangle$$



Такой промежуточный дибарион, одетый  $\sigma$ -полем, и дает, как мы показали, то сильное  $NN$ -притяжение на промежуточных расстояниях, которое в традиционных ОВЕ моделях приписывается Юкавскому ( $t$ -канальному)  $\sigma$ -обмену.

## Эффективное $NN$ -взаимодействие в дибарионной модели

В таком подходе полный  $NN$ -потенциал имеет вид:

$$\mathcal{V}_{\text{eff}} = V_{NqN} + V_{\text{OPE}} + V_{\text{TPE}} + V_{\text{orth}},$$

где для триплетных  ${}^3S_1 - {}^3D_1$  каналов:

$$V_{NqN} = \begin{pmatrix} \lambda_{00}(E)|2s\rangle\langle 2s| & \lambda_{02}(E)|2s\rangle\langle 2d| \\ \lambda_{20}(E)|2d\rangle\langle 2s| & \lambda_{22}(E)|2d\rangle\langle 2d| \end{pmatrix}.$$

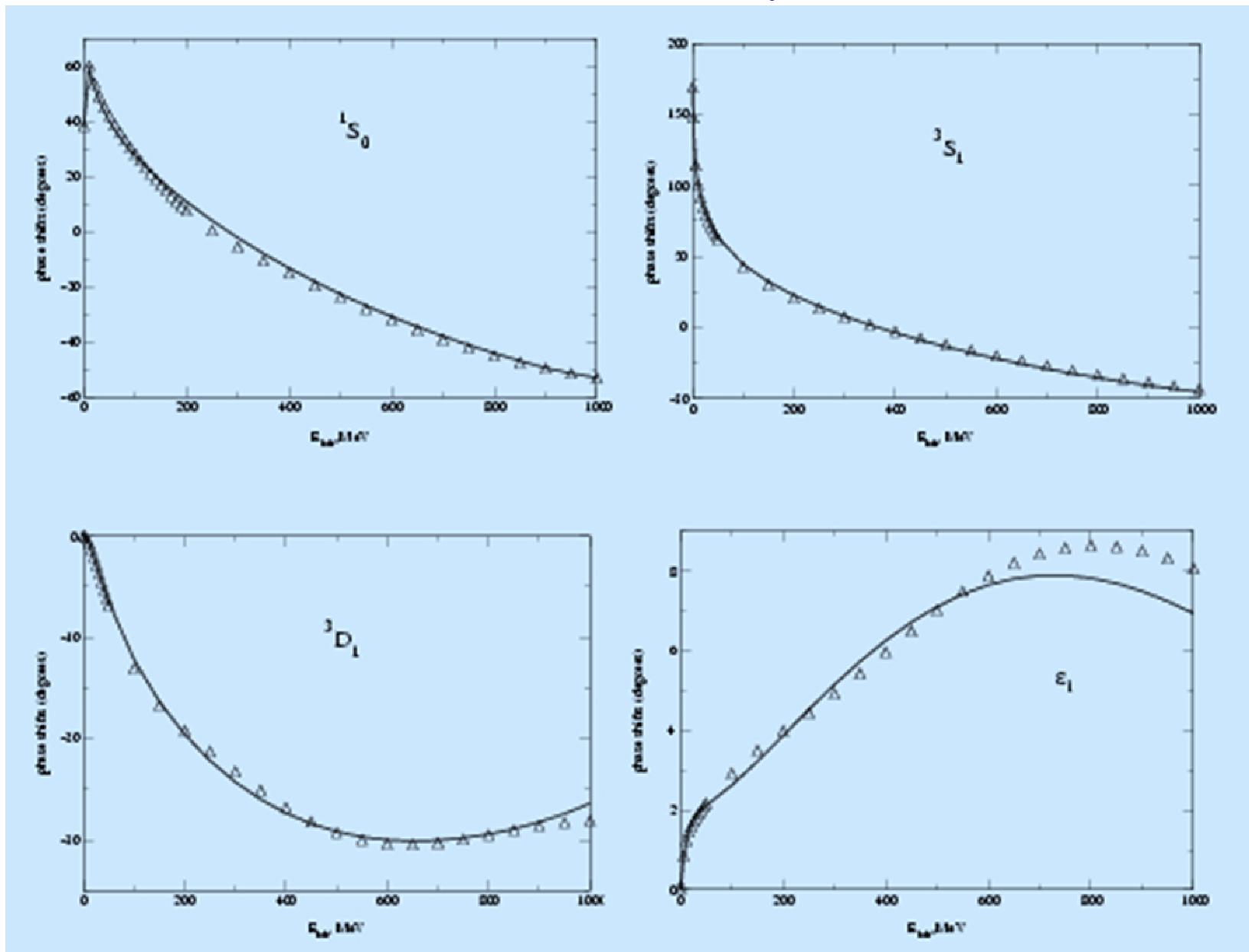
Здесь  $|2s\rangle$  и  $|2d\rangle$  – осцилляторные волновые функции:

$$|2s\rangle \equiv \varphi_{2s}(r/r_0) = \sqrt{4\pi}(\pi r_0^2)^{-3/4} \sqrt{\frac{3}{2}}(1 - 2r^2/3r_0^2)e^{-r^2/2r_0^2},$$

$$|2d\rangle \equiv \varphi_{2d}(r/r_0) = \sqrt{4\pi}(\pi r_0^2)^{-3/4} \sqrt{\frac{4}{15}}(r^2/2r_0^2)e^{-r^2/2r_0^2}$$

и  $\lambda_{ll'}(E)$  – зависящие от энергии пропагаторы одетого дибариона.

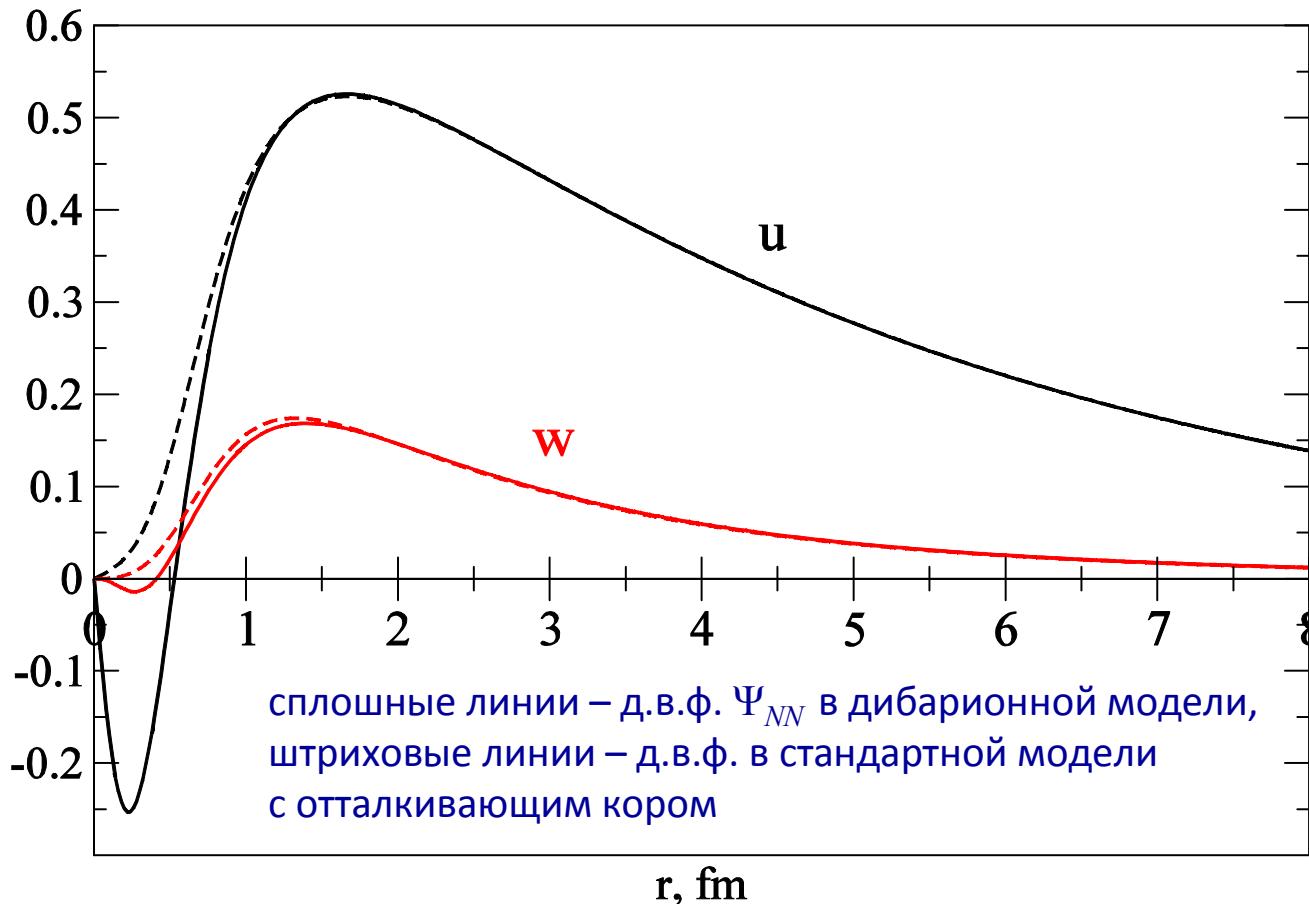
# The phase shifts of $NN$ scattering in low partial waves found within the dibaryon model



## Волновая функция дейтрона в дибарионной модели

$$\Psi_d = \begin{pmatrix} \Psi_{NN} \\ \Psi_{6q+\sigma} \end{pmatrix}$$

$$\Psi_{NN}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi r}} \left( u(r) + \frac{1}{2\sqrt{2}} \hat{S}_{12} w(r) \right)$$



## Выводы (к мифу № 1)

Таким образом, весьма вероятно, что универсального отталкивающего кора во всех парциальных волнах нет, а есть “структурный кор”, точнее, неподвижный узел волновых функций в  $S$ - и  $P$ -волнах только, а также соответствующее подавление на малых расстояниях, обусловленное сильной связью с ненуклонными каналами.

## МИФ № 2:

“Тензорное  $NN$ -взаимодействие на средних и малых расстояниях обусловлено  $\pi$ - и  $\rho$ -обменом”

- Основная проблема состоит в выборе нефизически высоких значений параметра короткодействующего обрезания в пион-нуклонных вершинах

$$\Lambda_{\pi NN}^{\text{ОВЕ}} \simeq 1.2\text{--}1.5 \text{ ГэВ}/c,$$

что необходимо для объяснения квадрупольного момента дейтрана и поведения параметра  $NN$  тензорного смешивания  $\varepsilon(E)$  (в связанных каналах  ${}^3S_1$ - ${}^3D_1$ ).

- Например, в известном обзоре Махлейда по ядерным силам (R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. **19**, 189 (1989)) утверждается, что значение  $\Lambda_{\pi NN} = 1.3 \text{ ГэВ}/c$  есть **нижняя допустимая граница** для параметра короткодействующего обрезания.

- Но даже при таких высоких значениях  $\Lambda_{\pi NN}$  получается

$$\left. \begin{array}{l} Q_d^{\text{theor}} \simeq 0.275 \text{ Фм}^2 \\ Q_d^{\text{exp}} \simeq 0.286 \text{ Фм}^2 \end{array} \right\}, \text{ т.е. ошибка } \eta = \frac{\Delta Q_d}{Q_d^{\text{exp}}} \simeq 6\%$$

- На самом деле, все современные теории и эксперименты предсказывают

$$\Lambda_{\pi NN} \simeq 0.4 - 0.7 \text{ ГэВ/с}$$

- При таких  $\Lambda_{\pi NN}$  дейtron окажется сильно недосвязанным или вовсе несвязанным, причем его квадрупольный момент станет совсем маленьким!
- Например, уже при  $\Lambda_{\pi NN}^{\text{dip}} = 0.78 \text{ ГэВ/с}$  стандартная ОВЕР модель дает значения квадрупольного момента дейтрана  $Q_d = 0.238 \text{ Фм}^2$ , асимптотического смешивания  $\eta = D/S = 0.0233$  (вместо экспериментального 0.0263) и веса  $D$ -волны в дейтроне  $P_D = 2.4\%$ .

- Таким образом, хорошее описание дейтрона, параметра тензорного смешивания  $\varepsilon_1$  и  $^3S_1$ - $^3D_1$  фазовых сдвигов достигается в стандартных ОВЕР моделях путем **искусственного увеличения параметров обрезания**  $\Lambda_{\pi NN}$  (а также  $\Lambda_{\pi N\Delta}$ ,  $\Lambda_{\pi \Delta\Delta}$  и т.д.), что эффективно резко увеличивает тензорную  $NN$ -силу на малых расстояниях.
- Сравним теперь эти значения с теми, которые требуются для подгонки  $NN$  фазовых сдвигов в области энергий  $E \sim 1$  ГэВ (см. T.-S. H. Lee, “*Meson theory of nucleon-nucleon scattering up to 2 GeV*”, Phys. Rev. C **29**, 195 (1984)):

$$\left. \begin{array}{l} \Lambda_{\pi N\Delta} = 0.358 \\ \Lambda_{\pi \Delta\Delta} = 0.356 \\ \Lambda_{\pi NN^*} = 0.60 \\ \Lambda_{\pi \Delta N^*} = 0.251 \end{array} \right\} \text{ГэВ/с, требуется для описания связи каналов } NN \rightleftharpoons N\Delta \text{ и } NN \rightleftharpoons NN^*.$$

- Таким образом, большая короткодействующая тензорная сила в н-р системе, обусловленная  $\pi$ - и  $\rho$ -обменами, является очередным **мифом!**

- ВЫВОД:

В каналах  $^3S_1$ - $^3D_1$  не хватает сильной короткодействующей тензорной силы притягивающего характера!

- ВОПРОС:

Откуда ее взять?

Дибарионная модель дает вполне правдоподобный ответ на этот вопрос:

$|s^4p^2[42] L=0, ST=10\rangle \quad \} \quad$  в осцилляторной кварковой модели эти две  
 $|s^4p^2[42] L=2, ST=10\rangle \quad \}$  конфигурации вырождены по энергии

И тогда OGE (обмен векторными глюонами между кварками) будет сильно перемешивать эти кварковые  $S$ - и  $D$ -компоненты на малых расстояниях.

В итоге в дибарионе будет сильное перемешивание  $S$ - и  $D$ -компонент, и при добавлении такого сильно деформированного дибариона к обычной дейтронной функции возникает сильная  $NN$  тензорная корреляция на малых расстояниях.

## МИФ № 3:

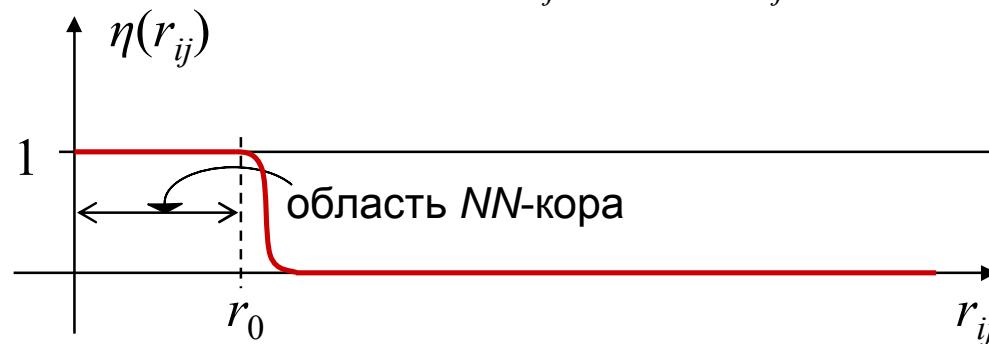
(тесно связан с предыдущими двумя мифами)

“Короткодействующие  $NN$ -корреляции  
в ядрах можно описать обычными (т.е. центральными)  
Ястровскими корреляторами”

- Ястровский коррелятор:

$$\Psi_{\text{corr}} = \prod_{i>j} f(r_{ij}) \Psi_{\text{shell-model}},$$

$$\text{где } f(r_{ij}) = 1 - \eta(r_{ij})$$



- Современные экспериментальные данные по аккуратному измерению короткодействующих  $NN$ -корреляций полностью опровергают такой упрощенный взгляд на природу короткодействующих  $NN$ -корреляций в ядрах.

# Experimental studies of short-range correlations in nuclei

$$p \geq 300 \text{ MeV}/c$$

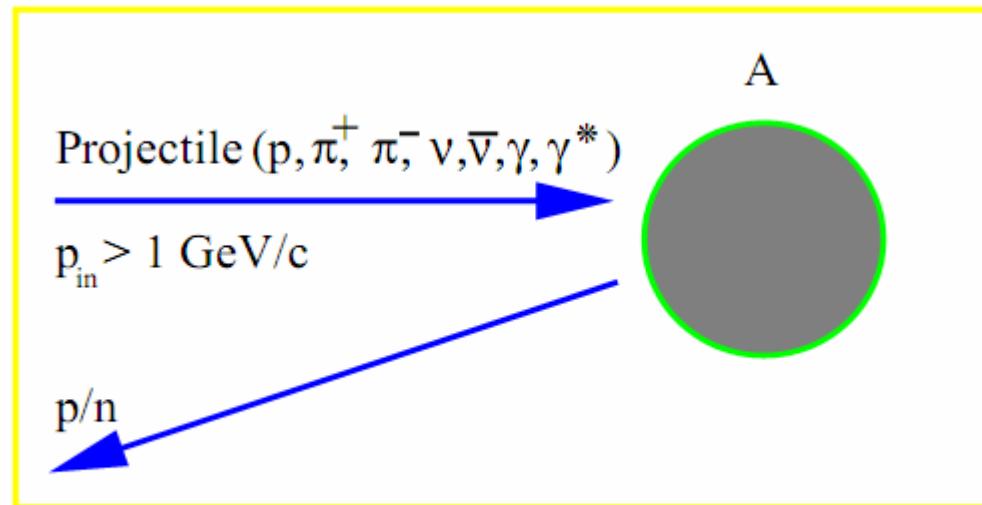
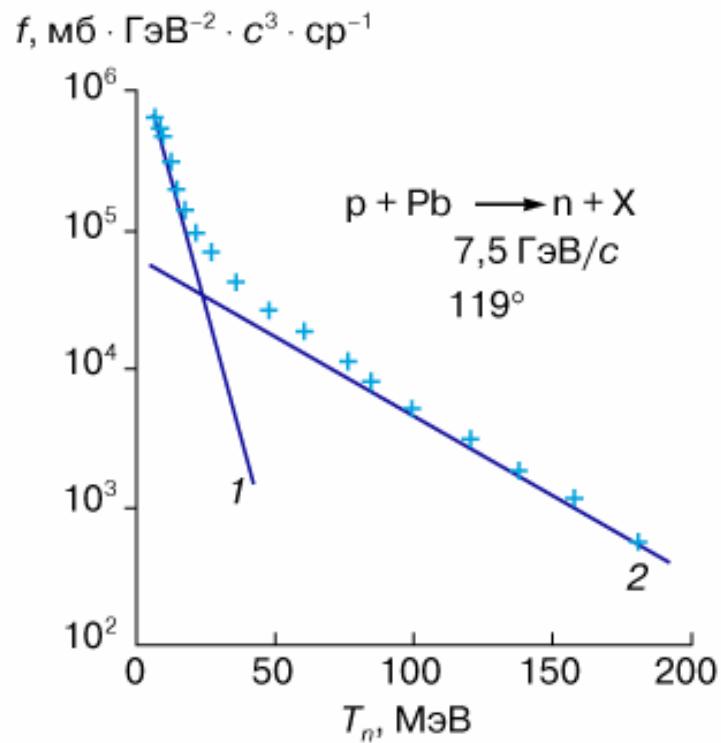


Figure 1.1: Kinematics of backward emitted nucleons.

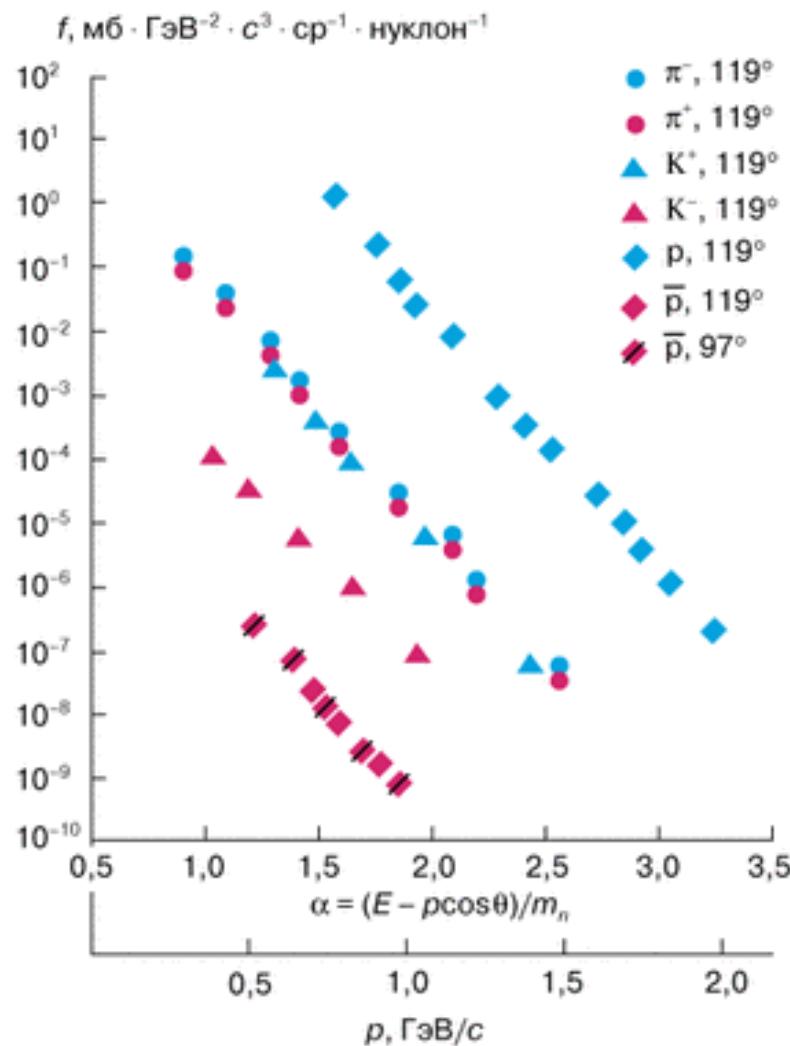
# First experiments on cumulative particles production in high-energy collisions

(A.M. Baldin, G.A. Leksin, *et al.*, 50–60ies)

Scattering of fast particles off nuclei at large angles in lab. system



# Production of fast cumulative particles at large angles



The dependence of invariant functions for production of different cumulative particles ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ,  $K^-$ ,  $K^+$ , etc.) on value of  $\alpha$  (effective mass of multibaryons in target nucleus which participate in the process).

# Recent experimental results on cumulative hadrons production

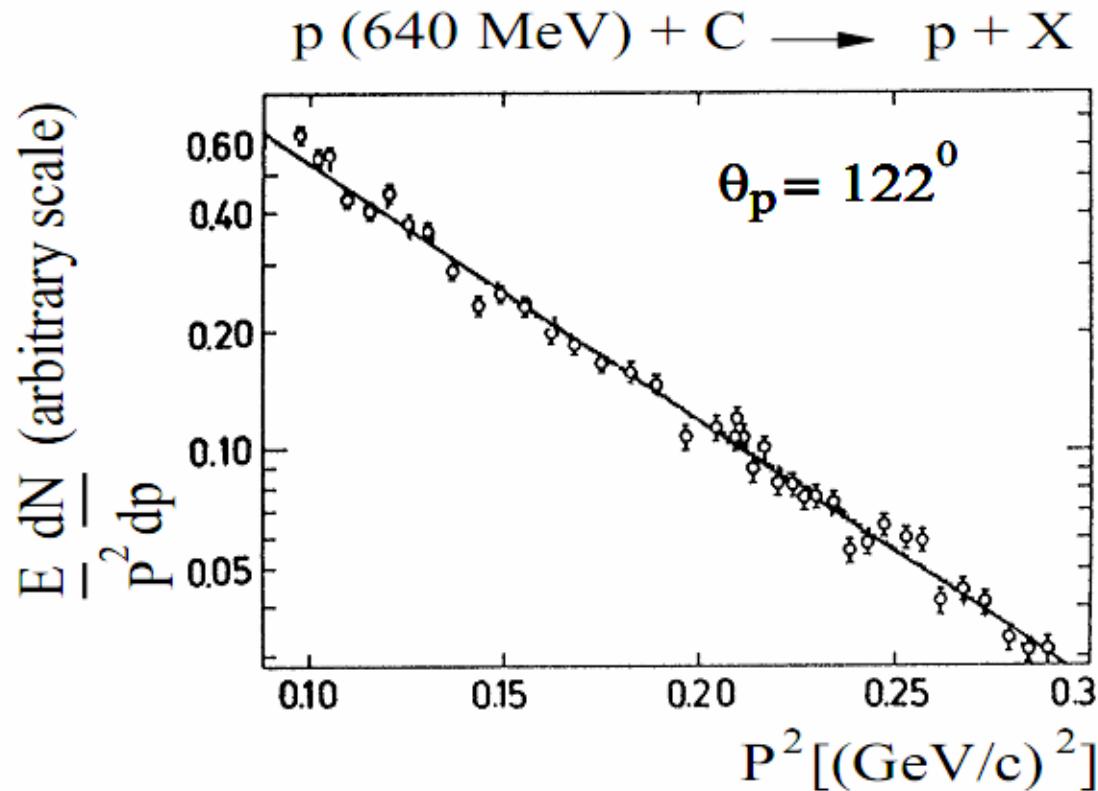


Figure 1.2: Invariant momentum spectra as a function of  $p^2$  for 640 MeV p incident on C. The protons were detected at  $\theta_p=122^\circ$ . Data are from ref. [4]. The solid line is a fit to  $C e^{-Bp^2}$ .

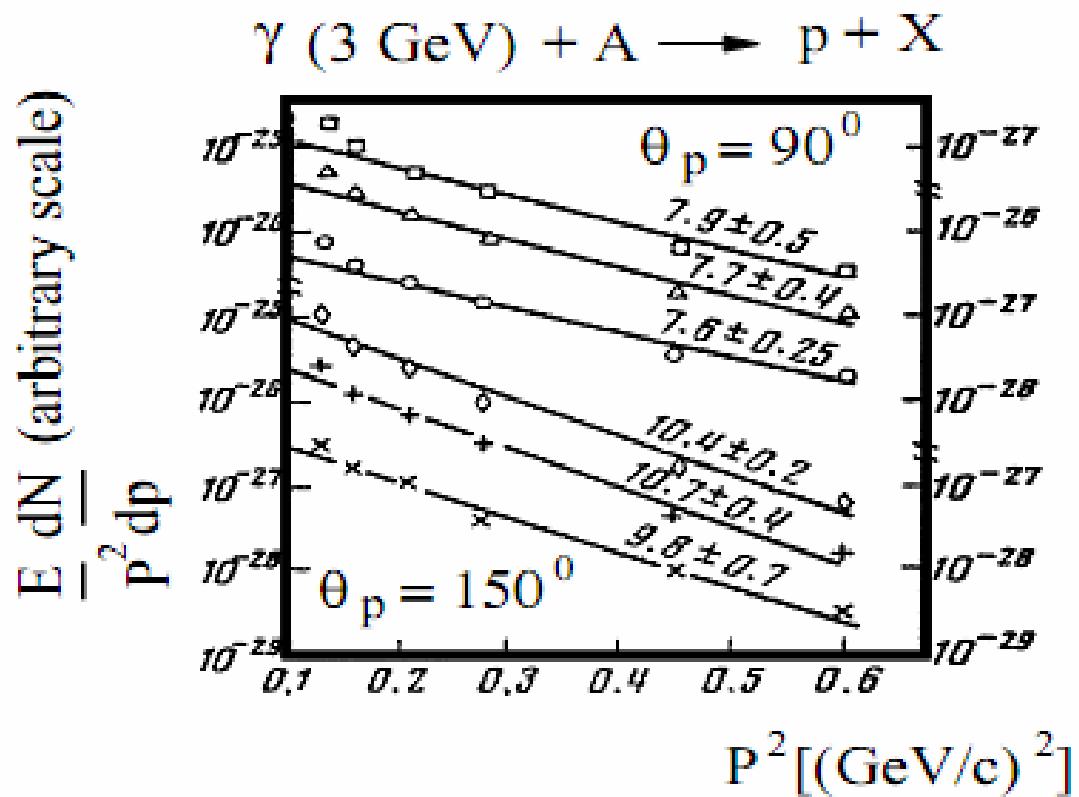


Figure 1.3: Invariant momentum spectra as a function of  $p^2$  for 3 GeV  $\gamma$  incident on  $^{12}\text{C}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ , and  $^{208}\text{Pb}$ :  $\circ$ ,  $\triangle$ ,  $\square$  for  $\theta_p=90^\circ$ ;  $\times$ ,  $+$ ,  $\diamond$  for  $\theta_p=150^\circ$ . Data are from ref. [5]. The solid lines are fits to  $C e^{-B(\theta)p^2}$ .

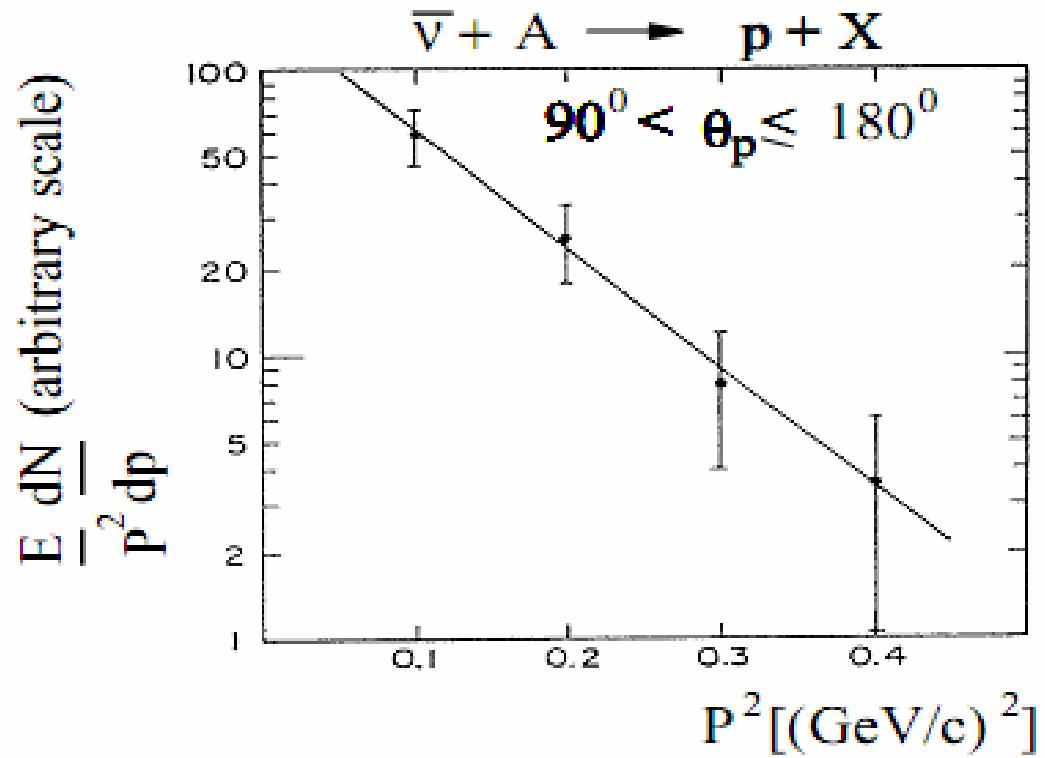


Figure 1.4: Invariant momentum spectra as a function of  $p^2$  for the backward emitted proton in the  $\bar{\nu}+A \rightarrow p+X$  reaction from ref. [6]. The solid line is a fit to  $C e^{-B p^2}$ .

## Параметризация спектра вылетающих частиц:

$$(E / p) \frac{d\sigma}{d(p^2)} = C e^{-B(\theta)p^2} = C' e^{-T/T_0(\theta)}$$

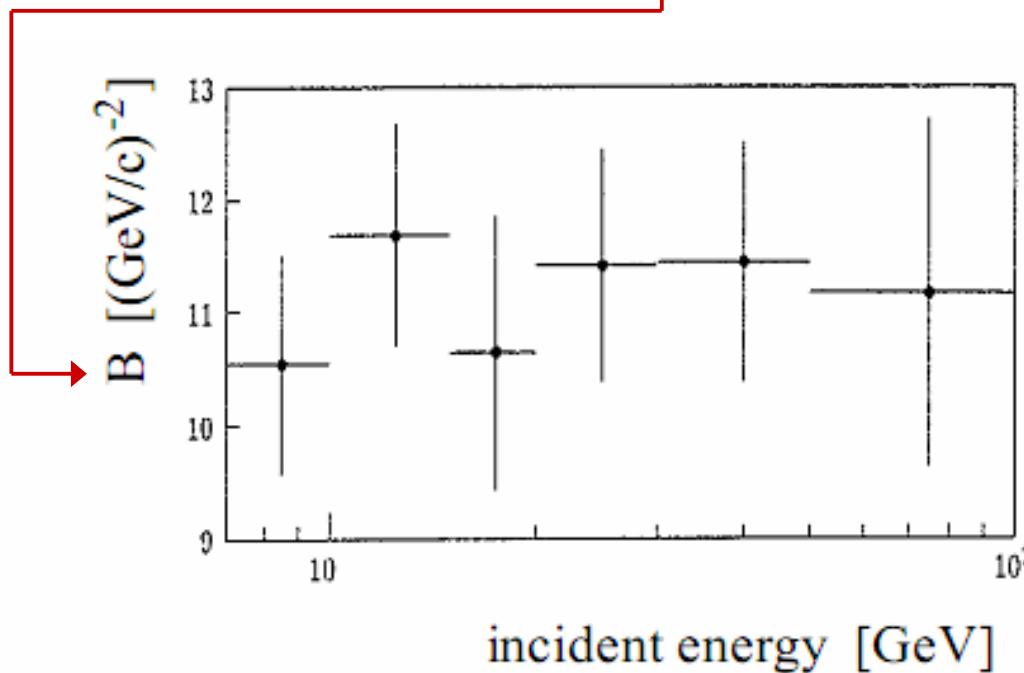


Figure 1.5: Slope parameter,  $B$ , for backward proton emitted in the combined  $\nu + \text{Ne} \rightarrow p + X$  and  $\bar{\nu} + \text{Ne} \rightarrow p + X$  reaction as a function of the incident energy. Data are from ref. [8].

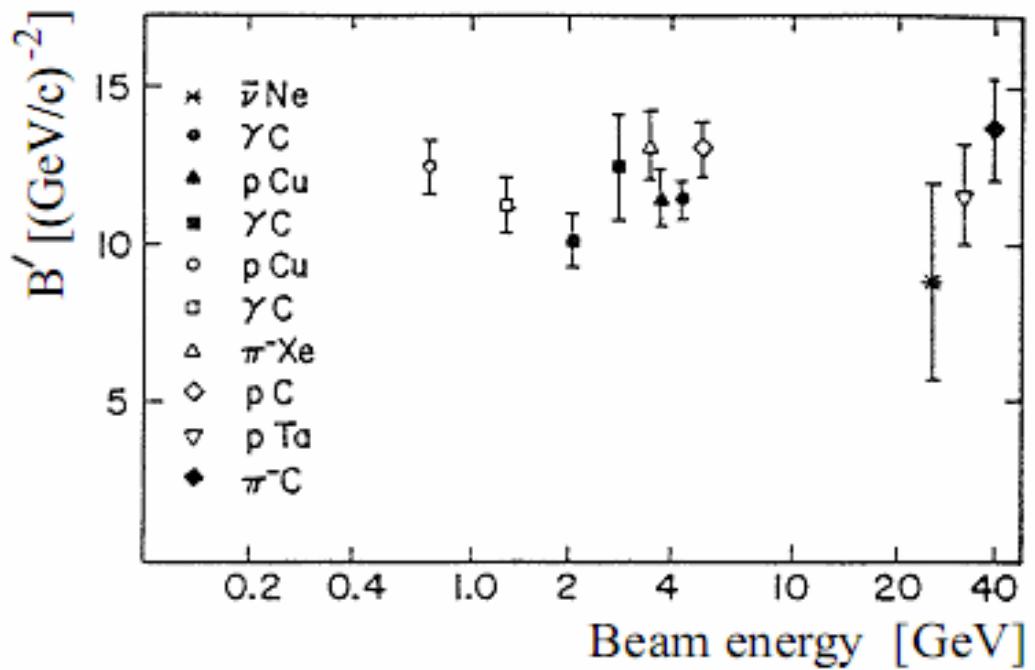


Figure 1.6: Comparison of the parameter  $B'$  ( $120^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ ) obtained for different reaction at various energies and targets. The figure is from ref. [6].

# Scaling & Superscaling

- For incident beams above about 1 GeV/c and for backward going nucleons above about 0.3 GeV/c the slope parameter B was found to be independent of incident energy and beam type and target nucleus and only weakly dependent on the angle of the backward going particle.
- The absolute scale parameter C depends on the nucleus and only weakly on the incident energy and projectile.

В литературе был предложен целый ряд моделей для объяснения этих явлений скейлинга и суперскейлинга в рассеянии высокоэнергичных адронов на ядрах, которые могли объяснить отдельные черты экспериментальных данных:

- модель парных корреляций Франкфурта-Стрикмана,
- механизм многократного рассеяния,
- распады файербола,
- и т.д.

Однако у этих объяснений было два главных недостатка:

1) Они практически не были связаны с моделями ядерных сил.

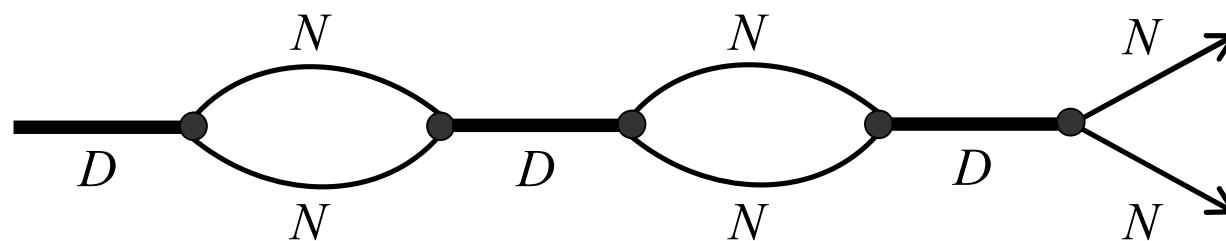
В частности, механизм парных корреляций и жестких процессов в ядрах, предложенный Франкфуртом и Стрикманом, никак не выводился и количественно не был связан с принятыми моделями ядерных сил.

2) Модели короткодействующих корреляций в ядрах вводились *ad hoc* и не давали надежных предсказаний для других адронных или ядерных процессов, например, для рождения мезонов в  $NN$ -соударениях (это ведь тоже жесткие процессы!).

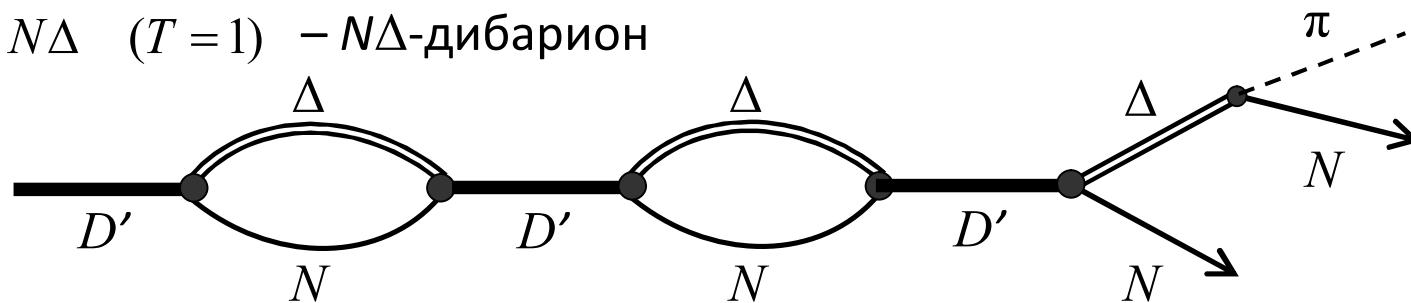
# Что предсказывает дибарионная модель?

- Одетые дибарионы в ядрах существуют в виде суперпозиции двух сильно связанных каналов: кварк-мезонного и адронного.
- Примеры:

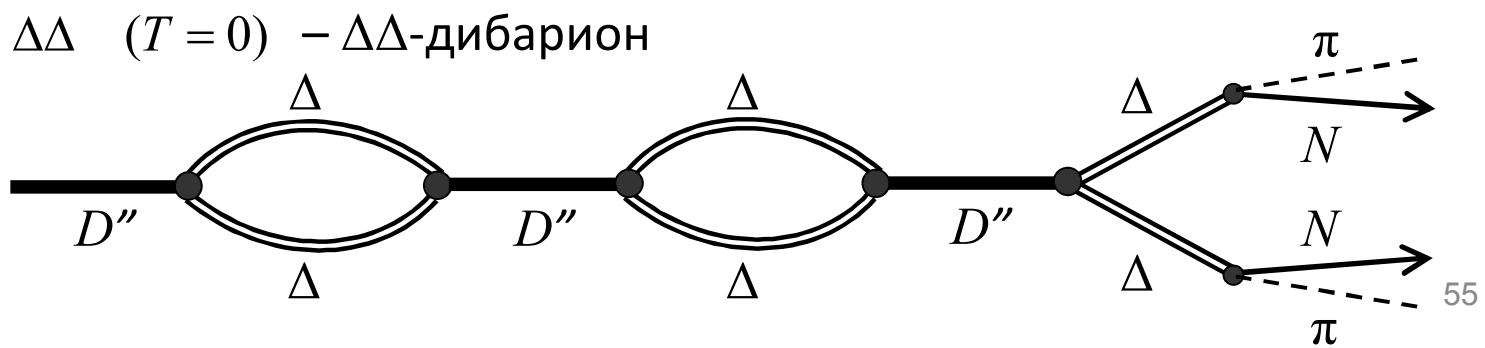
1)  $D \rightleftharpoons NN$  ( $T = 0$ ) –  $NN$ -дибарион



2)  $D' \rightleftharpoons N\Delta$  ( $T = 1$ ) –  $N\Delta$ -дибарион



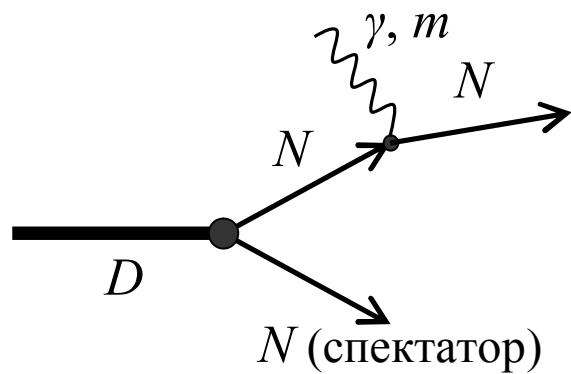
3)  $D'' \rightleftharpoons \Delta\Delta$  ( $T = 0$ ) –  $\Delta\Delta$ -дибарион



- В обычных (т.е. “холодных”) ядрах при низких энергиях доминирует изоскалярный ( $T=0$ ) дибарион с сильной связью с  $NN$ -каналом:

$$D \rightleftharpoons NN.$$

Поэтому жесткий процесс можно представить такой диаграммой:



- Вес такой дибарионной компоненты в ядрах в среднем составляет  $\sim 10\%$ . Наши точные расчеты ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  дали вес дибарионной компоненты в интервале 10-12%. Это и дает реально вес высокоимпульсной компоненты в ядерных волновых функциях.

- Основная зависимость от импульса в вершине развала  $D \rightleftharpoons NN$  “сидит” в экспонентах:
  - $S$ -волна  $\varphi_0(p) \sim \exp(-\beta_0 p^2)$ ,  $\beta_0 \approx 2 \text{ (GeV}/c)^{-2}$
  - $D$ -волна  $\varphi_2(p) \sim \exp(-\beta_2 p^2)$ ,  $\beta_2 \approx 5 \text{ (GeV}/c)^{-2}$
- В вероятности развала (в ядрах) входят квадраты этих вершин:
  - $|\varphi_0(p)|^2 \sim \exp(-B_0 p^2)$ ,  $B_0 \approx 4 \text{ (GeV}/c)^{-2}$
  - $|\varphi_2(p)|^2 \sim \exp(-B_2 p^2)$ ,  $B_2 \approx 10 \text{ (GeV}/c)^{-2}$
- Наши предварительные оценки показали, что при достаточно большом весе  $D$ -волны ( $P_D \geq 15\%$ ), что вполне реально в ядрах, суммарная вероятность развала ведет себя как

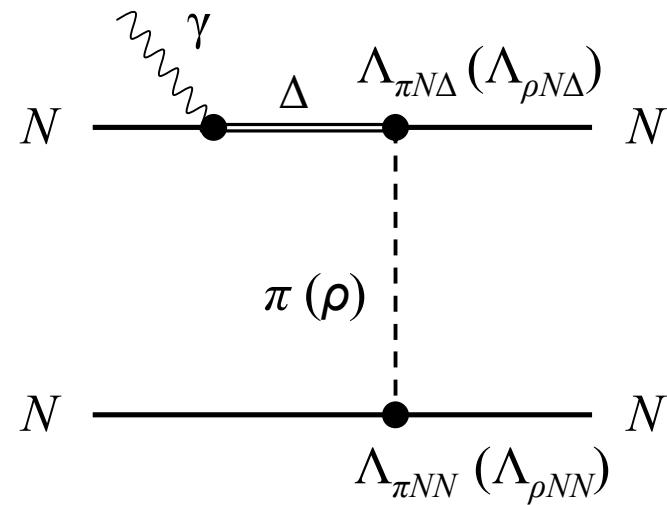
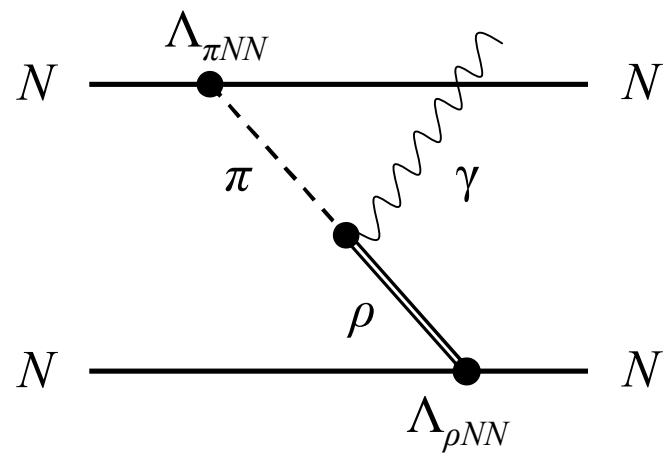
$$W(p^2) \sim \exp(-B p^2), \quad B \approx 10 \text{ (GeV}/c)^{-2},$$

т.е. совпадает с тем, что дают все основные эксперименты в этой области.

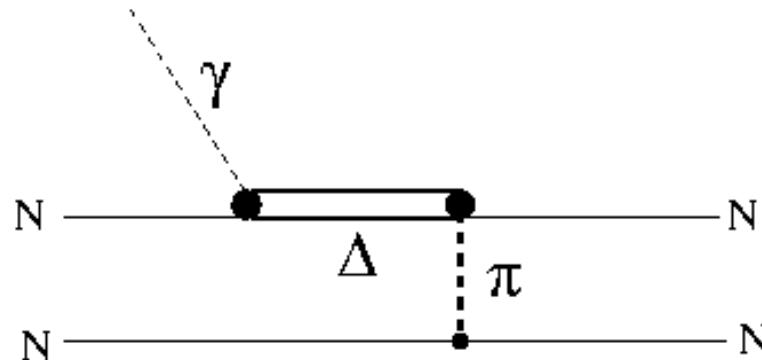
## МИФ № 4:

“Электромагнитные процессы на ядрах, типа  $A(e,e'p)$ ,  $A(e,e'pp)$ ,  $A(\gamma,np)$  и т.д., при промежуточных энергиях можно объяснить в рамках ОВЕР-механизма через парные обменные токи типа  $(\rho\gamma)$ ,  $(\pi\gamma)$ , seagull-диаграммы и  $\Delta$ -токи”

- Примеры парных токов:

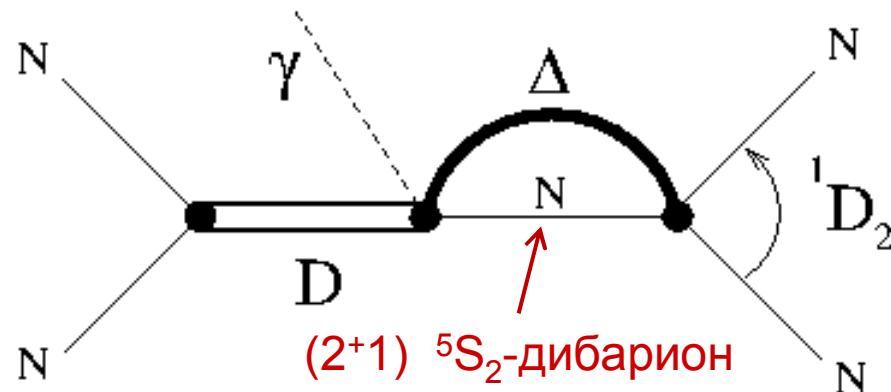


- Обычная модель дейтрана описывает данные только до  $p_m \sim 300$  МэВ/с, затем экспериментальные данные показывают резкий изгиб и выпадание.
- Теоретическая группа в Майнце (Аренховель и др.) объясняет данные при  $\sim p_m > 300$  МэВ/с с помощью очень большого вклада  $\Delta$ -тока



используя значение  $\Lambda_{\pi N \Delta} \sim 1.3 - 1.5$  ГэВ/с.

- Объяснение в терминах изовекторных дибарионов выглядит намного более естественным:



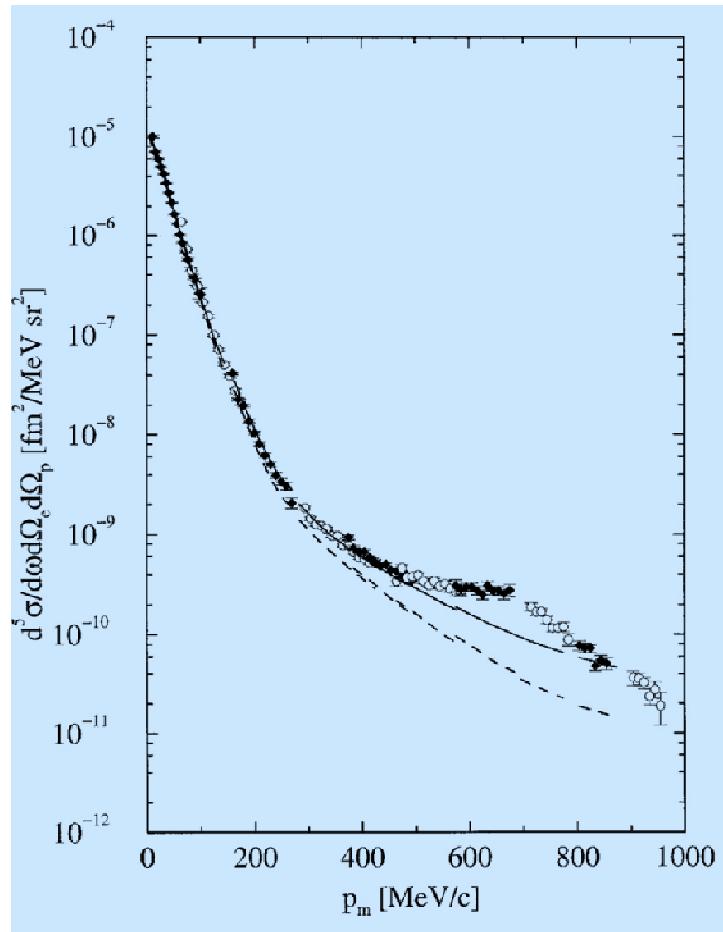
- Вот простые оценки:

$$M(2^+1) \sim 2.15 \text{ ГэВ},$$

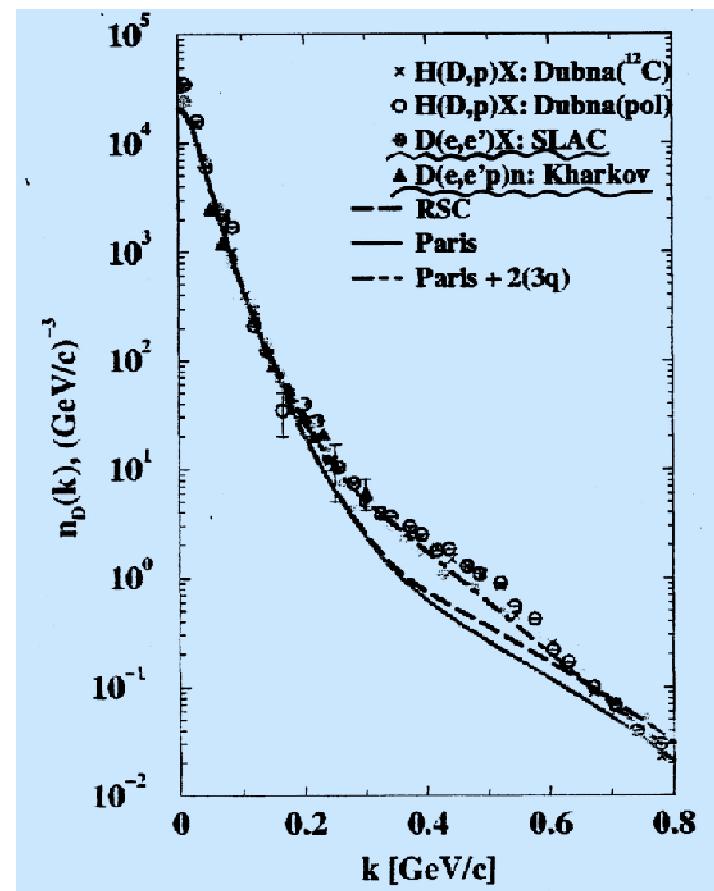
$$M(N\bar{N}) \sim 1.88 \text{ ГэВ},$$

- $\Delta E \sim 300$  МэВ – энергия возбуждения  $(2^+1)$ -дибариона.
- При последующем распаде такого дибариона энергия каждого нуклона равна половине  $\Delta E$ :  $\sim 150$  МэВ. Эта энергия отвечает импульсу вылетающего нуклона  $p_m \sim 375$  МэВ/с.
- Учтем теперь, что ширина  $\Gamma$   $(2+1) \sim 120$  МэВ, и, следовательно,  $\Gamma/2 \sim 60$  МэВ. В итоге резонансное усиление начинается при энергии  $E_R - i\Gamma/2 \sim 150 - 60 = 90$  МэВ, т.е. при  $p_m = 0.3$  ГэВ/с,  
**что и наблюдается в эксперименте.**

## D( $e, e' p$ ) cross section



## Nucleon momentum distribution in deuteron extracted from different experiments



## Резюмируем:

В процессе  $d(e, e' p)$  при  $p_m > 0.3$  ГэВ/с возбуждается  $2^+1$  изовекторный дипарцион ( $M(2^+1) \sim 2.15$  ГэВ) со структурой  $6q + \pi \Leftrightarrow N + \Delta$ .

А мифический  $\Delta$ -ток с искусственно завышенными значениями  $\Lambda_{\pi N \Delta}$  и  $\Lambda_{\pi N N}$  просто имитирует вклад этого дипариона в рамках традиционной ОВЕ модели.

## МИФ № 5:

“Нуклоны связаны в ядрах за счет больших сил притяжения, возникающих в результате  $t$ -канального обмена  $\sigma$ -мезонами между нуклонами”

- Это утверждение лежит в самой основе физики ядра и является также одним из основных постулатов адродинамики Валечки–Серро – одной из самых успешных ядерных моделей.
- Ниже мы покажем, что этот базовый постулат, к сожалению, не выдерживает проверки с помощью современных теорий и даже простых оценок.

# Загадка $\sigma$ -мезона

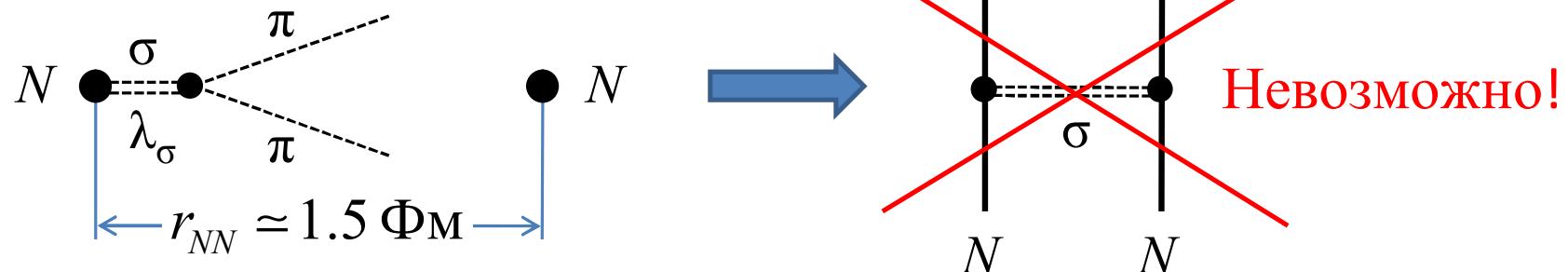
- Легкий скалярный мезон ( $\sigma$ ) играет фундаментальную роль в физике сильных взаимодействий, поскольку он отвечает за возникновение массы всех остальных адронов (бозон Хиггса в теории сильных взаимодействий).
- $\pi + \pi \rightleftharpoons \sigma$  – очень широкий резонанс в  $\pi\pi$ -рассеянии:

$$m_\sigma = 441^{+16}_{-8} \text{ МэВ}, \Gamma_\sigma \simeq 544^{+18}_{-25} \text{ МэВ}.$$

[I. Caprini, G. Colangelo, H. Leutwyler, PRL 96, 132001 (2006)]

- Если принять эту огромную ширину  $\sigma$ -мезона, то никакого  $t$ -канального обмена между двумя нуклонами быть не может:

$$\tau \simeq \frac{\hbar}{\Gamma_\sigma}; \lambda_\sigma \simeq c \cdot \tau \leq 0.2 \text{ Фм} \quad \text{– пробег мезона со временем жизни } \tau.$$

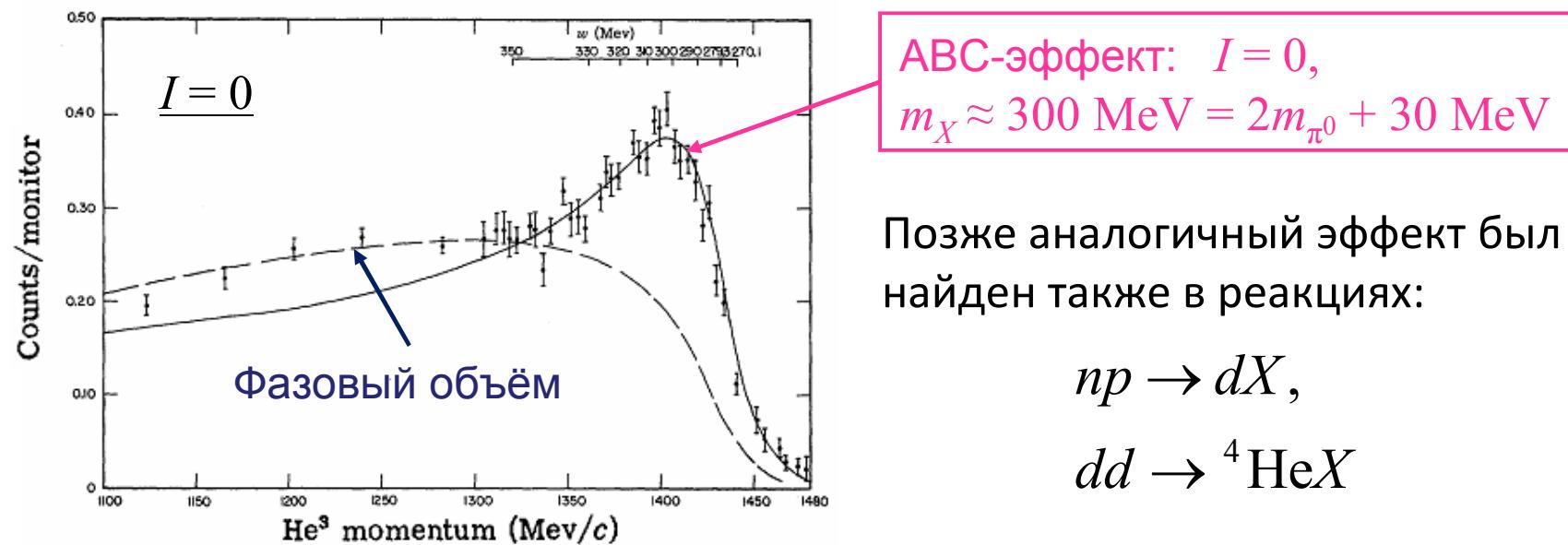


- В итоге, **все ядра должны были бы рассыпаться на составляющие нуклоны!** Современная ядерная физика не дает никаких средств для спасения от этой катастрофы.
- Спасение пришло со стороны старых экспериментов Abashian–Booth–<sup>63</sup>Crowe, выполненных в Беркли в 60-е годы (т.н. ABC-puzzle).

# Открытие и первые интерпретации ABC-эффекта

A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe, PRL 5, 258 (1960); 7, 35 (1961):

Первый инклюзивный эксперимент  $pd \rightarrow {}^3\text{He}X$ ,  $T_p = 0.743 \text{ GeV}$

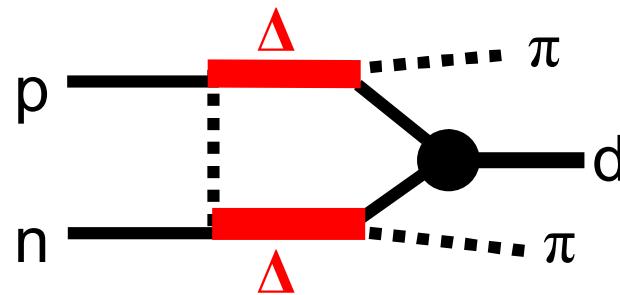


Первая интерпретация: резонансное усиление в перерассеянии двух пионов в скаляр-изоскалярном канале. **Сигма-мезон?**

Требуемая длина рассеяния:  $a_{s0} \approx 2-3 \text{ } m_\pi^{-1}$ . На самом деле:  $a_{s0} = 0.2 \text{ } m_\pi^{-1}$ .  
В пл-рассеянии нет ABC-эффекта!!!

# Открытие и первые интерпретации ABC-эффекта

- T. Risser & M.D. Shuster, Phys. Lett. **B43**, 68 (1973):  
**t-канальная  $\Delta\Delta$ -модель**



- Предсказывает два пика в спектре двух пионов:  
при малых и больших инвариантных массах  $M_{\pi\pi}$  –  
ABC- и “DEF”-эффекты
- Дает качественное описание инклюзивных данных

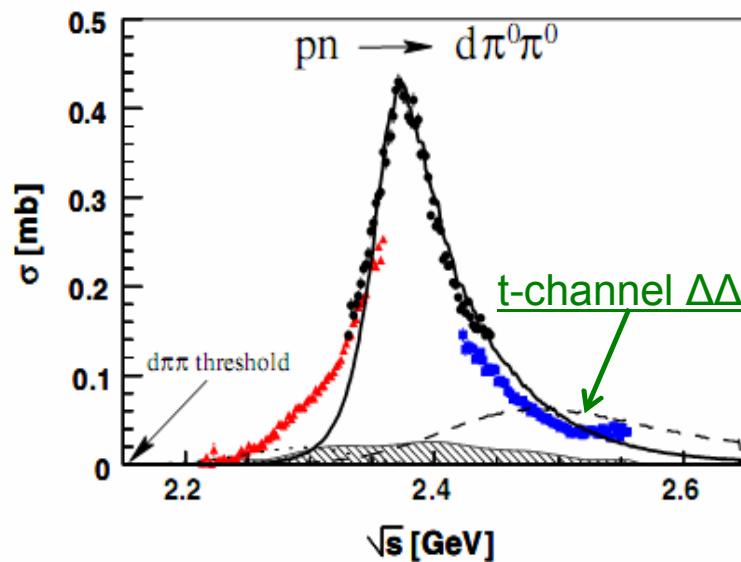
# Новые эксперименты коллаборации WASA@COSY

P. Adlarson *et al.*, PRL **106**, 242302 (2011):

Первый эксклюзивный эксперимент в 4 $\pi$ -геометрии

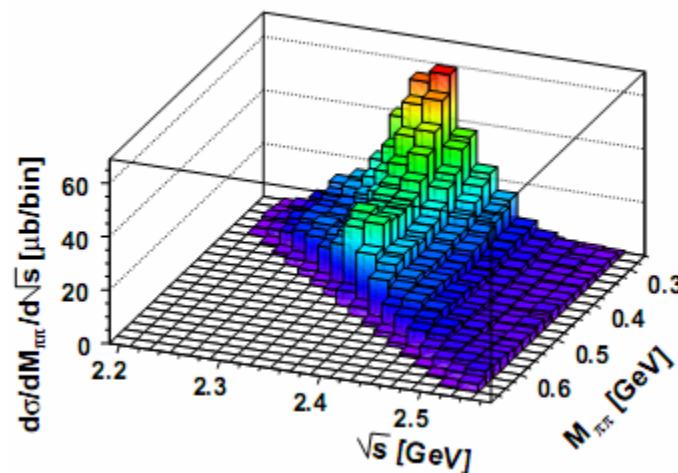
$$p + d \rightarrow p_{\text{spectator}} + d + \pi^0 \pi^0, T_p = 1.0 - 1.4 \text{ GeV}$$

Открытие: Рождение дибарионного резонанса в pn-соударении



$$\begin{aligned} I(J^P) &= 0(3^+) \\ M_R &\approx 2.37 \text{ GeV} \\ \Gamma_R &\approx 70 \text{ MeV} \end{aligned}$$

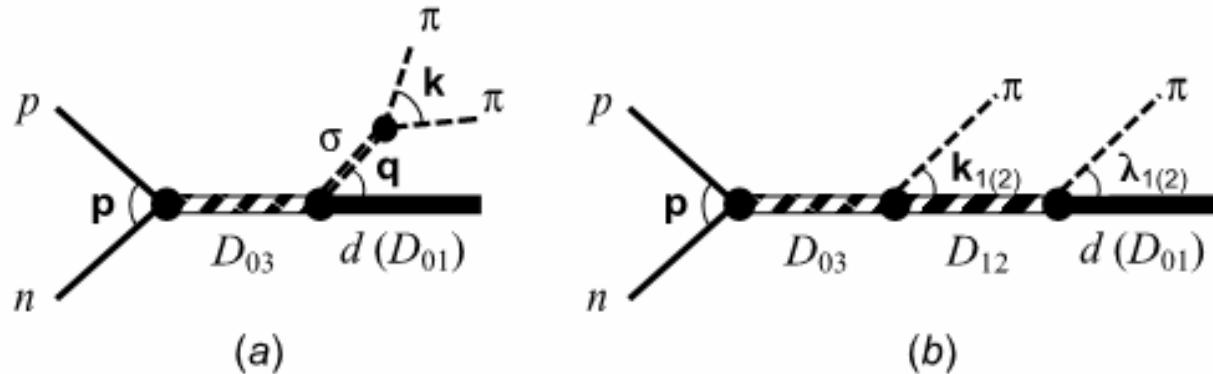
Этот резонанс был  
впервые предсказан  
Дайсоном еще в 1964 г.!  
[F.J. Dyson and N.-H.  
Xuong, PRL **13**, 815 (1964)]



Прямая связь с ABC-эффектом:

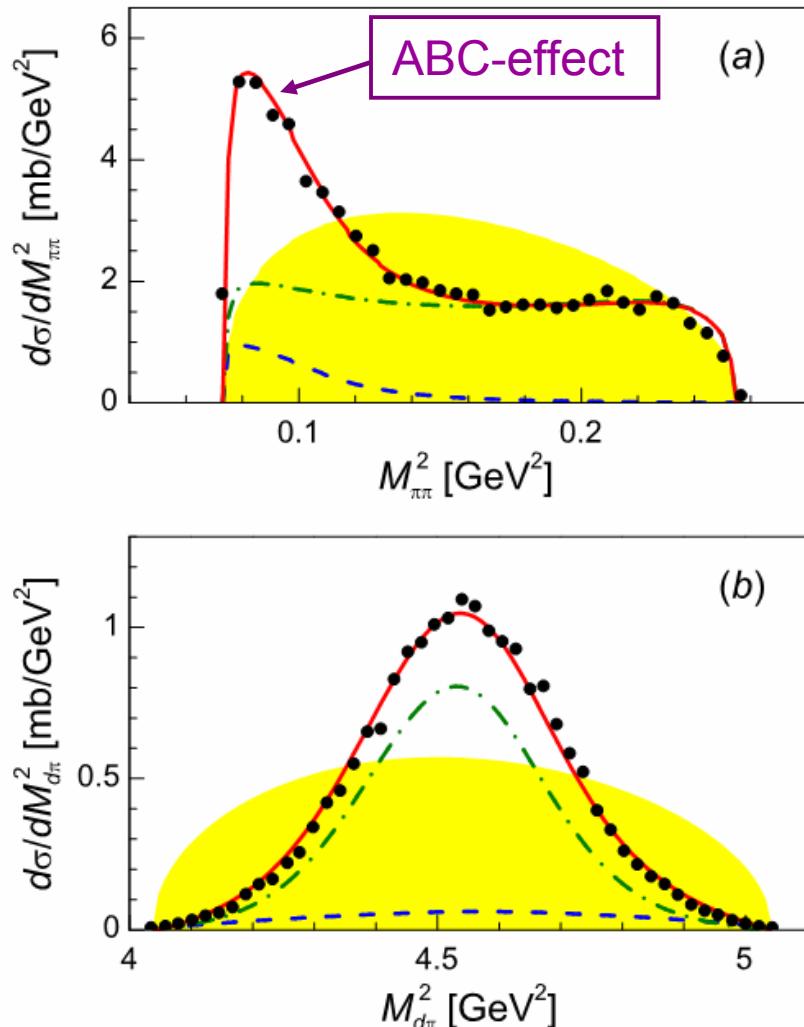
# Наша интерпретация

- В нашей модели основной вклад в сечение реакции  $p + n \rightarrow d + \pi^0\pi^0$  при энергиях  $T_p = 1.0\text{--}1.4$  ГэВ, соответствующих рождению дифариона  $D_{03}$  ( $I(J^P) = 0(3^+)$ ), дают две интерферирующие моды распада этого дифариона:
  - (a) эмиссия пионной пары из промежуточного  $\sigma$ -мезона,
  - (b) последовательная эмиссия двух пионов через образование промежуточного изовекторного дифариона  $D_{12}$  ( $I(J^P) = 1(2^+)$ ).
- Аналогия с распадом роперовского резонанса  $N^*(1440)!$



- АВС-эффект обусловлен рождением  $\sigma$ -мезона в процессе девозбуждения дифариона  $D_{03}$  в кварк-мезонную компоненту дейтрона  $D_{01}$  ( $I(J^P) = 0(1^+)$ ).

# Результаты: сравнение с экспериментальными данными WASA@COSY



- Experiment (PRL'11)
- Phase space
- - -  $D_{03} \rightarrow \sigma + d$
- - -  $D_{03} \rightarrow \pi + D_{12}$
- Full calculation

- Каждый из двух механизмов распада дибариона  $D_{03}$  дает резонансное усиление в соответствующем спектре инвариантных масс.
- Параметры  $\sigma$ -мезона, найденные нами:

$$m_\sigma \simeq 300 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\sigma \simeq 100 \text{ MeV.}$$

- Из  $\pi\pi$ -рассеяния:

$$m_\sigma = 441^{+16}_{-8} \text{ MeV}, \quad \Gamma_\sigma \simeq 544^{+18}_{-25} \text{ MeV.}$$

# Восстановление киральной симметрии

- Известно, что в ядерной материи при повышении плотности и/или температуры происходит **частичное восстановление киральной симметрии** (*М.К. Волков и др., Т. Кунихиро и др.*).
- То же явление наблюдается в изолированных адронах при повышении энергии возбуждения (*Л.Я. Глозман и др.*).
- В результате происходит **редукция массы  $\Sigma$ -мезона**, а также **ширины распада  $\Sigma \rightarrow \pi\pi$** . Например, при  $T = 100$  МэВ  $m_\Sigma \approx 317$  МэВ [M.K. Volkov et al., arXiv:hep-ph/0203170]
- Поскольку дибарион представляет собой плотный и сильно возбужденный шестиварковый объект, в нем также должно происходить восстановление киральной симметрии.
- Поэтому  $\Sigma$ -мезон, испускаемый дибарионом, будет иметь меньшую массу и ширину в сравнении со свободным  $\Sigma$ -мезоном (рождающимся в  $\pi\pi$ -рассеянии).

## Выводы

- Если наша интерпретация ABC-эффекта верна, то в адронных соударениях типа  $p+p$ ,  $p+d$  и т.д. при энергиях порядка 1 GeV/u должно происходить интенсивное рождение легких скалярных мезонов в условиях частичного восстановления киральной симметрии.
- Весьма вероятным независимым подтверждением этого вывода является известный DLS-puzzle в рождении дилептонов, а также усиленный выход дилептонов из файербола в столкновениях тяжелых ионов.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Мы показали, что многие общепринятые черты традиционных моделей ядерных сил, такие, как:
  - локальный и универсальный отталкивающий кор, обусловленный обменом векторными мезонами,
  - тензорная и спин-орбитальная силы на коротких расстояниях, обусловленные обменом  $\rho$ - и  $\pi$ - (для тензорного взаимодействия) мезонами,
  - универсальные Ястровские корреляции центрального характера, не зависящие от спинов,
  - $t$ -канальный обмен стабильным  $\sigma$ -мезоном, обеспечивающий сильное  $NN$ -притяжение в ядрах на промежуточных расстояниях,
    - противоречат современным экспериментальным данным и входят в разряд **распространенной и общепринятой мифологии**.
- Развиваемая нами **дибарионная модель ядерных сил** на коротких и промежуточных расстояниях в состоянии дать правильные ответы, не противоречащие эксперименту и фундаментальной теории.
- Помимо этого, дибарионная модель ведет к объяснению загадки скейлинга и суперскейлинга в рождении кумулятивных частиц при высоких энергиях в тесной связи с фундаментальным  $NN$ -взаимодействием.

**Спасибо за внимание!**