

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Институт ядерной физики и технологий  
Кафедра №40 «Физика элементарных частиц»

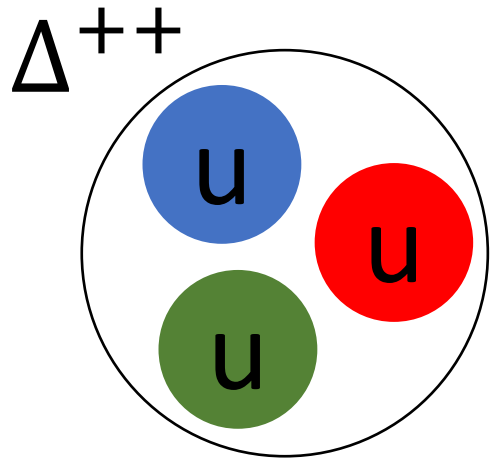


# Открытие $\Delta^{++}$ -резонанса

Николаенко Р. В.

Москва, декабрь 2023

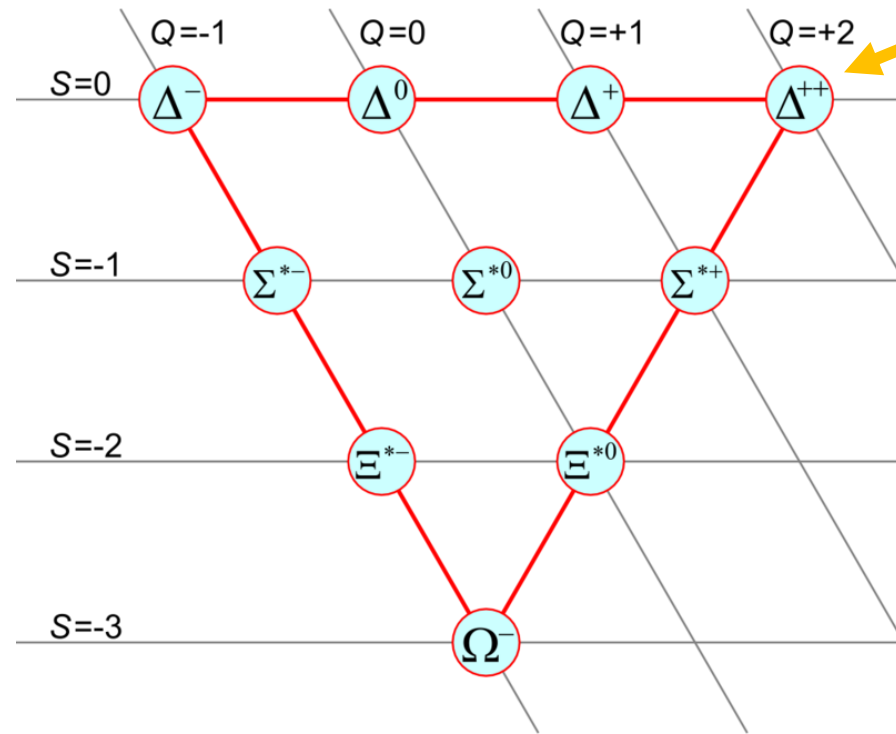
# Введение



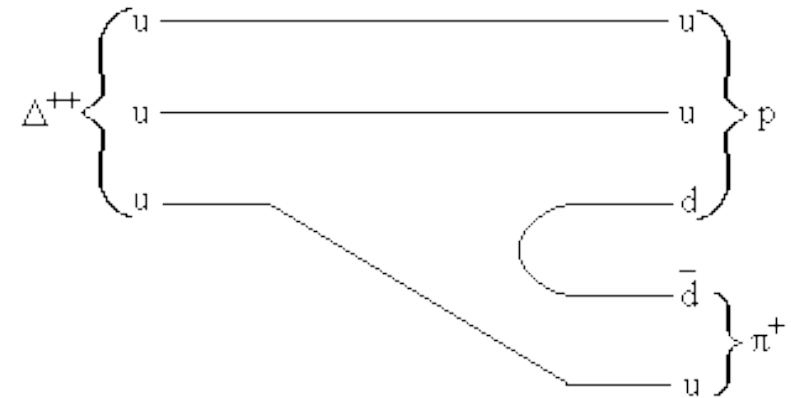
$m = 1232 \text{ МэВ}$

- Само существование этой частицы говорит о наличии квантового числа – цвет.

$J^P = \frac{3}{2}^+$



- Единственный возможный распад:



# История открытия. Первое указание на существование резонанса

## Total Cross Sections of Negative Pions in Hydrogen\*

H. L. ANDERSON, E. FERMI, E. A. LONG,†  
R. MARTIN,‡ AND D. E. NAGLE  
Institute for Nuclear Studies, University of Chicago,  
Chicago, Illinois  
(Received January 21, 1952)

THE interaction of negative pions and protons has been investigated by Steinberger and co-workers<sup>1</sup> for pions of 85-Mev energy by transmission measurements and by Shutt and co-workers<sup>2</sup> for pions of 55 Mev by direct observation of pion tracks in a Wilson chamber. Both measurements indicate a surprisingly low value for the cross section in this range of energies. We have undertaken to extend the total cross section measurements to higher energies.

The negative pions are produced in the large Chicago cyclotron by protons of 450 Mev striking a target which in some of the experiments was copper and in others beryllium. The negative pions are bent in the fringing field of the cyclotron and enter channels in a 6-foot steel shield which separates the cyclotron from the experimental room where the measurements are taken. Further monochromatization and purification of the pion beams are carried out by a deflecting magnet located in the experimental room. In this manner one obtains a sharply collimated beam containing pions with energy defined within  $\pm 3$  percent. In addition to the pions this beam contains some muons and electrons of the same momentum. Their number has been determined from a range curve. The muons amount to between 5 percent and 10 percent. The electrons are present in negligible numbers for beams above 100 Mev. Below this energy the electron contamination increases rapidly. For this reason low energy measurements have been taken by reducing with a beryllium absorber the energy of the 122-Mev beam.

By using various channels we have taken measurements over the energy range from about 80 to 230 Mev.

TABLE I. Total cross sections negative pions on hydrogen.

Energy band Mev	Cross section $10^{-27}$ cm <sup>2</sup>
89 $\pm$ 8	21 $\pm$ 8
112 $\pm$ 6	31 $\pm$ 9
135 $\pm$ 6	52 $\pm$ 6
176 $\pm$ 6	66 $\pm$ 6
217 $\pm$ 6	60 $\pm$ 6

The pion beam is monitored by two scintillation crystals of 1-inch-square cross section separated by a distance of about one meter. The coincidences of these two counters indicate the number of particles entering the equipment. Beyond the second crystal the pions enter the scattering chamber, which is a glass cylinder 3 inches in diameter and 7½ inches long, closed by 0.005-inch copper windows. This chamber can be alternately filled with and emptied of liquid hydrogen. The particles which are not scattered out of the beam are recorded by the coincidences which they give in a pair of liquid scintillation counters, of which one has a 3-inch diameter and the other a 4-inch diameter. The double coincidence rate of the first two scintillators is recorded and at the same time the quadruple coincidence rate of all four scintillators. The attenuation of the beam is obtained from a comparison of the ratio of the quadruple to double coincidence counts with and without the hydrogen and is computed as a cross section.

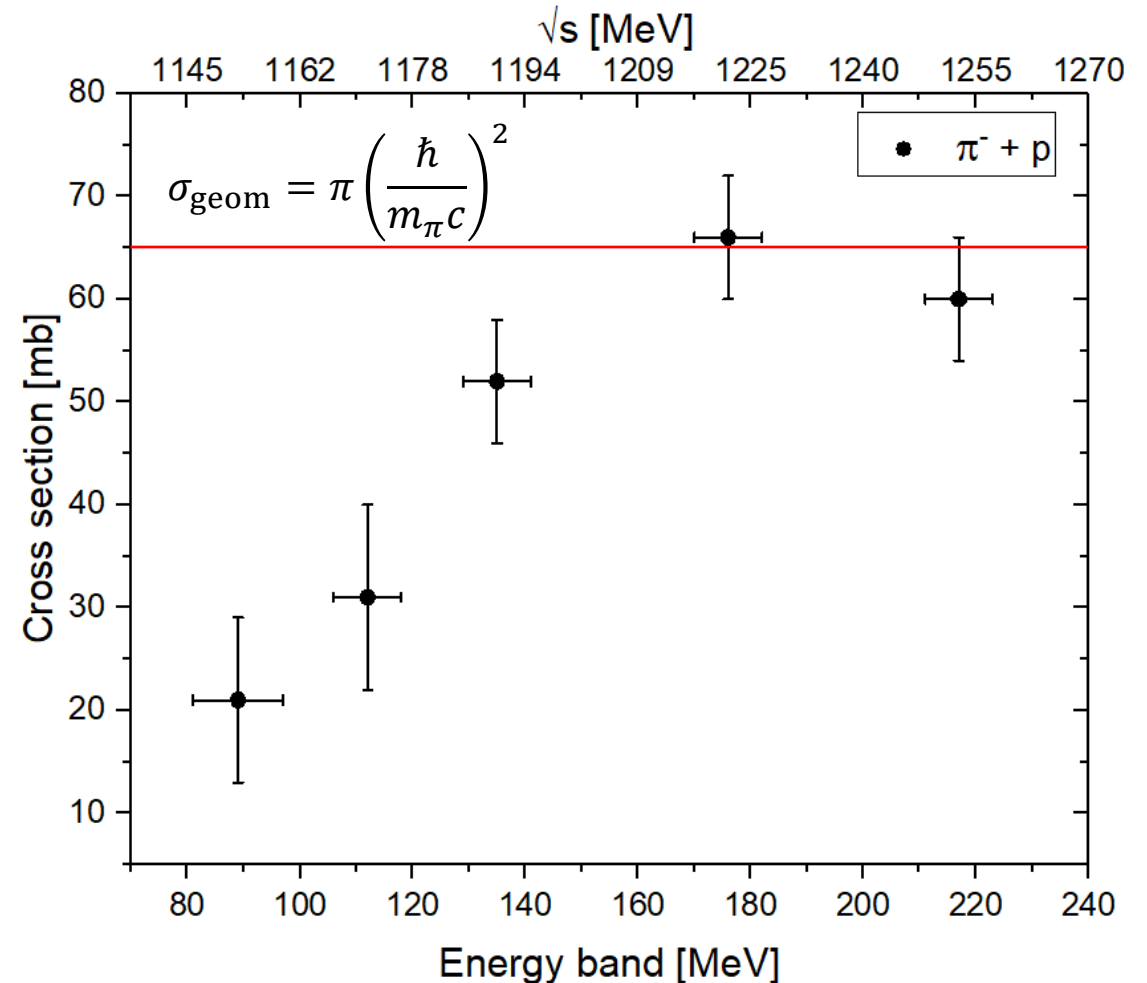
A number of corrections have been applied to the results on account of the following effects:

- (1) Background due to accidentals (usually 1 percent or less).
- (2) Angular spread of the beam due to geometry, diffraction scattering, and pi- $\mu$  decay. In some experiments the multiple scattering was compensated by means of an equivalent aluminum foil; in others it was computed. This correction is important only at low energies.
- (3) Muon and electron component in the original beam. It is assumed that muons and electrons suffer only Coulomb scattering and have no specific nuclear interaction.
- (4) Correction for scattered particles recorded by the end counters. This correction was computed on the assumption of isotropic scattering in the center-of-mass system. It amounted to between 4 percent and 2 percent depending on whether the recoil protons are or are not recorded. The correction would be larger if the scattering were predominately forward but smaller if charge exchange scattering were important.<sup>3</sup> The results of the measurement are presented in Table I.

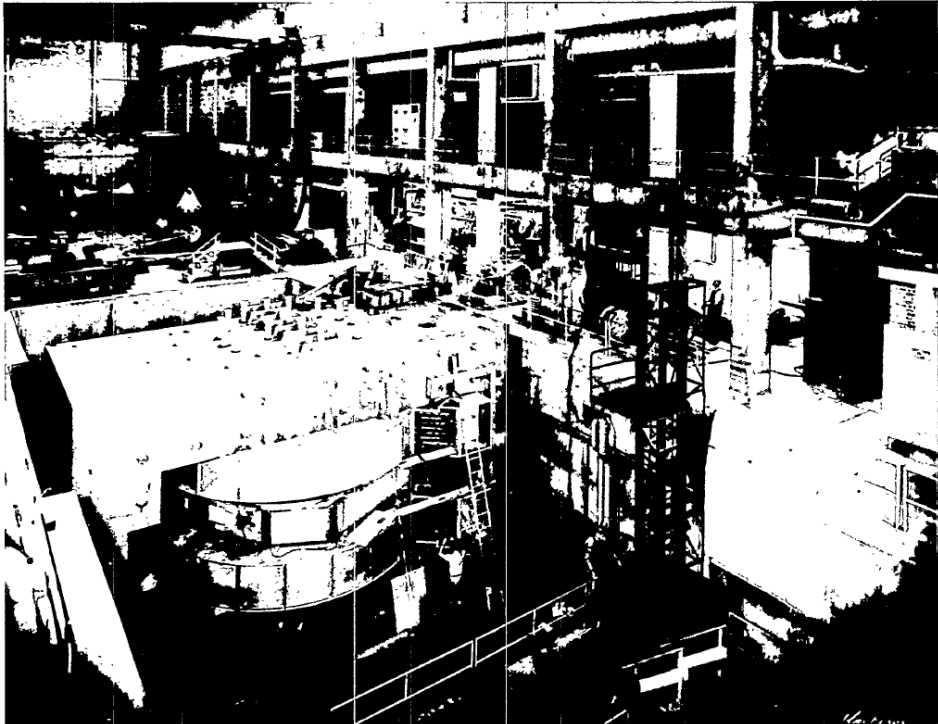
The data show that the cross section rises rather rapidly above 80 Mev until it reaches the "geometrical" value  $\pi(\hbar/\mu c)^2$  at 150 Mev, where the cross section seems to level off, or perhaps to go through a maximum, although our measurements do not permit a decision between these two possibilities.

\* Research sponsored by the ONR and AEC.  
† Institute for the Study of Metals, University of Chicago.  
‡ AEC Predoctoral Fellow.  
<sup>1</sup> Chedester, Isaacs, Sachd, and Steinberger, Phys. Rev. **82**, 958 (1951).  
<sup>2</sup> Shutt, Fowler, Miller, Thorndike, and Fowler, Phys. Rev. **84**, 1247 (1951).  
<sup>3</sup> In view of the importance of the charge exchange process reported in the following Letter, it seems likely that the cross sections have been over-corrected by about 2 percent to 3 percent.

H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, R. Martin, D. E. Nagle,  
Институт Ядерных Исследований, Чикаго, Иллинойс, 1952

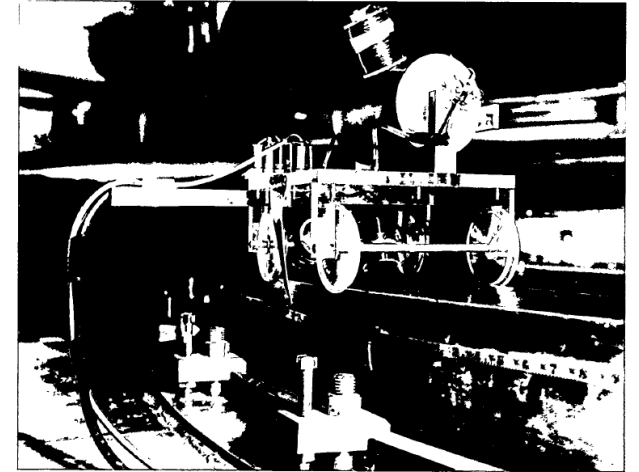


# История открытия. (большой) Чикагский Циклотрон



The great/large Chicago Cyclotron  
(в процессе создания, 1951)

Каретка с мишенью. Могла передвигаться по периферии магнита циклотрона. Разработана и создана Э. Ферми



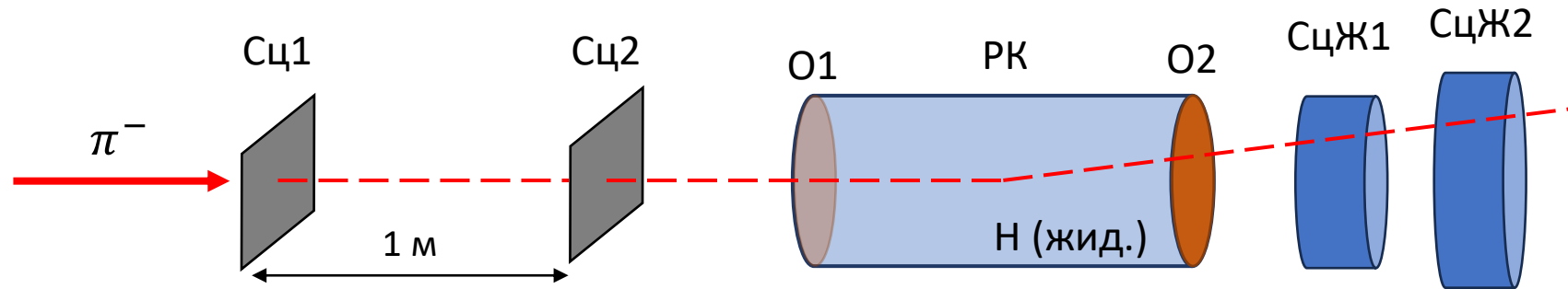
Слева направо:  
Ферми, Андерсон и Маршалл



- Энергия протонов: 450 МэВ.
- Мишень: медь/бериллий
- Пионы коллимируются 6-футовым (183 см для нормальных людей) стальным щитом, в экспериментальной комнате – отклоняющим магнитом
- Загрязнение мюонами 5-10 %, для подавления электронов использовался бериллиевый поглотитель.

# История открытия. Регистрирующая система\*

\*Схема экспериментальной установки восстановлена автором доклада

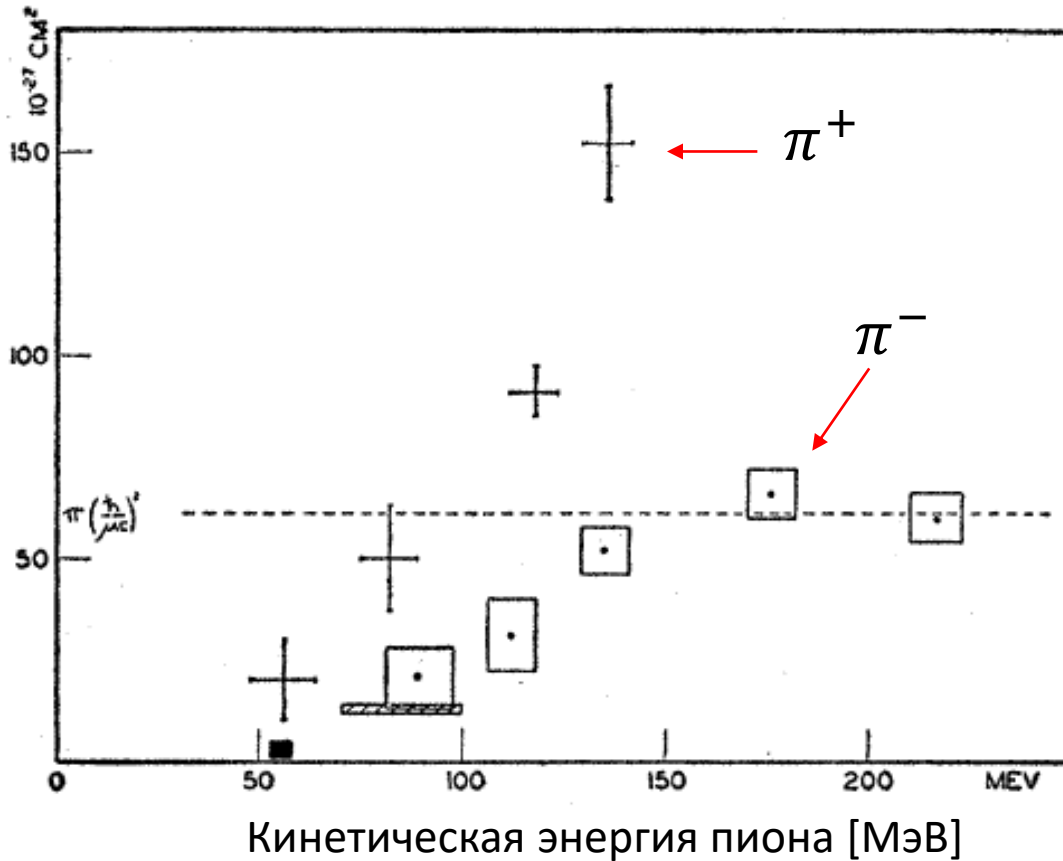


- Число частиц, влетающих в установку, определяется системой совпадения кристаллов сцинтиллятора СЦ1 и СЦ2. Их площадь равна 1-inch-square (1-дюйм-квадратный = 6.45 см<sup>2</sup>)
- Рассеивающая камера (РК) представляет собой цилиндр с диаметром 3 дюйма (7.62 см) и длиной 7.5 дюймов (19.05 см). Она закрывается с двух сторон медными окнами О1 и О2 толщиной 0.005 дюйма (нет бы в миллиметрах написать). Камера может заполняться жидким водородом.
- Частицы, которые не были сильно рассеяны, регистрируются жидкостными сцинтилляторами СцЖ1 и СцЖ2 по системе совпадений.
- Ослабление пучка считается как отношение числа совпадений всех 4 сцинтилляторов к числу совпадений первых двух.

# История открытия. Дальнейшие измерения

Н. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long, R. Martin, D. E. Nagle, 1952

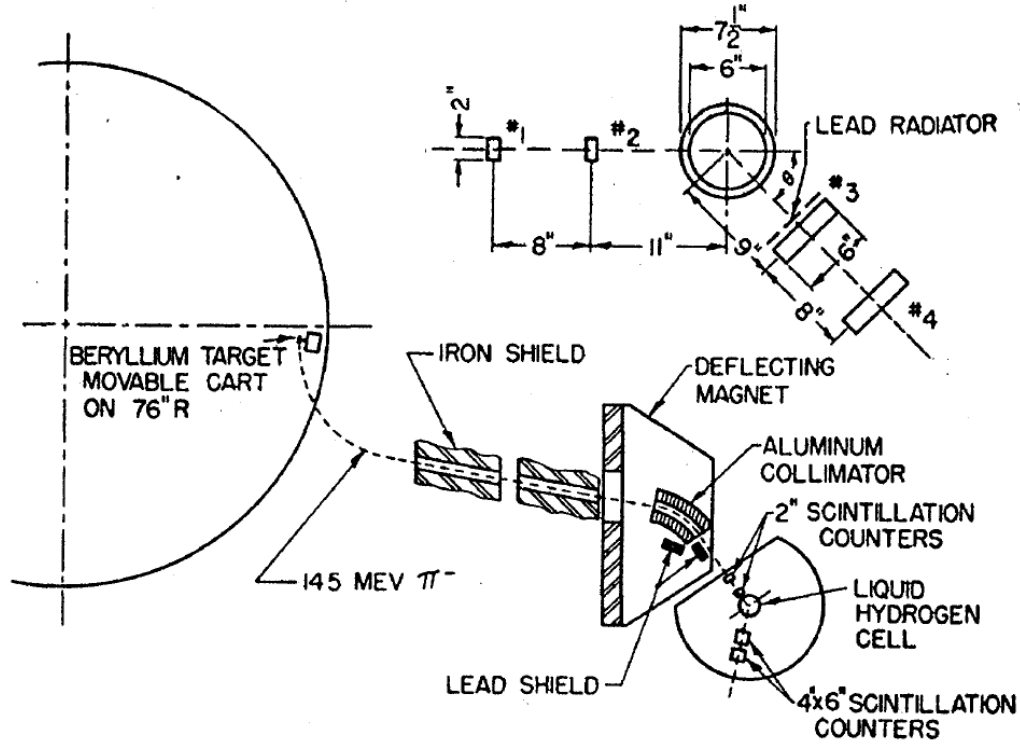
Сечение, мб



- С учётом ещё одной статьи, определено, что из трёх рассмотренных процессов: (1) рассеяние  $\pi^+$ , (2) рассеяние  $\pi^-$  с перезарядкой и (3) рассеяние  $\pi^-$  без перезарядки, (1) обладает наибольшим сечением, (3) – наименьшим.
- Если наблюдается резонанс, то согласно Брюкнеру, это резонанс со спином  $3/2$  и изоспином  $3/2$ .
- Авторы намереваются померить угловое распределение этих реакций
- Величина сечений для  $\pi^-$  говорит о вкладе нескольких состояний с  $J = 3/2$ .
- При малых энергиях сечения растут примерно как 4-ая степень скорости, что совпадает с ожиданием для состояний  $J = 1/2, J = 3/2$  и положительной четностью.

# История открытия. Дальнейшие измерения

H. L. Anderson, E. Fermi, R. Martin, D. E. Nagle, 1953



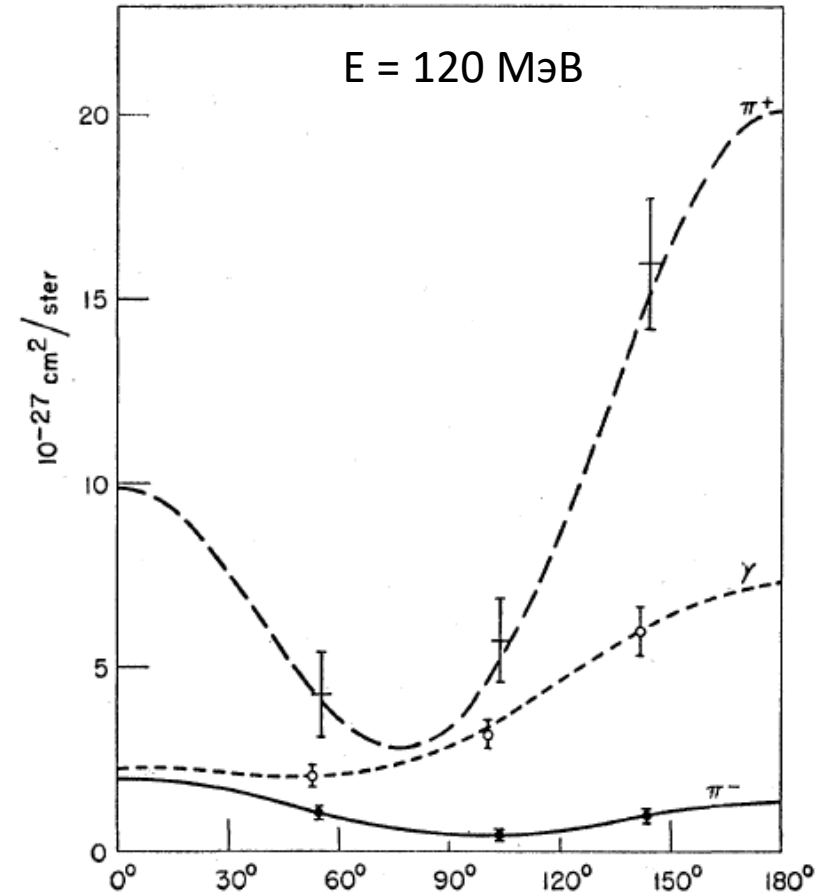
Phase shifts

First solution:

$$\alpha_3 = -15.2^\circ; \alpha_1 = 9.0^\circ; \alpha_{33} = 29.6^\circ; \alpha_{31} = 3.9^\circ; \alpha_{13} = 1.8^\circ; \alpha_{11} = -2.8^\circ.$$

Yang solution:

$$\alpha_3 = -15.4^\circ; \alpha_1 = 9.1^\circ; \alpha_{33} = 12.9^\circ; \alpha_{31} = 38.6^\circ; \alpha_{13} = -1.4^\circ; \alpha_{11} = 3.8^\circ.$$



# История открытия. Дальнейшие измерения

J. Ashkin, J. P. Blaser, F. Feiner, J. G. Gorman, M. O. Stern, 1954,  
Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh

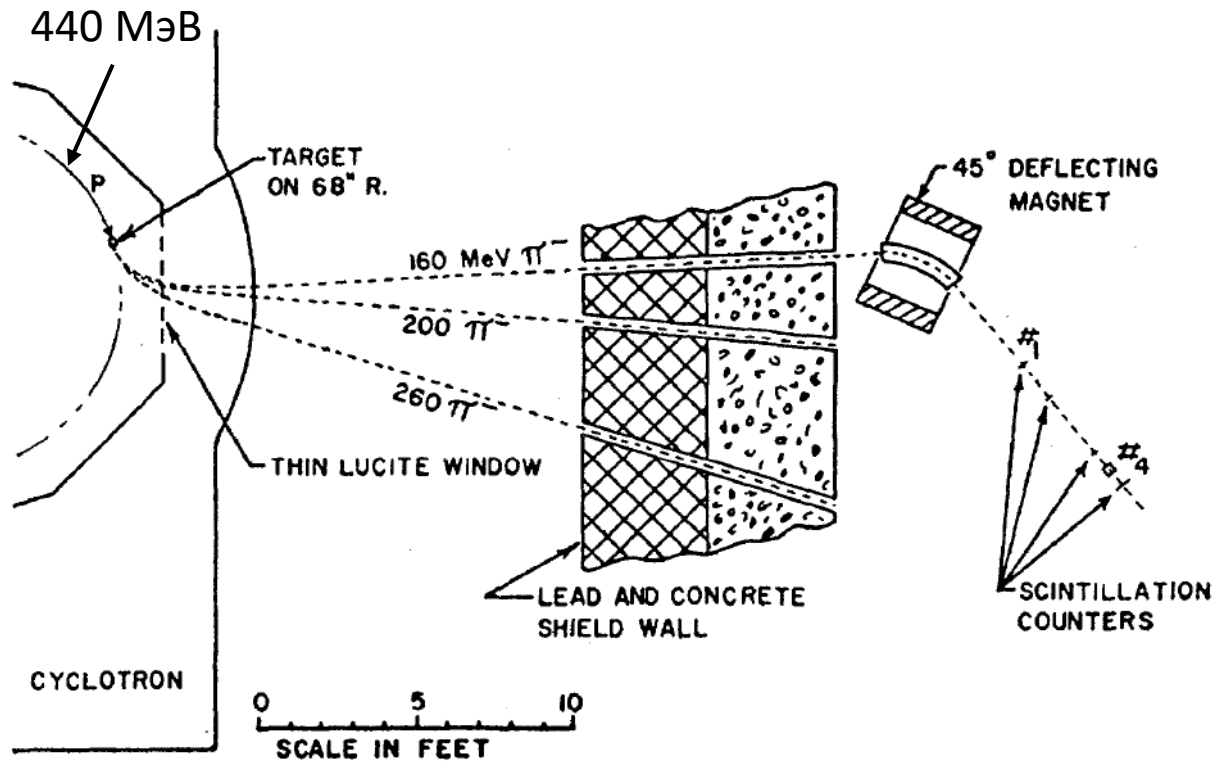
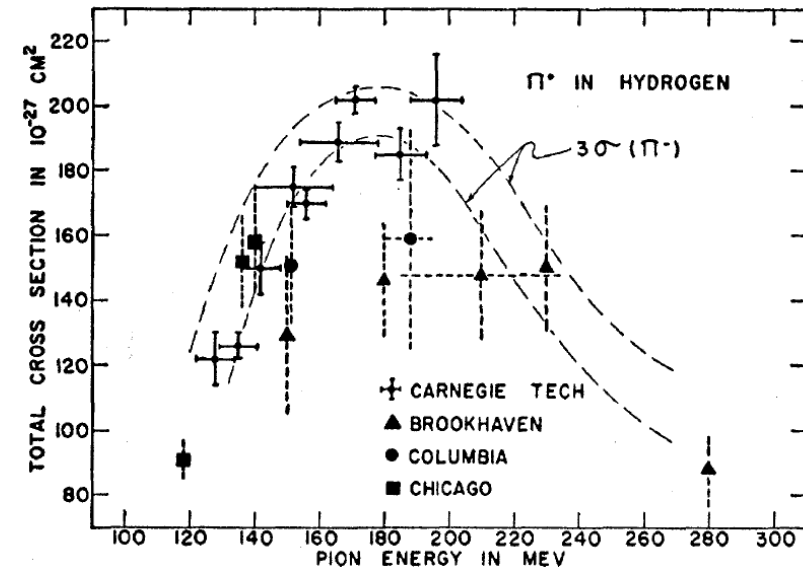
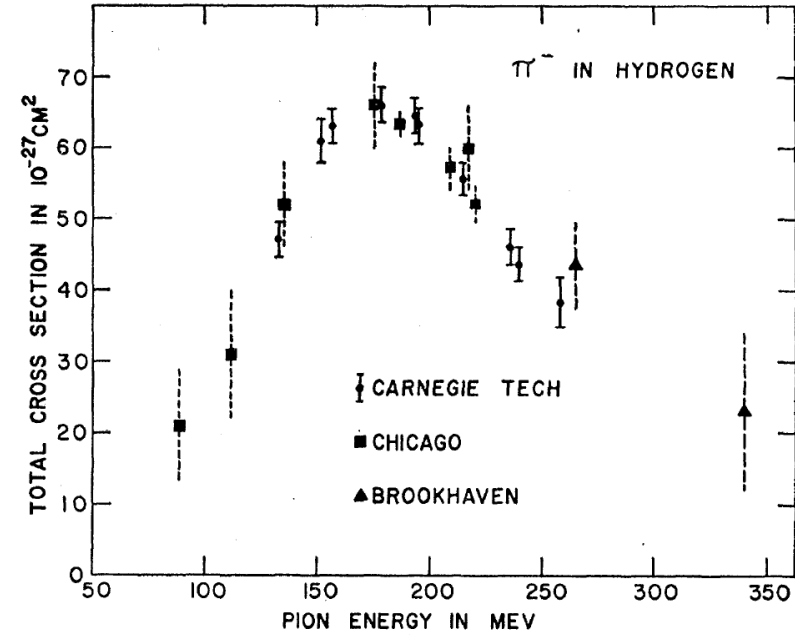


Схема эксперимента на циклотроне института Карнеги





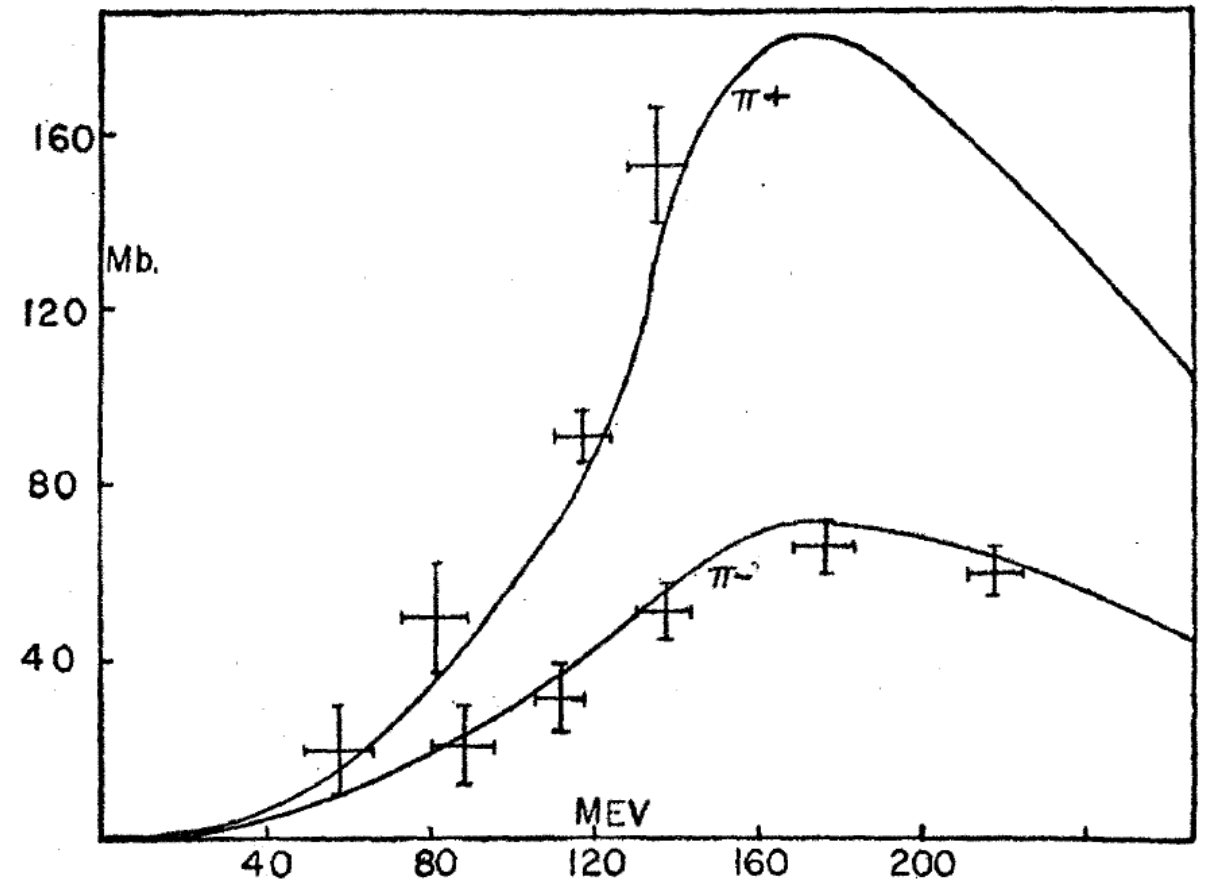
# История открытия. Теоретические основы

K. A. Brueckner, 1951, Indiana University, Bloomington

$$\frac{\sigma(p+, p+)}{4\pi\lambda^2\rho^2} = \frac{2}{\rho^2 + \left(\frac{E}{E_R} - 1\right)^2} + \frac{1}{\rho^2 + 4(\omega/\mu)^2}$$

$$\frac{\sigma(p-, p-) + \sigma(n0, p-)}{4\pi\lambda^2\rho^2} = \frac{2/3}{\rho^2 + \left(\frac{E}{E_R} - 1\right)^2} + \frac{5/3}{\rho^2 + 4(\omega/\mu)^2} + \frac{2/3}{\rho^2 + (1/4)(\omega/\mu)^2}$$

$\omega$  – полная энергия пиона,  
 $E$  – кинетическая,  
 $m$  – масса пиона,  
 $\rho$  – параметр,



# О массе резонанса

Первое упоминание:  
DATA FOR ELEMENTARY-PARTICLE PHYSICS  
W. H. Barkas and A. H. Rosenfeld, 1961

B. J. Moyer, PDLRL, University of California, Berkeley, 1961

	Mass (Mev)	Half-width $\Gamma/2$ (Mev)	Spin and parity		Decay properties					Ref.
			Spin I	parity J	Orbital wave	Products	Branching fraction	$Q^j$ (Mev)	k (Mev/c)	
$\rho$	750	$\pm 50$	1	1-	p	$\pi+\pi$	100%	480	350	a
w	790	$\pm <15$	0	1-		$3\pi$	100%	510	—	b
$K^*$	885	$\pm 8$	1/2?	?	?	$K+\pi$	100%	252	282	c
	1238	$\pm 45$	3/2	3/2+	p	$N+\pi$	100%	163	234	d
$N^*$	1510	$\pm 30$	1/2	3/2-	d	$N+\pi$ + others	?	435	449	d
	1680	$\pm 50$	1/2	5/2+	f+?	$N+\pi$ + others	?	605	567	d
	1900	$\pm 100$	3/2	?	?	?	?	-		e



(серьёзно, в статье даже интервал энергий не покрывает пик первого (1230 МэВ) резонанса)

В реальности, масса, по всей видимости, была вычислена за кулисами статей и усреднена по разным экспериментам

# О названии частицы

A. H. Rosenfeld, Berkeley, 1962

The first (and more satisfactory) part of the notation is to choose a single symbol to denote baryon number  $B$ , strangeness  $S$ , and isospin  $I$ . For the baryons with  $I = 1/2, 0$ , and  $1$  suggested names ( $N, \Lambda, \Sigma, \Xi$ ) already exist. For  $I = 3/2$  (e.g.  $N_{3/2}^*$  (1238) and  $N_{3/2}^*$  (1922)) we invent the symbol  $\Delta$ . Thus  $Y_0^*$  (1520) can be written  $\Lambda$ (1520),  $Y_1^*$ (1385) becomes  $\Sigma$ (1385). Note that  $\Lambda$  now stands for any isospin zero baryon, so it can break up into  $\Sigma + \pi$  but is forbidden by conservation of  $I$  to decay into  $\Lambda$  and a *single* pion.

Люди после 1962:  
Погрешность  $\Delta x = \pm 5$

Люди до 1962:  
 $N_{3/2}^*(1238)x = \pm 5$

Спасибо за внимание!

# История открытия. Теоретические основы

K. A. Brueckner, 1952, Indiana University, Bloomington

- «Импульсное приближение» (от сл. «impulse»)

$$\psi(r) = e^{ik_0|\vec{r}|} + \frac{Ae^{ik|\vec{r}-\vec{r}_A|}}{|\vec{r}-\vec{r}_A|} + \frac{Be^{ik|\vec{r}-\vec{r}_B|}}{|\vec{r}-\vec{r}_B|}$$

$$A = \eta_A \left( e^{ik_0|\vec{r}_A|} + \frac{Be^{ik|\vec{r}_A-\vec{r}_B|}}{|\vec{r}_A-\vec{r}_B|} \right)$$

$$k\eta_A = e^{i\delta_A} \sin \delta_A$$

Получаем амплитуду рассеяния

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \\ &= \frac{1}{1 - \eta^2(e^{ikR}/R^2)} \left[ \eta(e^{i(k_0-k)|\vec{r}_A|} + e^{i(k_0-k)|\vec{r}_B|}) \right. \\ &\quad \left. + \eta^2 \frac{e^{ikR}}{R} (e^{i(k_0|\vec{r}_A|-k|\vec{r}_B|)} + e^{i(k_0|\vec{r}_B|-k|\vec{r}_A|)}) \right] \end{aligned}$$

Учитывая оптическую теорему  $\sigma_{tot} = 4\pi\lambda \text{Im}f(0)$

$$\sigma_{tot} = 2\sigma_0 \frac{1 + \frac{\sin x \sin(x+2\delta)}{x^2} + \frac{\sin \delta \sin(2x+\delta)}{x^2} + \frac{\sin^2 x \sin^2 \delta}{x^4}}{\left(1 - \frac{\sin^2 \delta}{x^2}\right)^2 + 4 \frac{\sin^2 \delta \sin^2(\delta+x)}{x^2}}$$

В пределе  $\delta \rightarrow 0$

$$\sigma_{tot} = 2\sigma_0 \left(1 + \frac{\sin^2 x}{x^2}\right)$$

$R \rightarrow 0$

$$\sigma_{tot} = 8\pi R^2$$