

Rozdział 1

Wiadomości wstępne

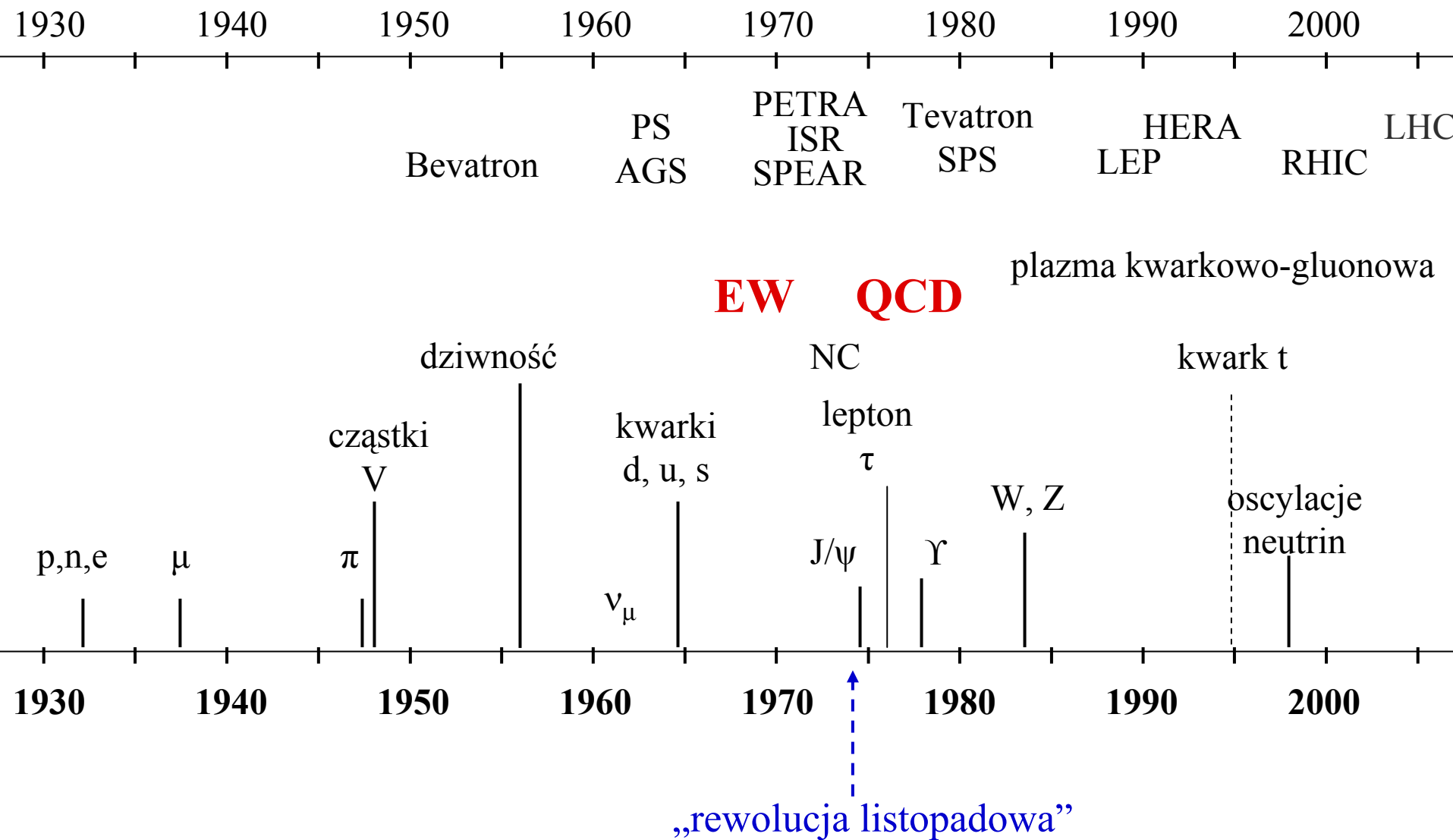
Krótką historia

Przekrój czynny, światłość

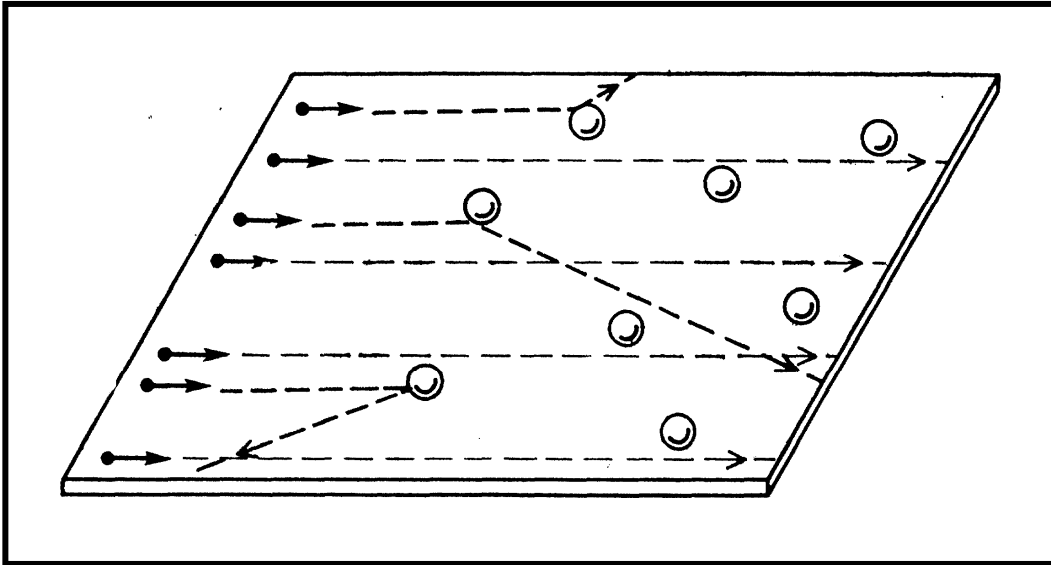
Układ jednostek naturalnych

Eksperymenty formacji i produkcji

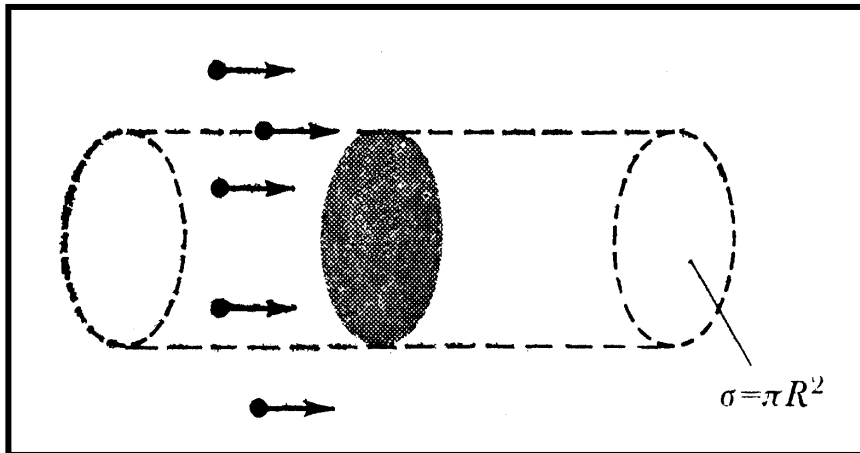
Historia fizyki cząstek „w pigułce”



Przekrój czynny



Znana liczba kul o
nieznanym promieniu R .
Można ten promień
wyznaczyć mierząc
liczbę kulek-pocisków,
które nie uległy
odchyleniu



Każda kula definiuje
walec o powierzchni
podstawy $\sigma = \pi R^2$

σ - przekrój czynny całkowity

Przekrój czynny

W jednostce objętości tarczy jest n cząstek-celów, z których każda przedstawia powierzchnię σ . Natężenie wiązki wynosi Φ cząstek padających na jednostkę czasu i jednostkę powierzchni. Rozważamy element tarczy o grubości dx . Prawdopodobieństwo zderzenia jest równe stosunkowi powierzchni zasłoniętej przez cząstki tarczy do całkowitej powierzchni tarczy S

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{nS\sigma dx}{S}$$

$$d\Phi = -\Phi n\sigma dx = -\Phi \frac{dx}{\lambda}$$

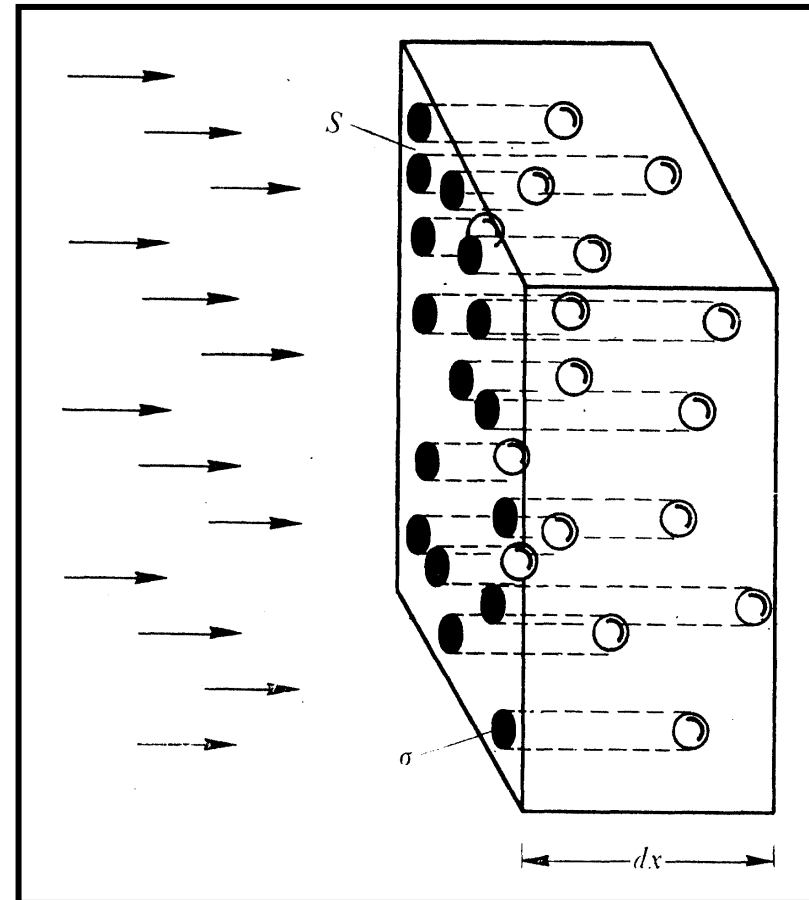
$$\Phi_x = \Phi_0 \exp(-n\sigma x) = \Phi_0 \exp(-x / \lambda)$$

$$\lambda = 1/n\sigma - \text{\u015brednia droga swobodna}$$

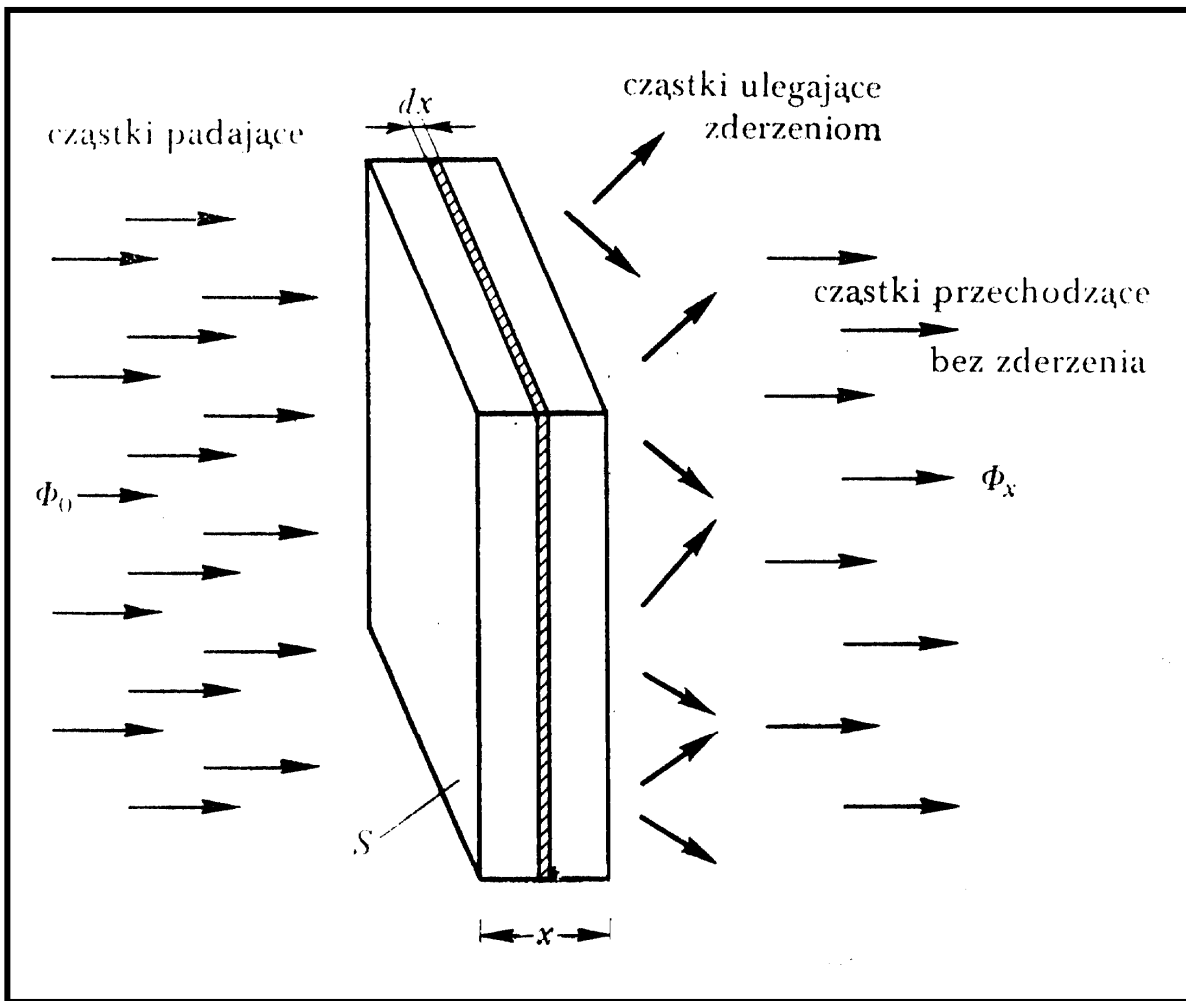
$$[\sigma] = \text{m}^2 ; 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

$$1 \text{ milibarn (mb)}$$

$$1 \text{ mikrobarn } (\mu\text{b}) \text{ itd.}$$



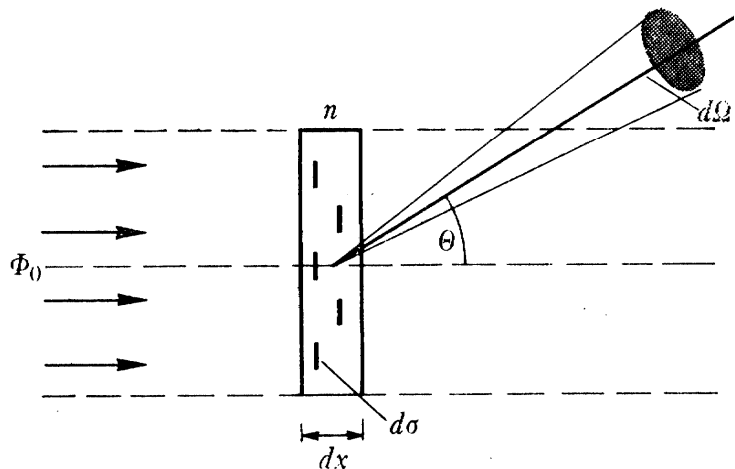
Przekrój czynny



Przekrój czynny całkowity można wyznaczyć na podstawie pomiaru strumienia Φ_x cząstek po przejściu przez warstwę o grubości x

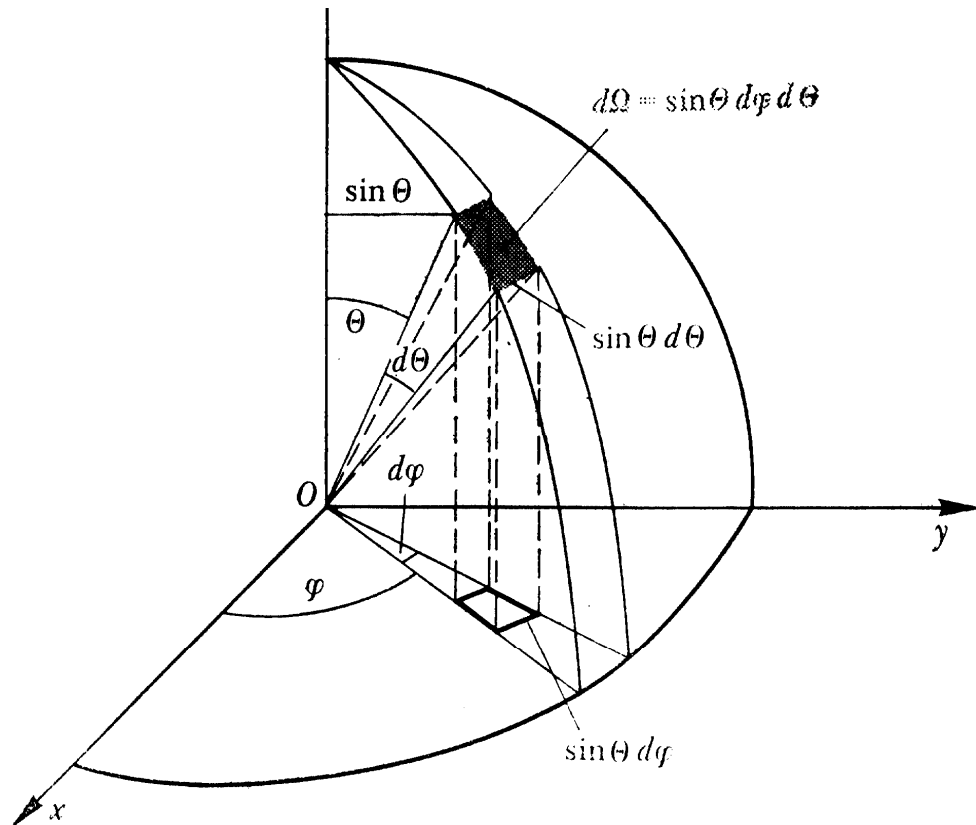
$$\sigma = \frac{\Phi_0 - \Phi_x}{\Phi_0 n x}$$

Przekrój czynny



przekrój czynny różniczkowy

$$d\sigma = \sigma(\theta, \varphi) d\Omega$$

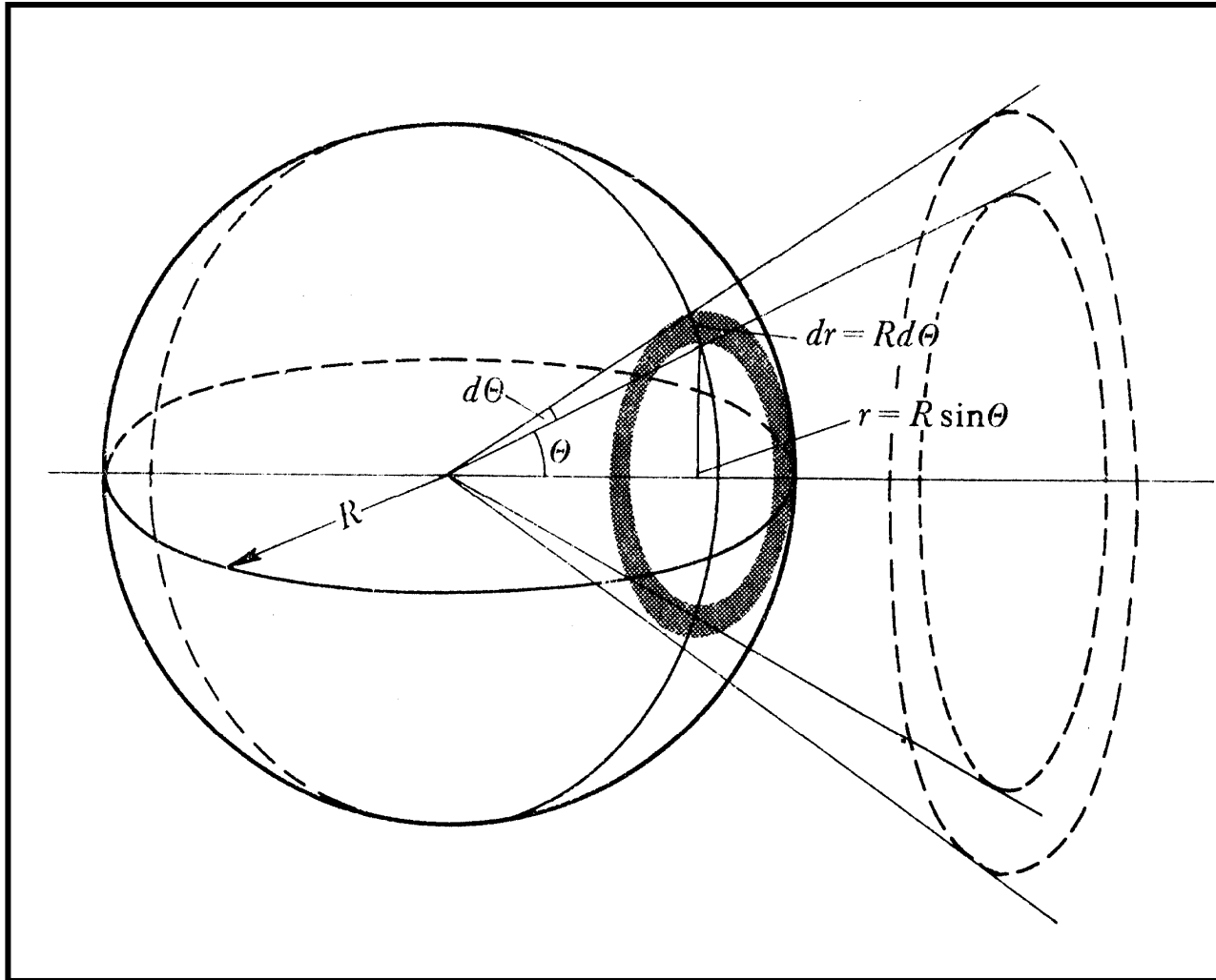


zwykle występuje symetria osiowa w kącie azymutalnym φ

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta; d\sigma = 2\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta$$

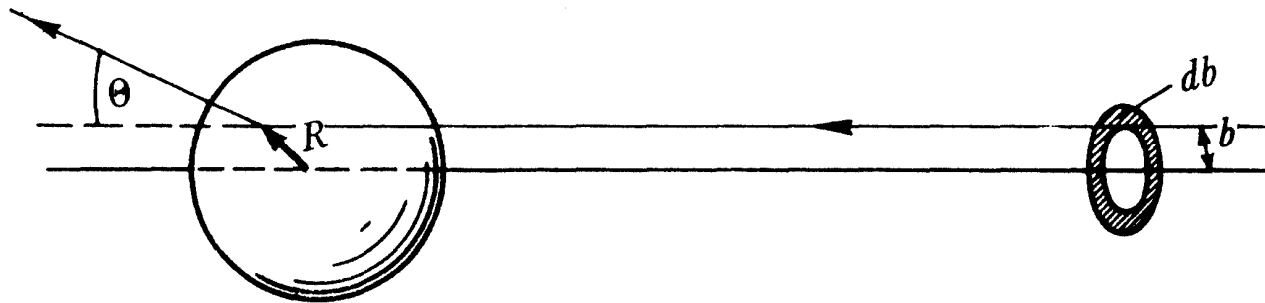
$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Przekrój czynny

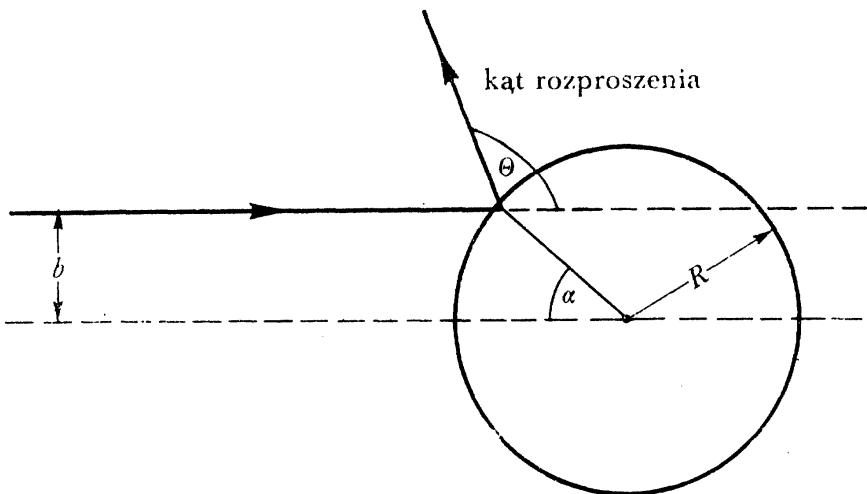


Przekrój czynny na rozpraszanie pod kątem θ - prawdopodobieństwo, że kąt rozproszenia jest między θ i $\theta + d\theta$, a cząstki rozproszone trafiają w kąt bryłowy $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$

Przykład: rozpraszanie małych kuleczek na doskonale sprężystej kuli



Wszystkie kuleczki mające parametr zderzenia między b i $b + db$ będą miały kąt rozproszenia między θ i $\theta + d\theta$



Związek kąta rozproszenia z parametrem zderzenia

$$b = R \sin \alpha = R \sin (\pi - \theta)/2 = R \cos \theta/2$$

$$dN = 2\pi b N db; d\sigma = dN/N$$

Tu mamy rozpraszanie izotropowe

$$d\sigma = 2\pi b db = 2\pi R \cos \frac{\theta}{2} \cdot (R/2) \sin \frac{\theta}{2} d\theta = \frac{1}{4} \pi R^2 2 \sin \theta d\theta = (R^2/4) d\Omega$$

$$\sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R^2}{4} = \text{const}$$

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{R^2}{4} \int_0^{4\pi} d\Omega = \pi R^2$$

Rozpraszanie w polu siły centralnej

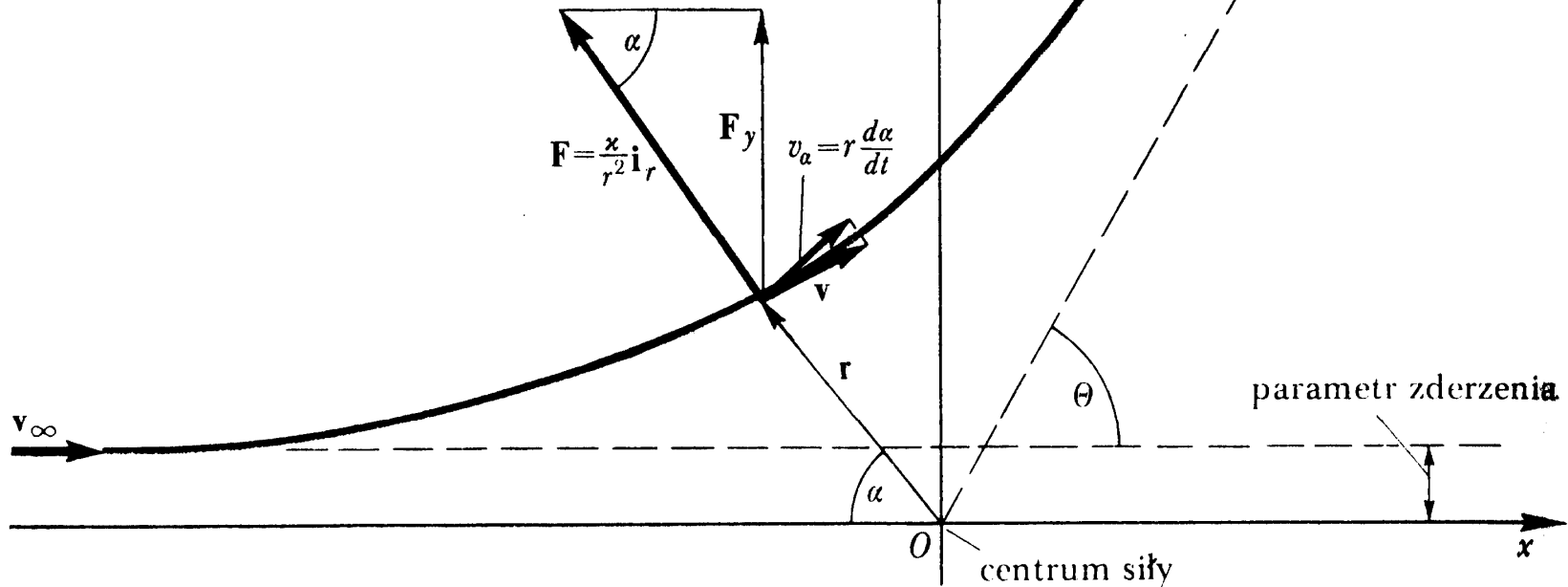
$$L = mv_{\alpha}b = mr^2(d\alpha/dt) = \text{const},$$

$$\text{stąd } r^2 = v_{\alpha}b / (d\alpha/dt)$$

równanie ruchu dla składowej y:

$$mdv_y/dt = F_y = F\sin\alpha = k\sin\alpha/r^2 = \\ = k\sin\alpha (d\alpha/dt) / v_{\alpha}b$$

Kąt odchylenia θ znajdujemy
całkując to równanie w granicach
od $v_y = 0$ do $v_y = v_0\sin\alpha$
(w „nieskończoności” $\theta = \pi - \alpha$)



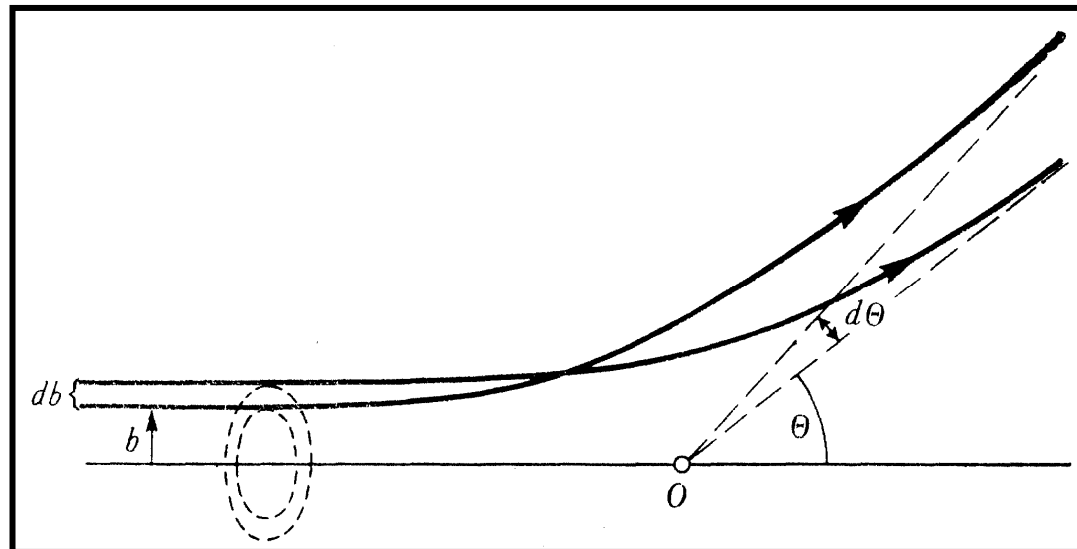
Rozpraszanie w polu siły centralnej

$$\int_0^{\sin \theta} dv_y = \frac{k}{mv_0 b} \int_0^{\pi-\theta} \sin \alpha d\alpha$$

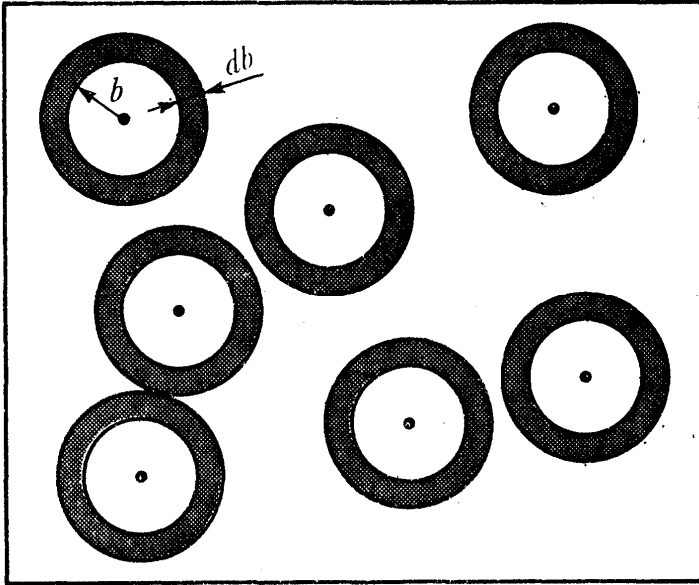
$$v_0 \sin \theta = \frac{k}{mv_0 b} [-\cos \alpha]_0^{\pi-\theta} = \frac{k}{mv_0 b} (1 + \cos \theta)$$

$$\frac{mv_0^2}{k} b = \frac{1 + \cos \theta}{\sin \theta} = \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}$$

Jest to związek kąta
rozpraszania
z parametrem zderzenia



Rozpraszanie Rutherforda



W doświadczeniach nad rozpraszaniem cząstek α na foliach metalowych parametr b nie jest kontrolowany. W jednostce objętości jest n jąder atomowych. W warstwie o grubości x jest nx jąder na jednostkę powierzchni. Strumień N cząstek α na m^2 i sekundę.

$$\frac{dN}{N} = \frac{nx \cdot 2\pi b db}{1} \quad ; \quad |db| = \frac{1}{2} \frac{k}{mv_0^2} \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} d\theta$$

$$dN = Nnx \cdot 2\pi \underbrace{\frac{k}{mv_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}_b \cdot \underbrace{\frac{1}{2} \frac{k}{mv_0^2} \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}}_{|db|} d\theta$$

Rozpraszanie Rutherforda

$$dN = \left(\frac{k}{mv_0^2} \right)^2 N_{nx} \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}$$

$$\frac{dN}{d\Omega} = \left(\frac{k}{mv_0^2} \right)^2 \frac{N_{nx}}{4 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{N_{nx}} \frac{dN}{d\Omega} = \left(\frac{k}{mv_0^2} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}$$

W doświadczeniu Rutherforda badano rozpraszanie cząstek α na jądrach atomowych o liczbie porządkowej Z .

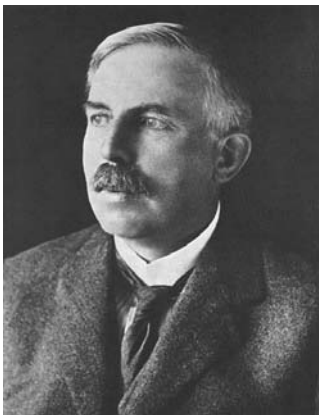
W tym wypadku

$$k = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0}$$

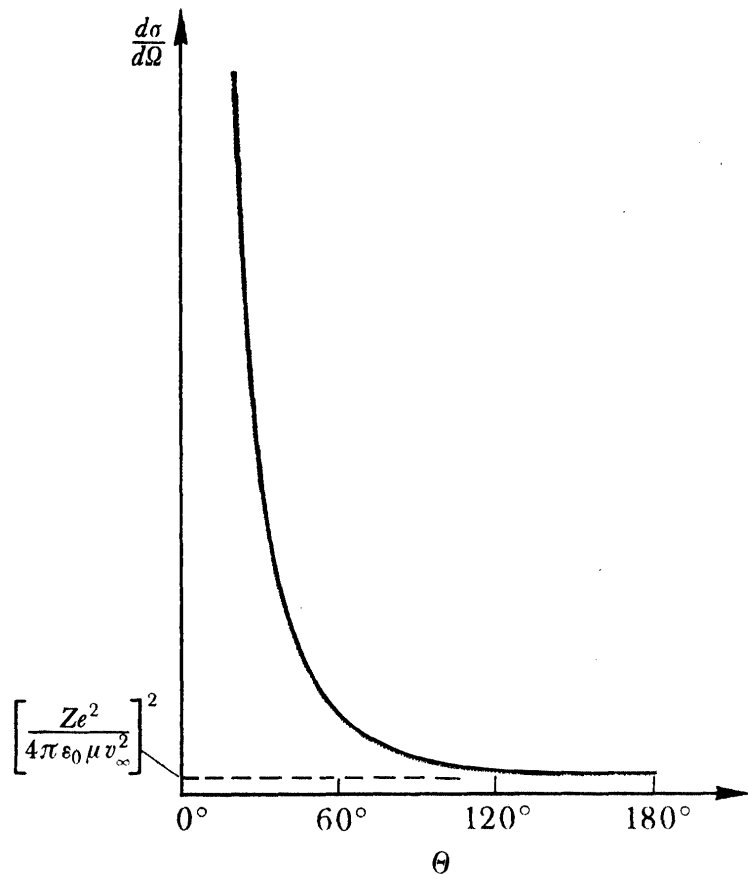
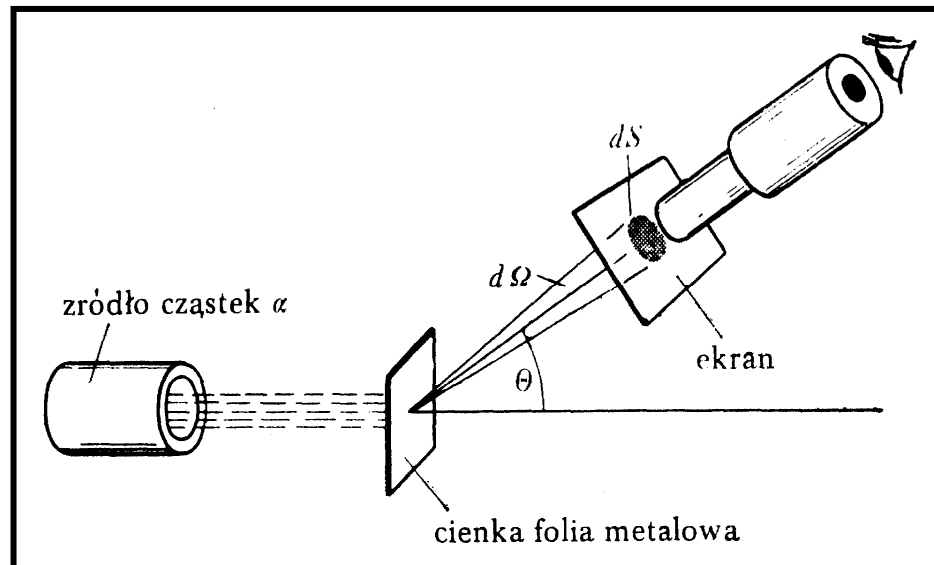
$$Q_1 = 2e, Q_2 = Ze$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 mv_0^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}$$

Wzór Rutherforda

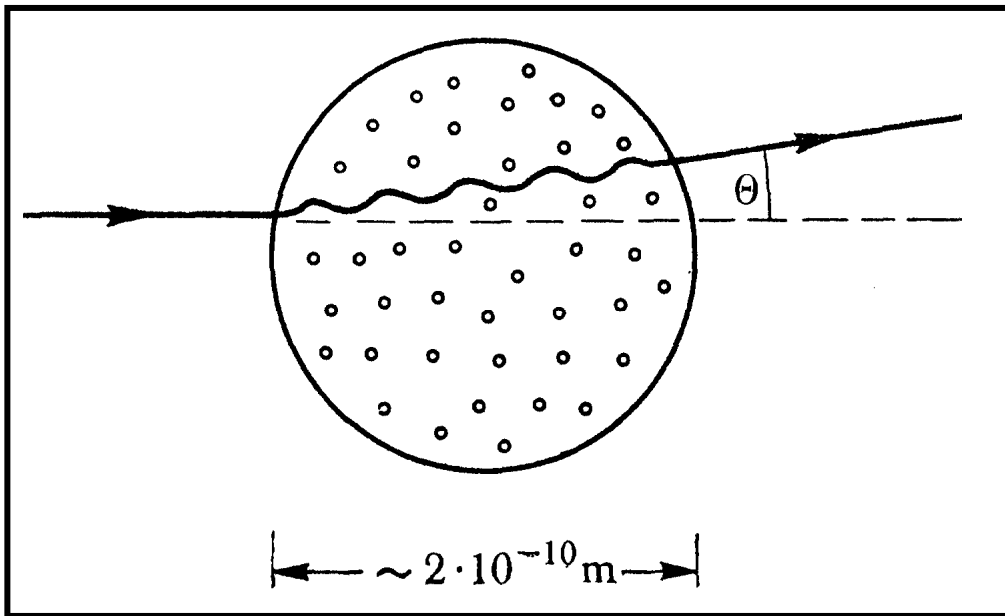


Ernest Rutherford

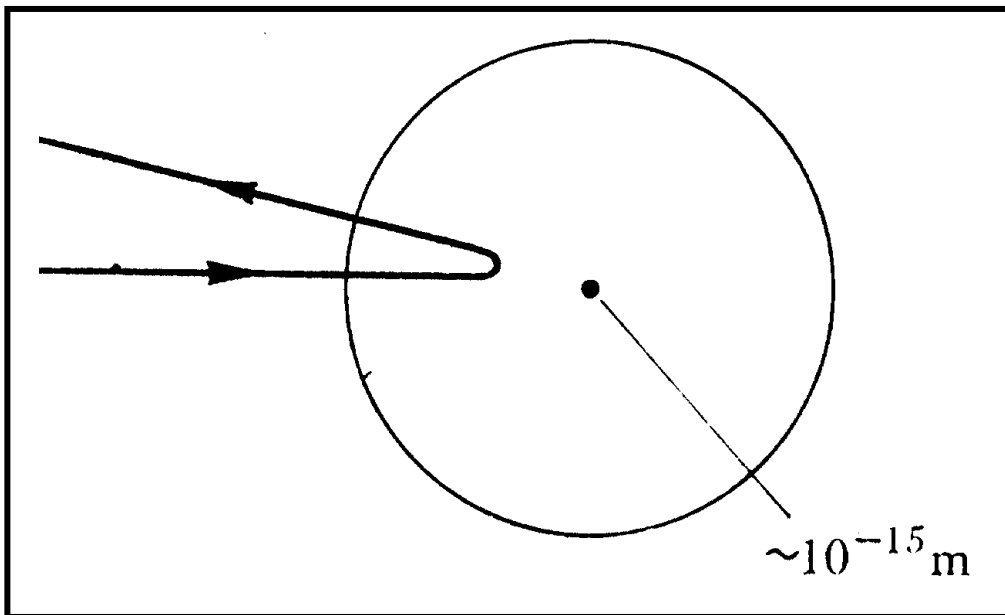


„To było tak jakbyście wystrzelili piętnastocalowy pocisk w kierunku kawałka bibułki, a on odbił się i was uderzył.”

Rutherford

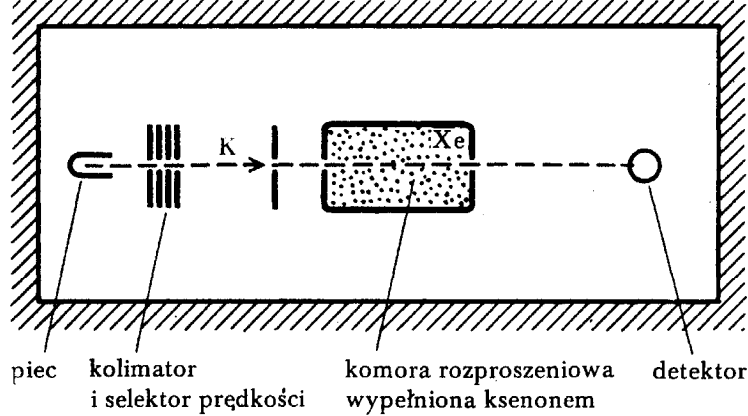
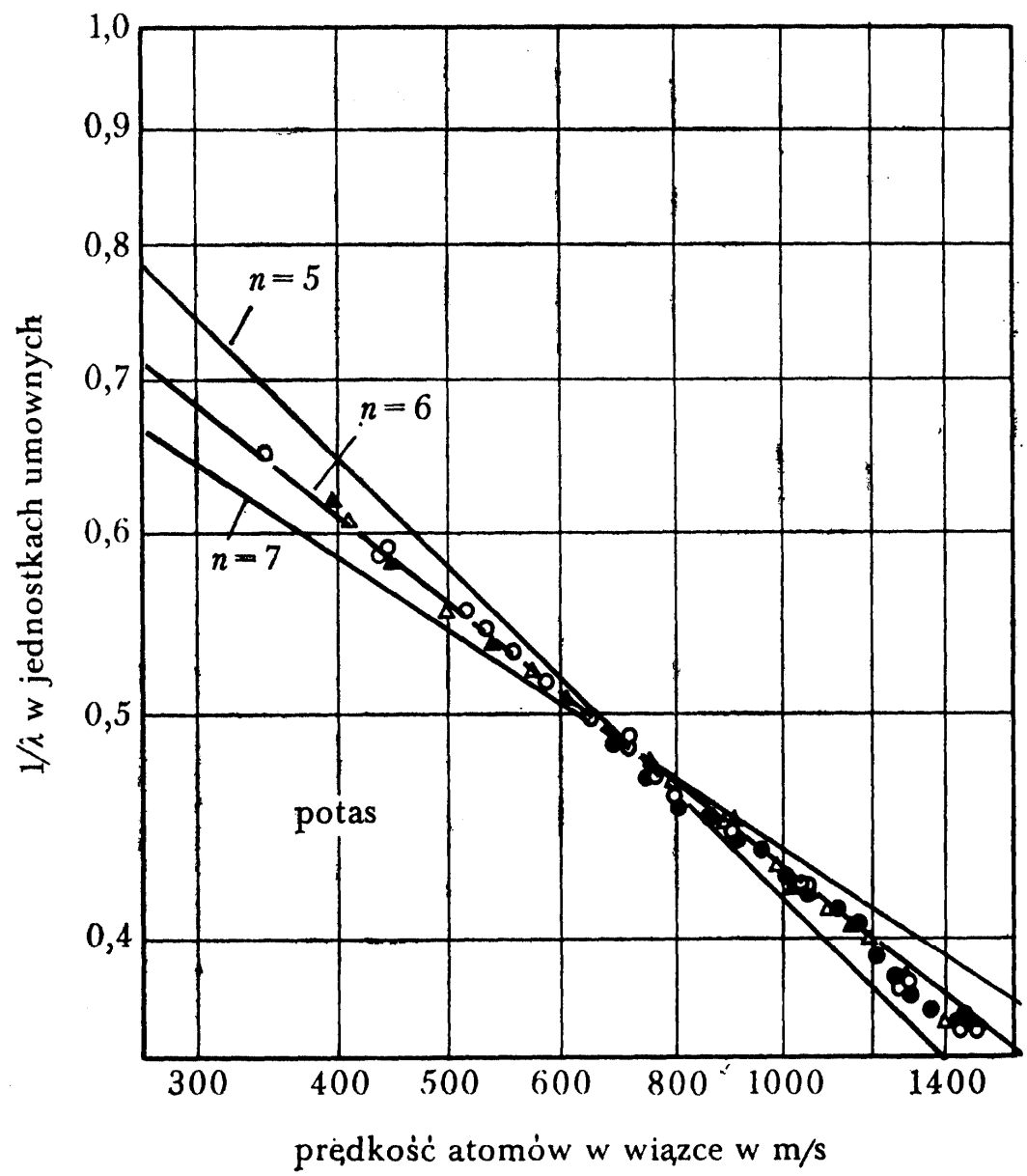


W modelu atomu proponowanym przez Josepha Johna Thomsona (model „ciastka z rodzynkami”) rozpraszanie cząstek α pod bardzo dużymi kątami było niezmiernie mało prawdopodobne



Rutherford wyjaśnił obserwowane rozpraszanie cząstek α pod bardzo dużymi kątami proponując jądrowy model atomu

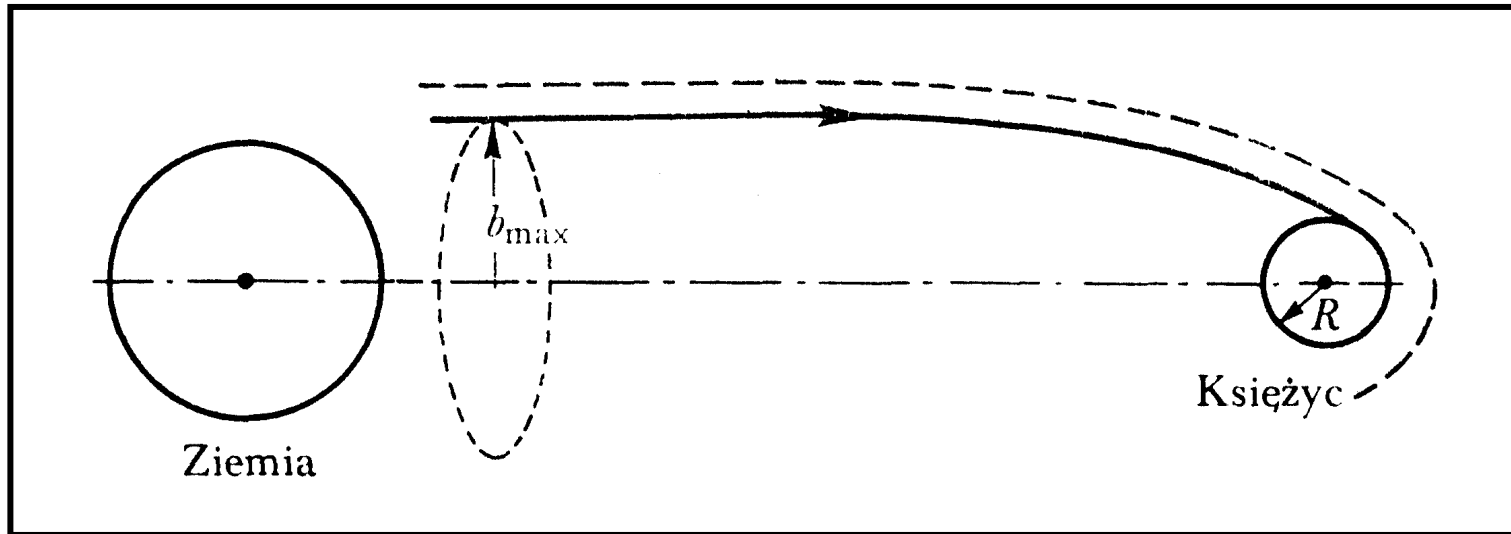
Czego się dowiadujemy z pomiarów σ ?



Badanie przekroju czynnego rozpraszania atomów potasu K na atomach ksenonu Xe potwierdziło, że siła oddziaływania między nimi odpowiada potencjałowi Lennarda-Jonesa

$$E_p = -kr^{-6}$$

Przykład: przekrój czynny trafienia w Księżyc rakieta z Ziemi



Ciało spadnie na kulę o promieniu R jeżeli odległość największego zbliżenia do środka kuli będzie mniejsza od R : $r_{\min} < R$; odległość r_{\min} znajdziemy z warunku $E_{p,ef} = E$ (dla $r_{\min} = R$)

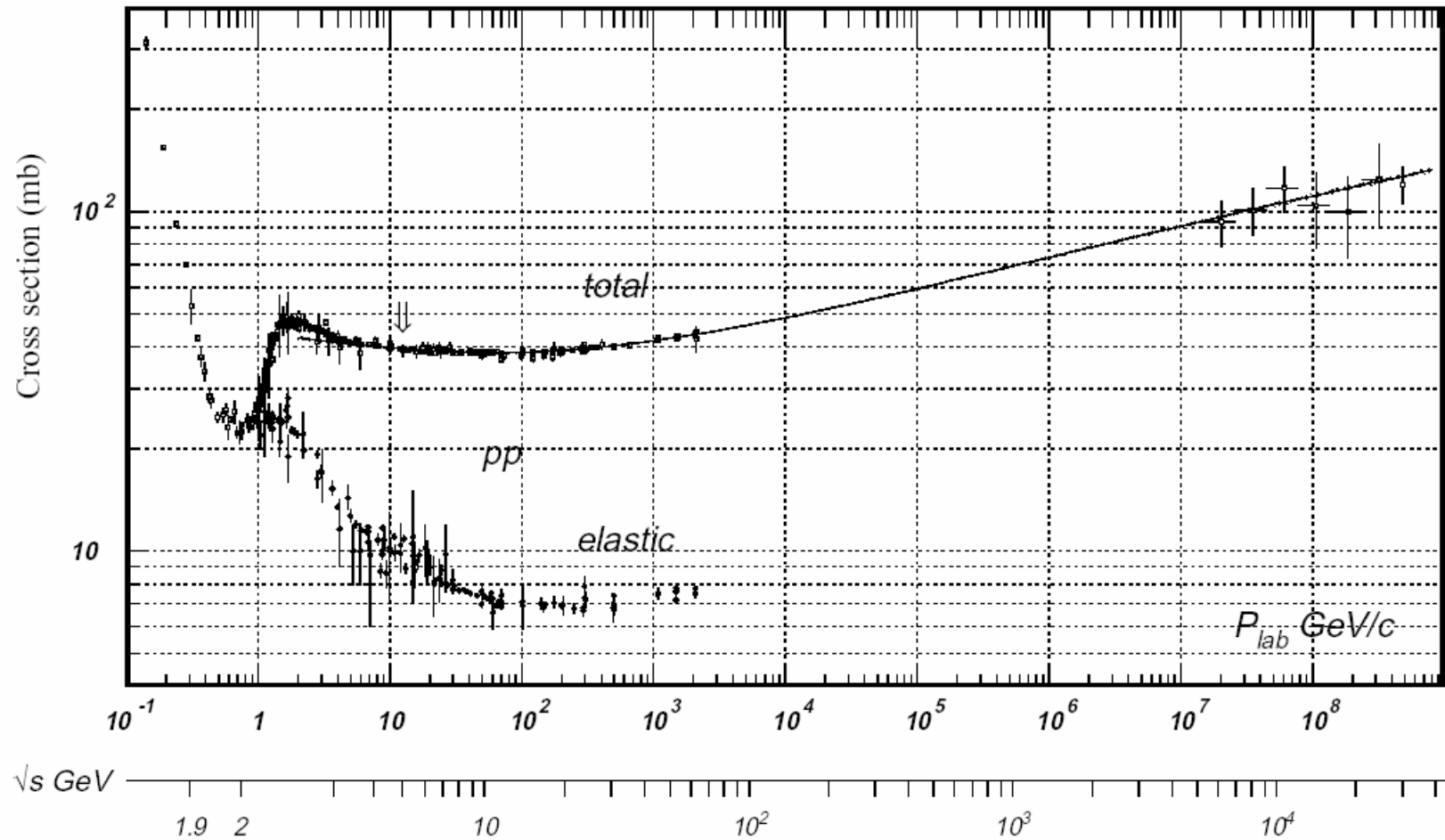
$$\frac{mv_{\infty}^2 b_{\max}^2}{2R^2} - \frac{GMm}{R} = \frac{mv_{\infty}^2}{2} \quad \text{skąd:} \quad \sigma = \pi b_{\max}^2 = \pi R^2 \left(1 + \frac{GM}{Rv_{\infty}^2} \right)$$

Gdy prędkość v_{∞} dąży do ∞ , σ dąży do przekroju geometrycznego πR^2

Przekrój geometryczny Księżyca wynosi około $9 \cdot 10^6 \text{ km}^2$; dla prędkości rakiety $11,087 \text{ km/s}$ i $11,455 \text{ km/s}$ przekroje wynoszą około $58 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ i $14 \cdot 10^6 \text{ km}^2$

Przekroje czynne w fizyce cząstek

Oddziaływania proton-proton



Przekroje czynne w fizyce cząstek mierzymy w barnach i jednostkach pochodnych

1 barn	= 1b	= 10^{-24} cm ²	
1 milibarn	= 1mb	= 10^{-3} b	= 10^{-27} cm ²
1 mikrobarn	= 1 μ b	= 10^{-6} b	= 10^{-30} cm ²
1 nanobarn	= 1nb	= 10^{-9} b	= 10^{-33} cm ²
1 pikobarn	= 1pb	= 10^{-12} b	= 10^{-36} cm ²
1 femtobarn	= 1fb	= 10^{-15} b	= 10^{-39} cm ²
1 attobarn	= 1ab	= 10^{-18} b	= 10^{-42} cm ²

Świetlność (*luminosity*) zderzaczy (*colliders*)

Liczba zderzeń na sekundę $R = \sigma L$

(Świetlność L mierzy się w $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)

	Zderzacz	L w $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Dane z PDG 2006	LEP (1989)	24 - 100
	HERA (1992)	75
	Tevatron (1987)	170
	LHC (2008)	10^4

Przykład: $\sigma = 1 \text{ fb} = 10^{-15} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$

dla $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

$R = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

1 rok $\cong 3 \cdot 10^7 \text{ s}$

oczekiwane średnio trzy takie zdarzenia na rok

Scałkowana świetlność $\int L dt$ ma wymiar odwrotności σ

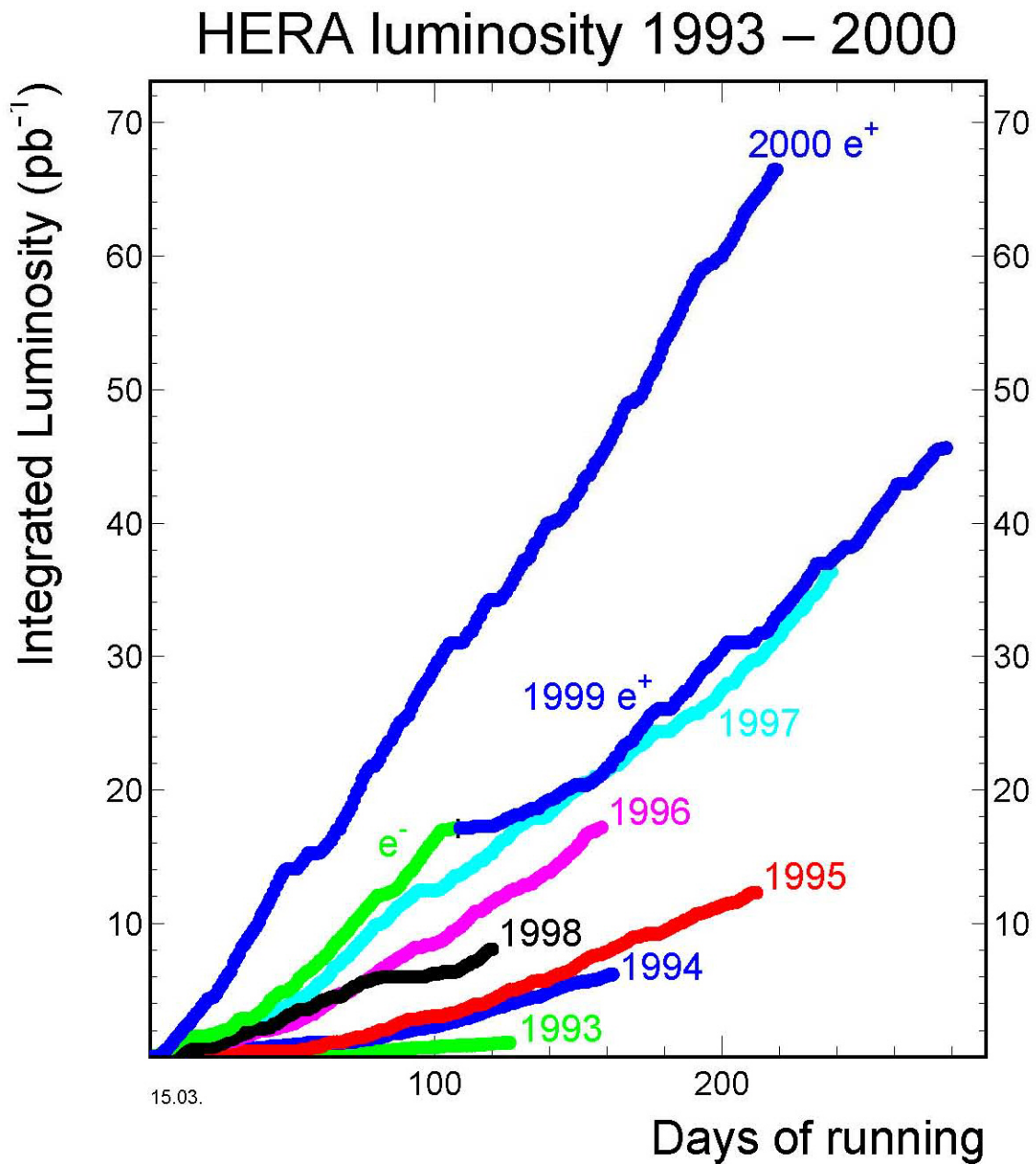
Przykład: $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

1 rok pracy akceleratora, $L = \text{constans}$

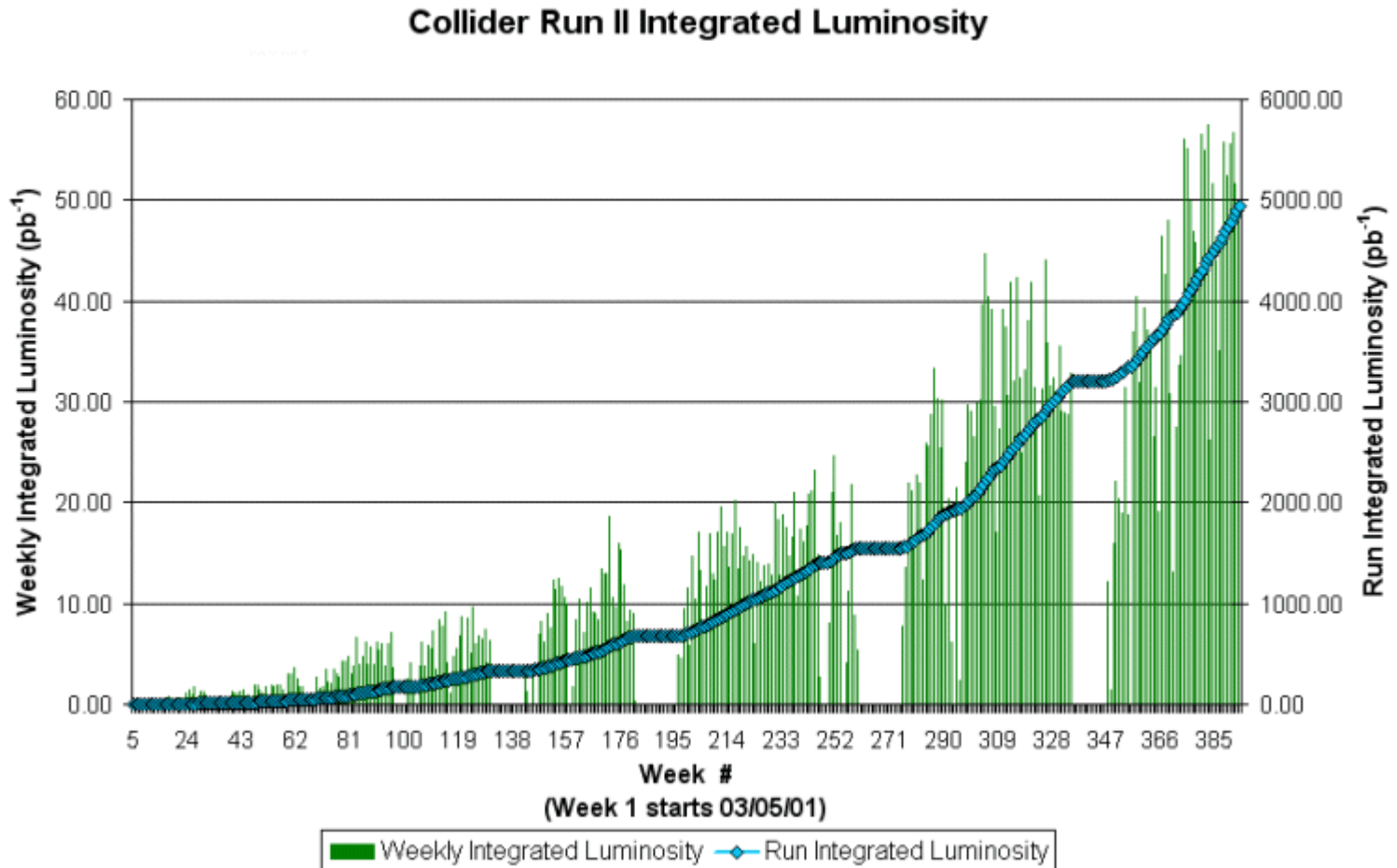
$$\int_{\text{rok}} L dt = L \int_{\text{rok}} dt \cong 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ s} \cong 3 \cdot 10^{41} \text{ cm}^{-2} = 300 \text{ fb}^{-1}$$

[trzysta „odwrotnych femtobarnów”]

Przykład



Przykład: Tevatron



Przykład

$$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$\text{liquid H}_2 \quad \rho = 0,0708 \text{ g cm}^{-3}$$

$$\text{molar mass } M = A = 1,00794 \text{ g/mol}$$

$$n = N_A \rho / M = 6,022 \times 10^{23} \frac{0,0708}{1,00794} \text{ cm}^{-3} \cong 4,2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$\sigma = 40 \text{ mb} = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

$$\lambda = 1/n\sigma \cong 1/16,8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \cong 6 \text{ m}$$

Amerykańska „rule of thumb” („reguła kciuka”)

„stopa w wodorze \Leftrightarrow barn”

słuszna z dokładnością 20% (dla $\sigma = 1 \text{ barn}$ $\lambda = 6 \text{ m}/25 \cong 24 \text{ cm}$)

Przykład

$$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$\text{Fe } \rho = 7,87 \text{ g cm}^{-3}$$

$$\text{molar mass } M = A = 55,845 \text{ g/mol}$$

$$n = N_A \rho / M = 6,022 \times 10^{23} \frac{7,87}{55,845} \text{ cm}^{-3} = 8,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$\sigma = 40 \text{ mb} = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

$$\lambda = 1/n\sigma \cong 1/36 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \cong 2,8 \text{ m}$$

Układ jednostek $\hbar = c = 1$

$$\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-27} \text{ erg}\cdot\text{s} = 6,58217 \cdot 10^{-25} \text{ GeV}\cdot\text{s} = 1$$

$$c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1} = 1$$

$$\hbar c = 197,32696 \text{ MeV}\cdot\text{fm} = 0,197327 \text{ GeV}\cdot\text{fm} = 1$$

$$[E] = [M] = [\omega] = [T^{-1}] \quad [LT^{-1}] = 1 \quad \Longrightarrow \quad [L] = [T]$$

$$[J] = [M \cdot LT^{-1} \cdot L] = 1$$

$$[E] = [L^{-1}] = [T^{-1}] = [p]$$

$$1 \text{ GeV}^{-1} \cong 0,2 \text{ fm}$$

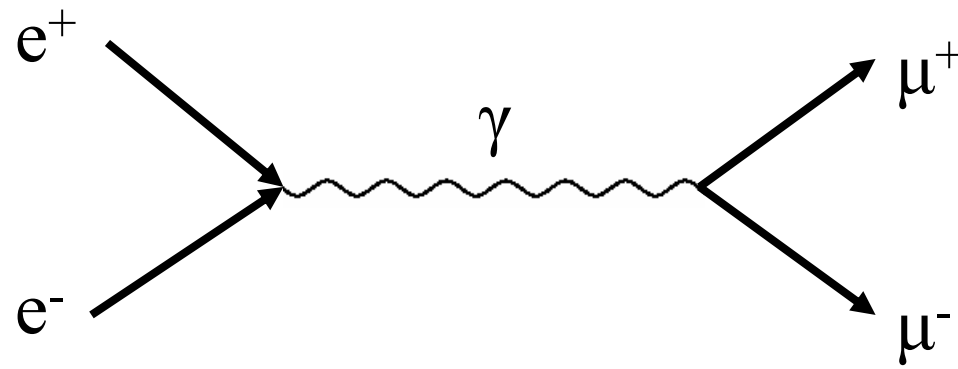
$$1 \text{ GeV} \cong 5,1 \text{ fm}^{-1}$$

$$(\hbar c)^2 = 0,389379292 \text{ GeV}^2 \cdot \text{mb} = 1$$

$$1 \text{ mb} \cong 2,568 \text{ GeV}^{-2}$$

$$1 \text{ s} \cong 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ GeV}^{-1}$$

Przykład 1



$$s = E_{\text{cm}}^2 = q^2 = q_0^2 - (\vec{q})^2$$

$$\sigma = \alpha^2 f(s, m_e, m_\mu) \rightarrow \alpha^2 f(s) \quad \text{dla } E_{\text{cm}} \gg m_e, m_\mu$$

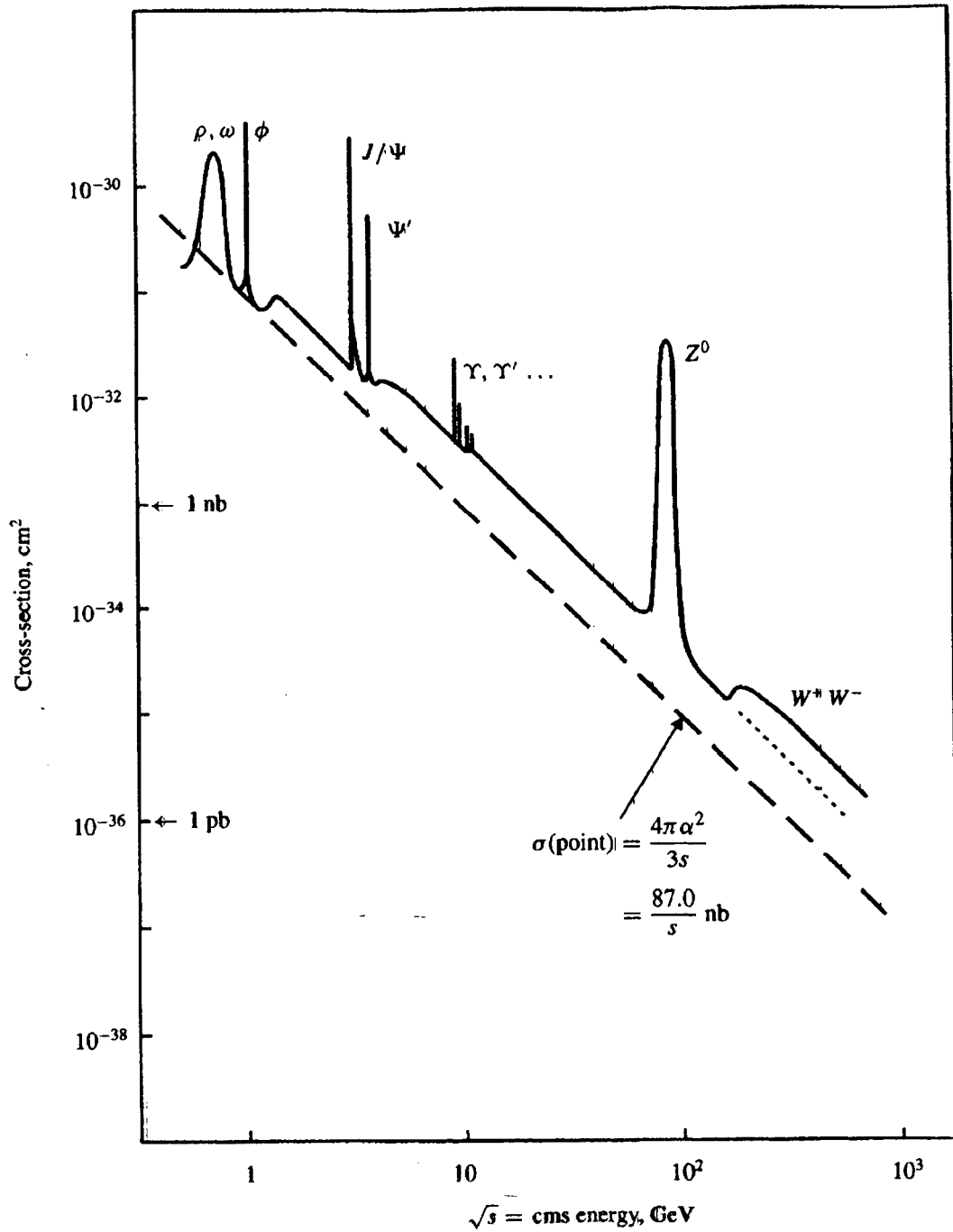
$$[\sigma] = [L^2], \quad [s] = [L^{-2}] \quad \text{czyli } \sigma \approx \alpha^2 / s$$

$$\frac{(1/137)^2}{(1 \text{ GeV})^2} = (1/137)^2 0,389 \text{ mb} \approx 2 \times 10^{-2} \mu\text{b}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx \frac{20\text{nb}}{s(\text{GeV}^2)}$$

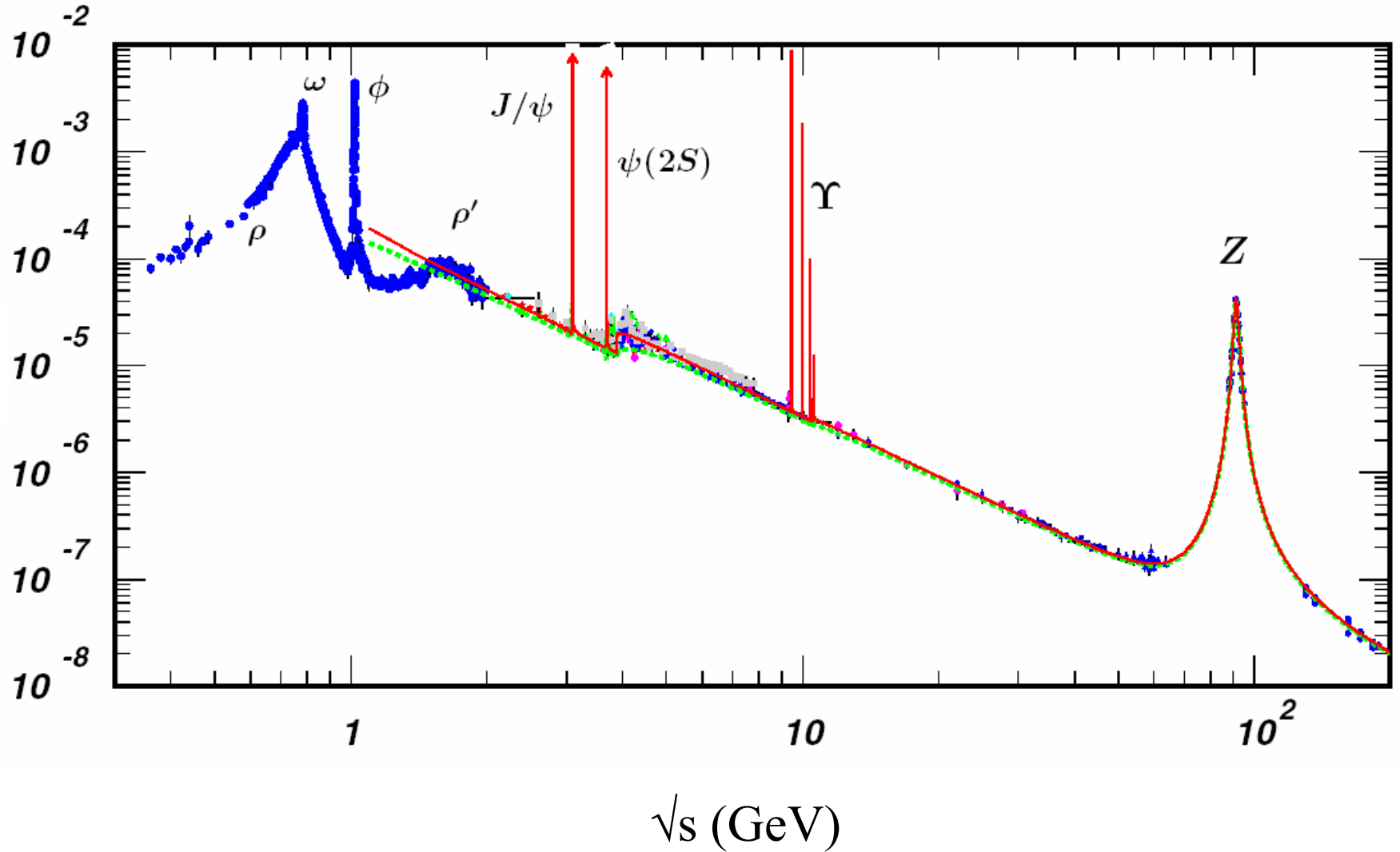
wynik dokładny

$$\sigma = \frac{4}{3} \pi \frac{\alpha^2}{s}$$



Particle Data Group (PDG) 2006

σ (mb)



Przykład 2

Reakcja $\nu + N \rightarrow \dots$

$$\sigma(\nu N) = G^2 f(s, m_N)$$

$$\sigma(\nu N) = G^2 f(s) \quad \text{dla } s \gg m_N$$

$$[G] = [L^2] \quad \Longrightarrow \quad \sigma(\nu N) \approx G^2 s$$

$$G = 1,1664 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$m_N \approx 0,94 \text{ GeV}$$

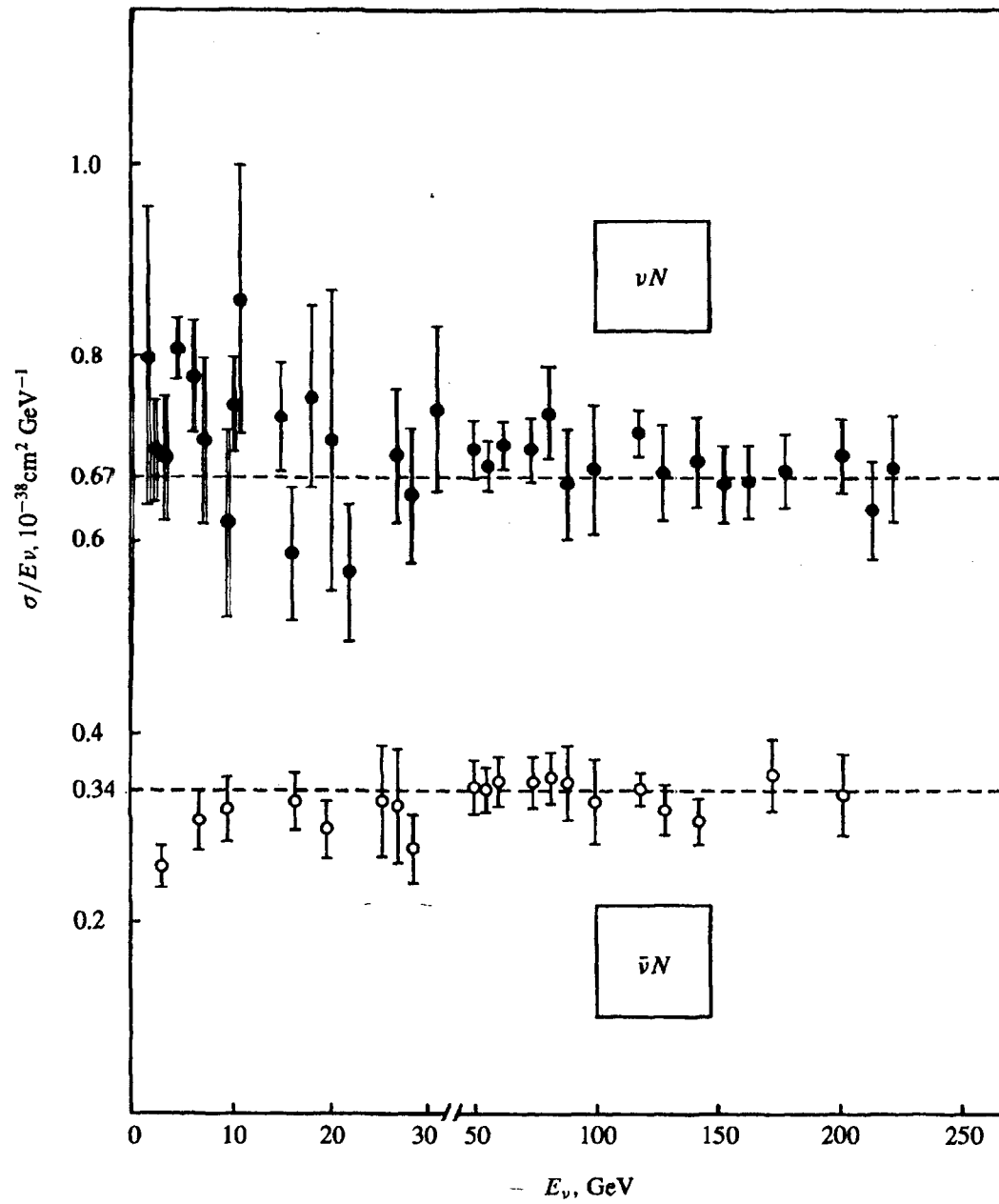
$$G m_N^2 \approx 10^{-5}$$

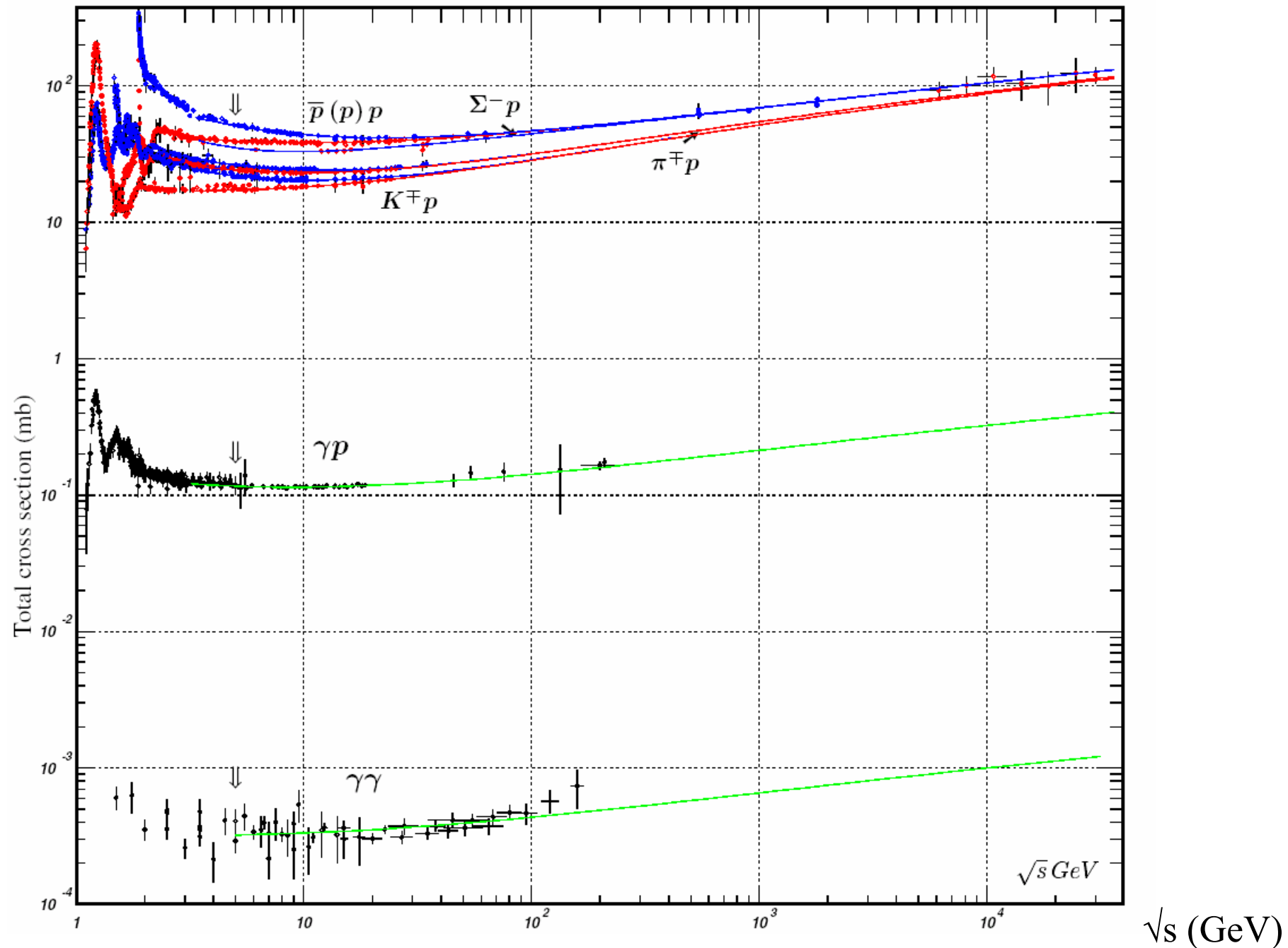
W układzie lab nukleon w spoczynku, energia neutrin E_ν

$$s = E_{\text{cm}}^2 = (E_\nu + m_N)^2 - p_\nu^2 = m_N(2E_\nu + m_N) \approx 2 m_N E_\nu$$

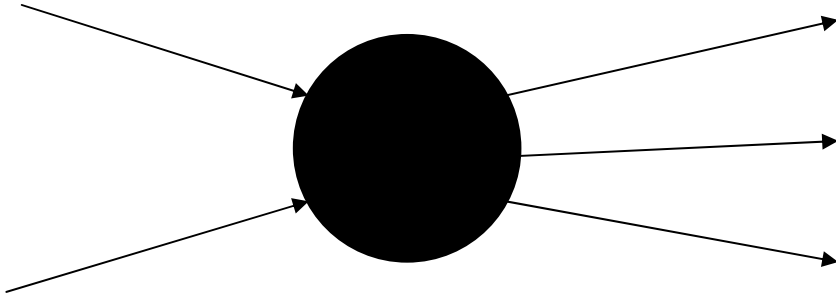
$$\sigma(\nu N) \approx G^2 m_N E_\nu \approx 10^{-10} (1/0,94)^2 \text{ GeV}^{-2} (E_\nu / m_N)$$

$$\approx 10^{-10} 0,4 \text{ mb } (E_\nu / m_N) \approx 40 \text{ fb } (E_\nu / m_N)$$



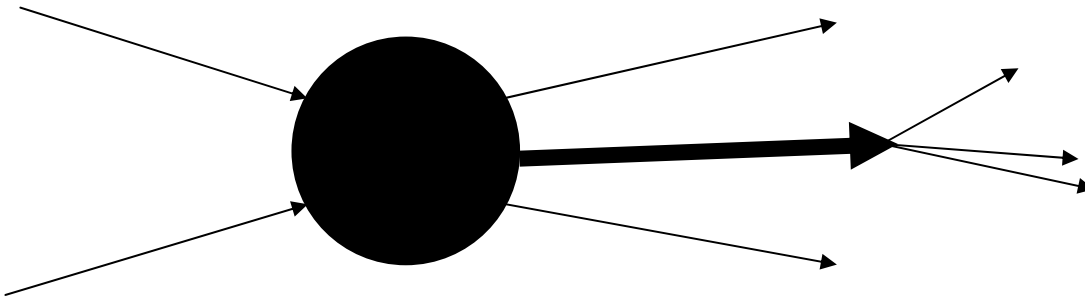


Eksperyment formacji

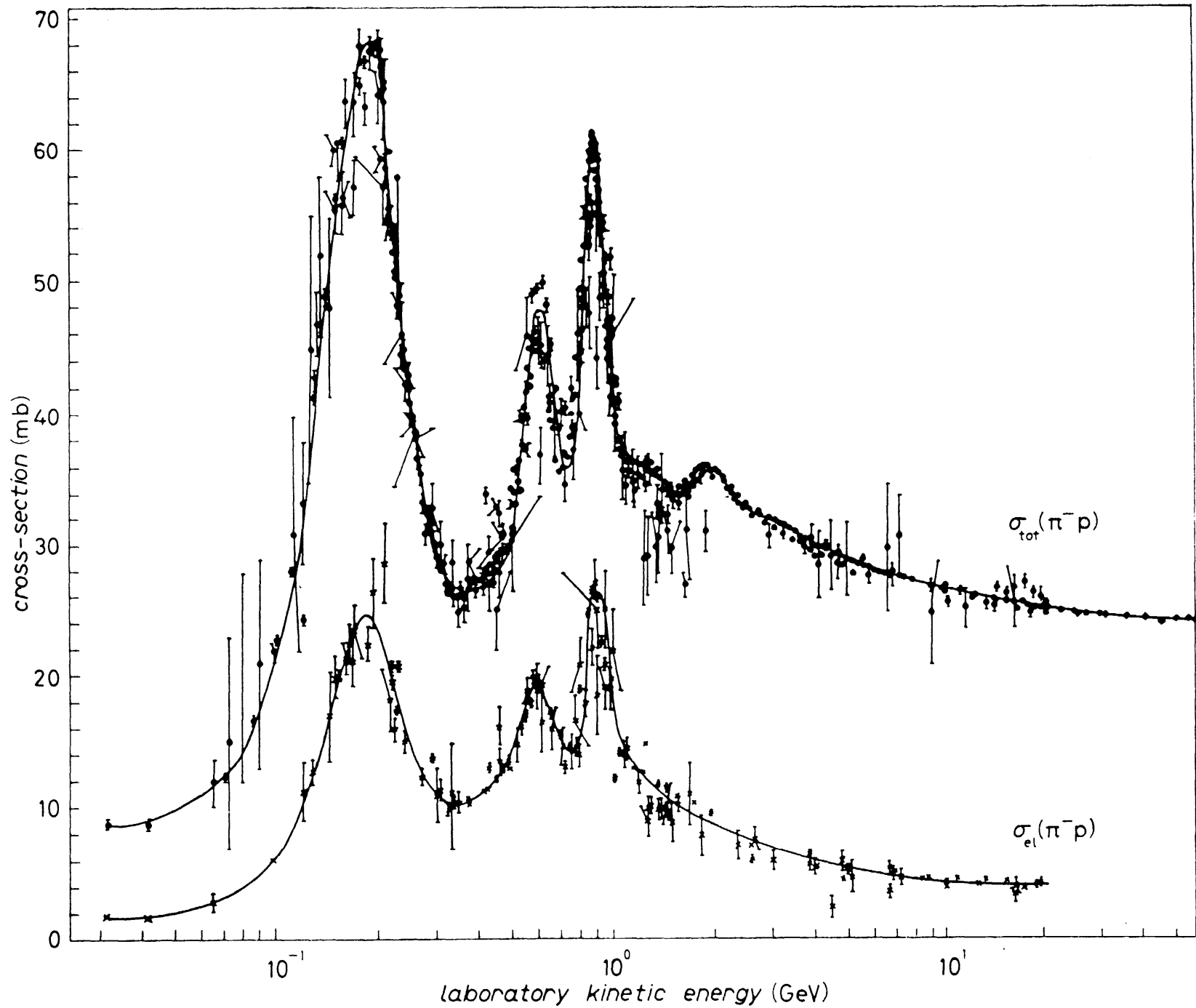


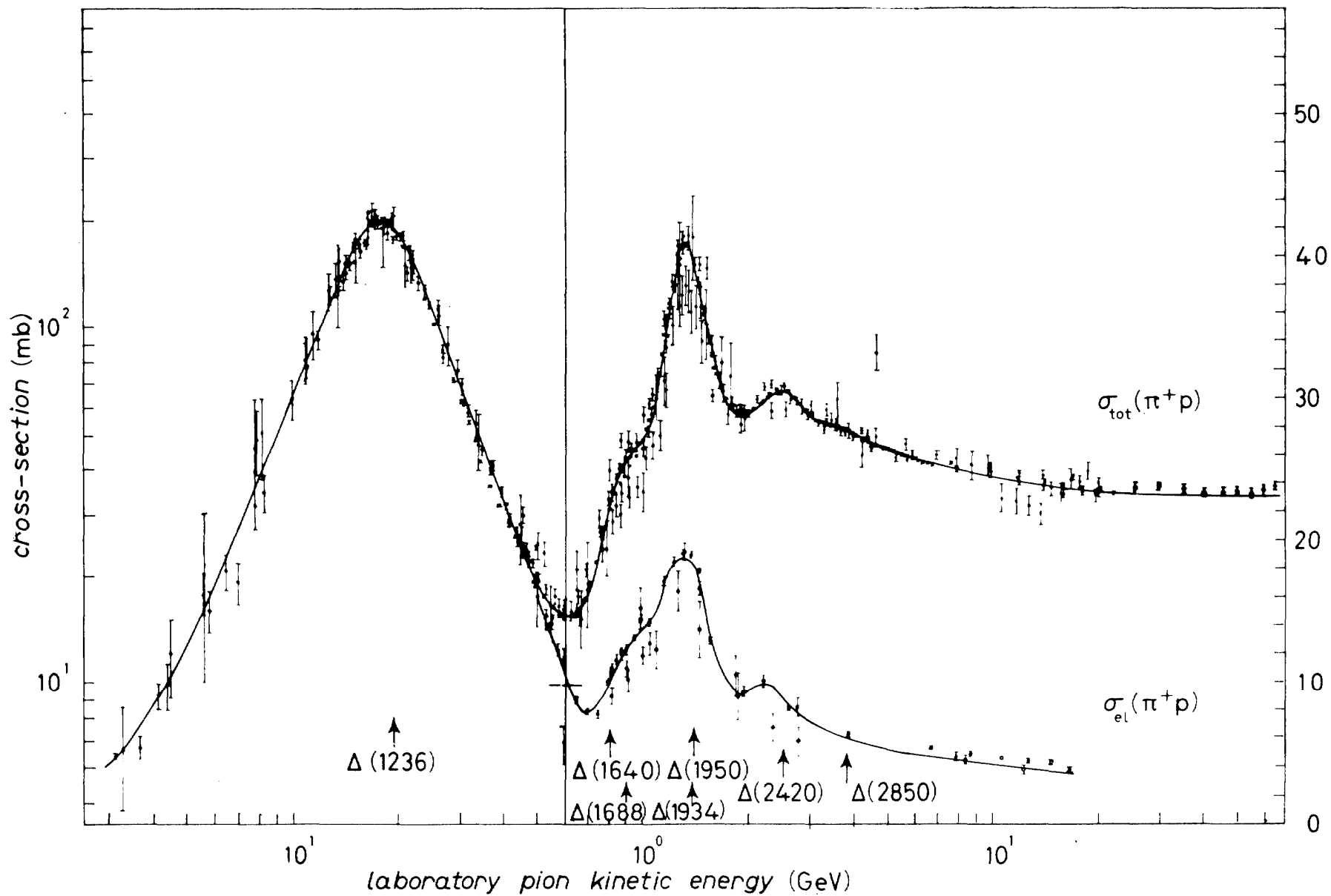
badanie zależności
przekroju czynnego od
energii zderzenia

Eksperyment produkcji

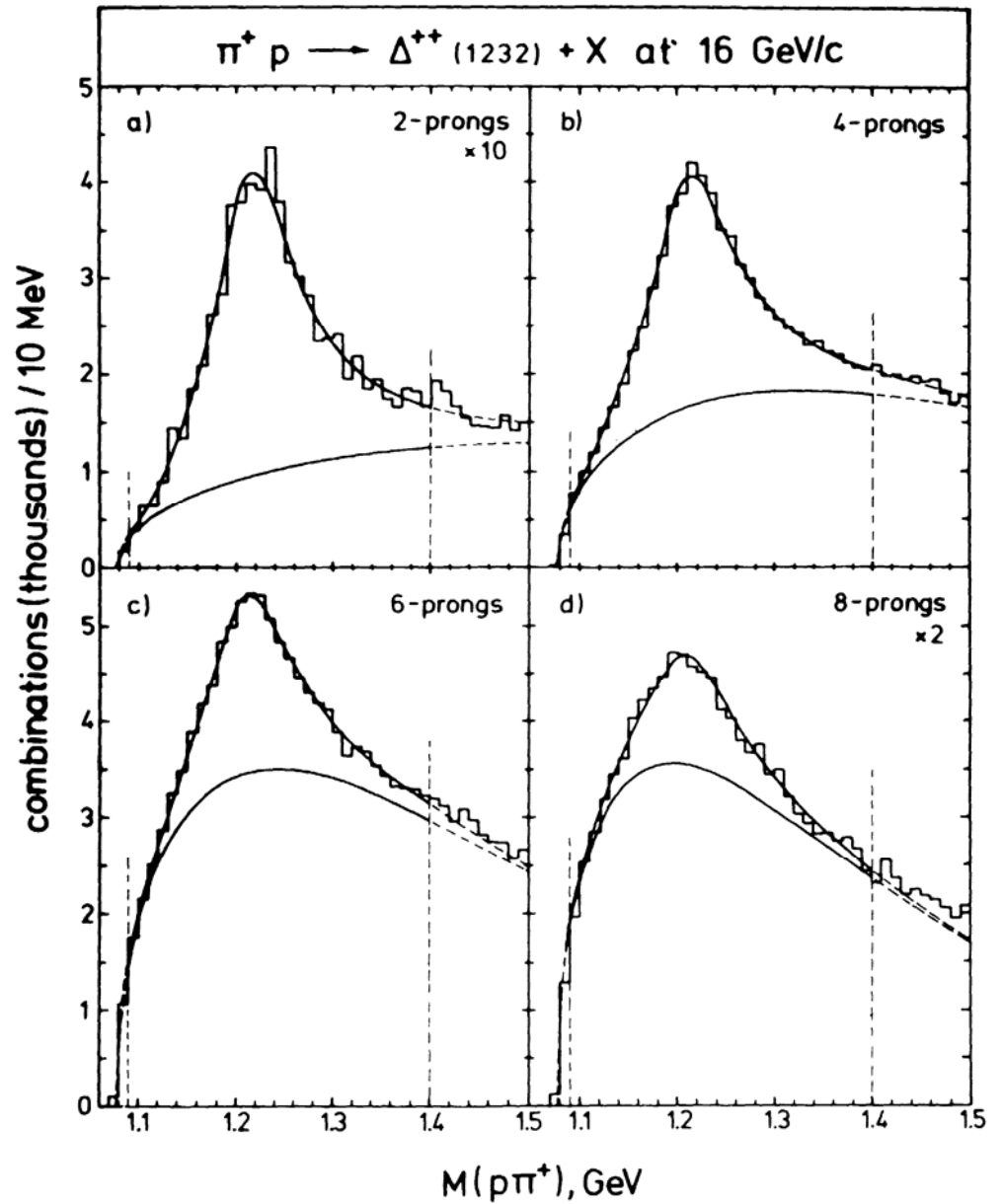
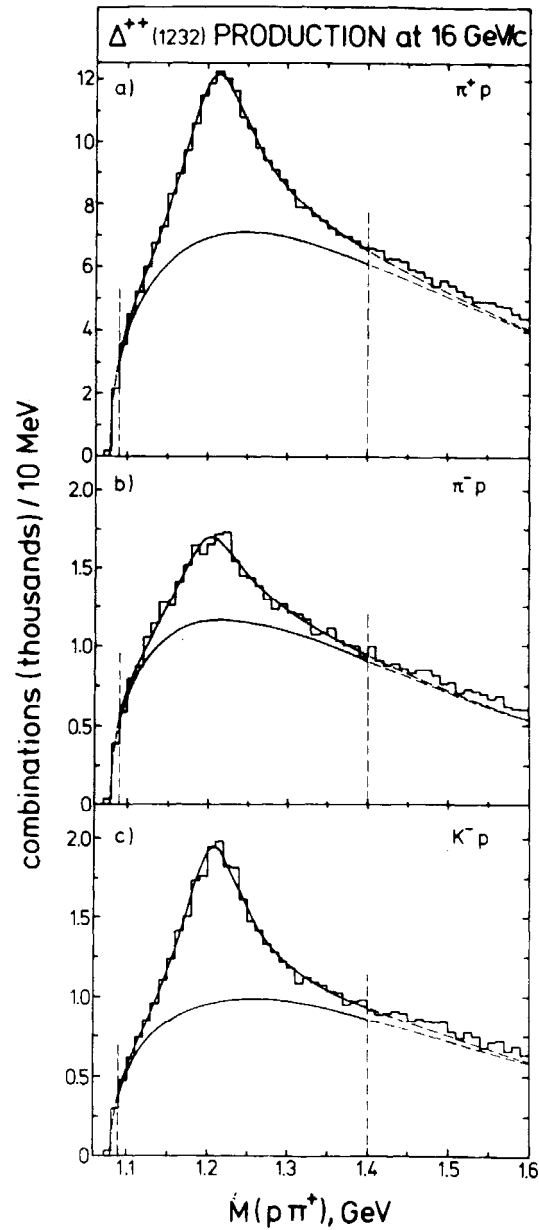


badanie rozkładów
masy niezmienniczej
układów cząstek

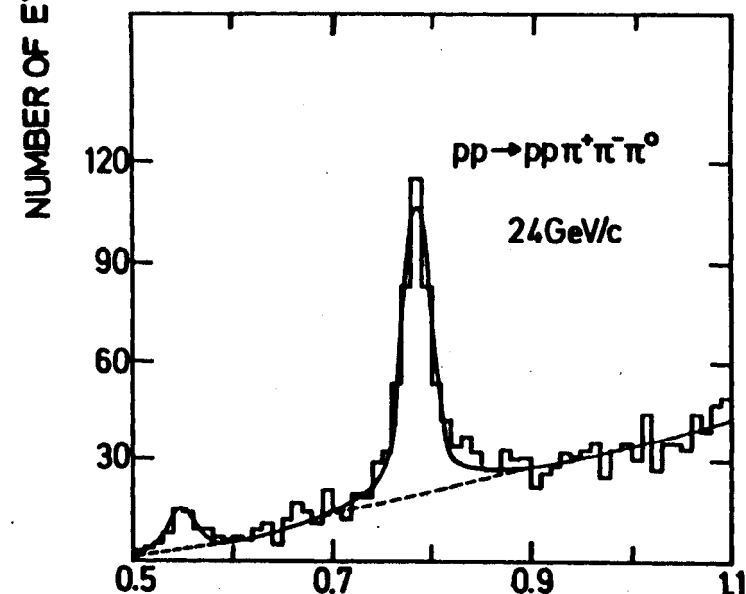
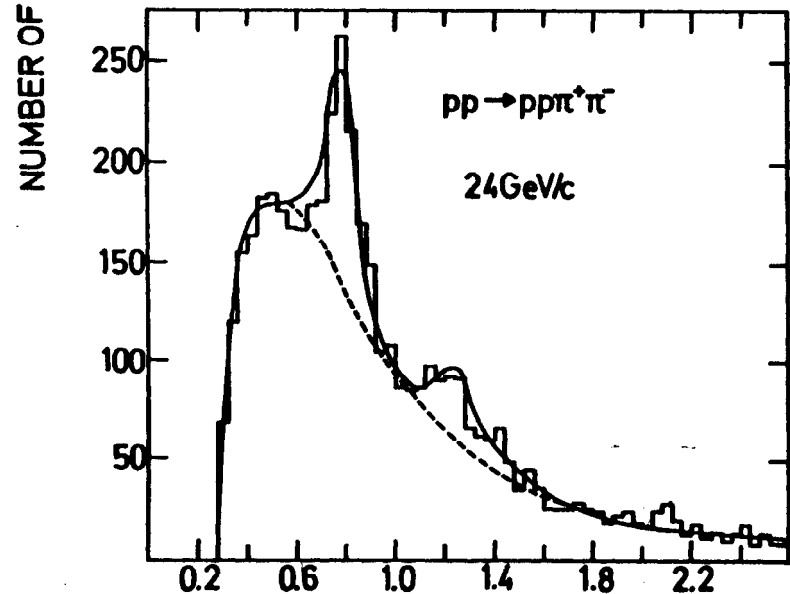
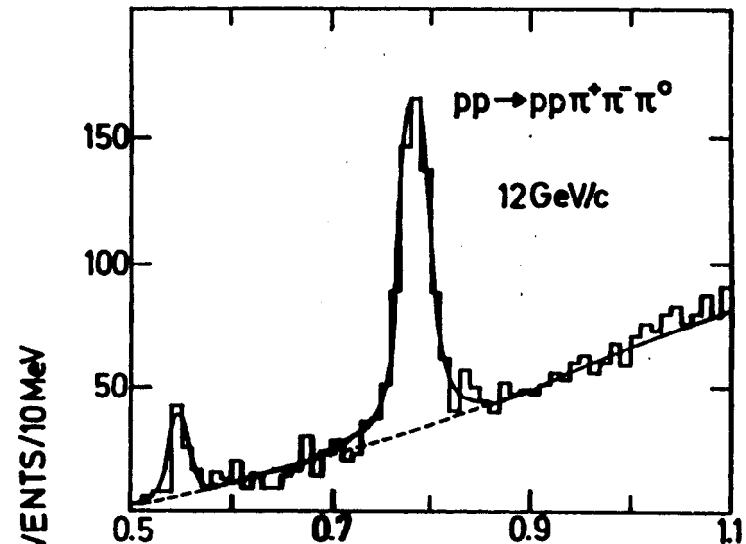
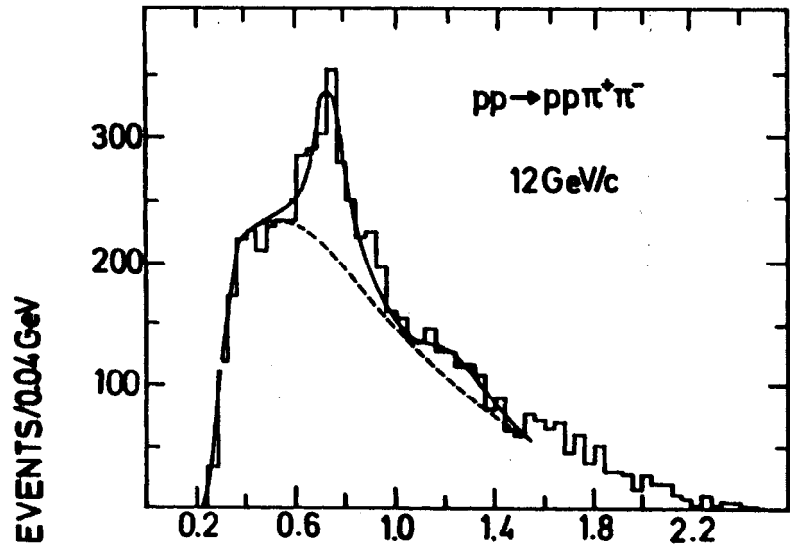




Cząstka Δ^{++} w eksperymencie produkcji



Cząstki ρ^0 , η i ω w eksperymentach produkcji



a)

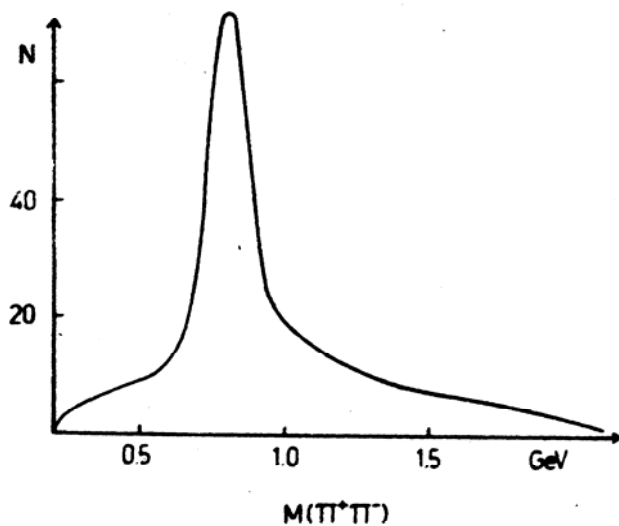
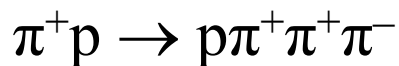
b)

$M(\pi^+\pi^-)$ [GeV]

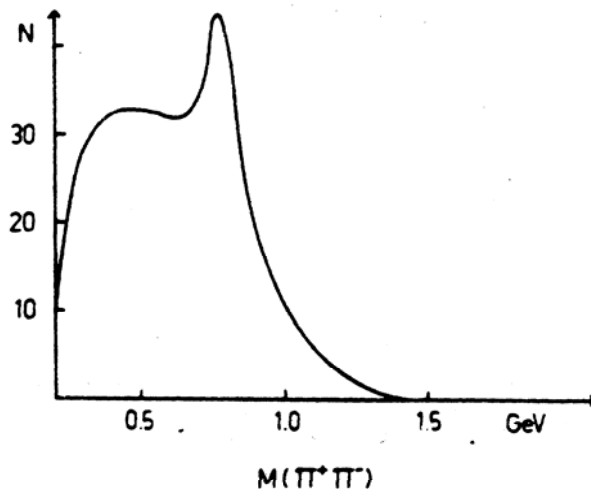
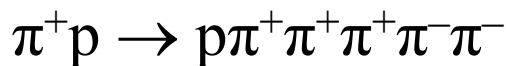
$M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ [GeV]

Rachunki dla zderzeń pion-proton przy 5 GeV

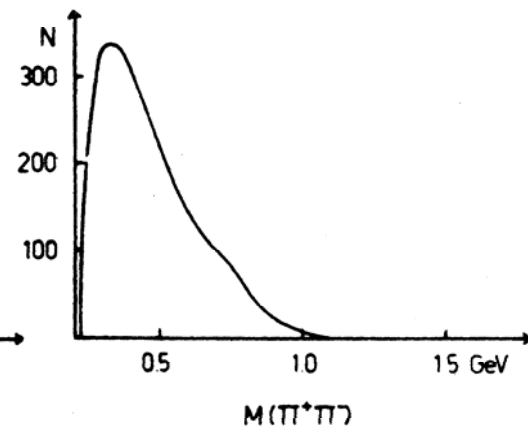
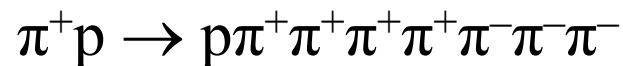
(założenie: w każdym oddziaływaniu jest jeden $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$)



2 kombinacje $\pi^+\pi^-$



6 kombinacji $\pi^+\pi^-$



12 kombinacji $\pi^+\pi^-$