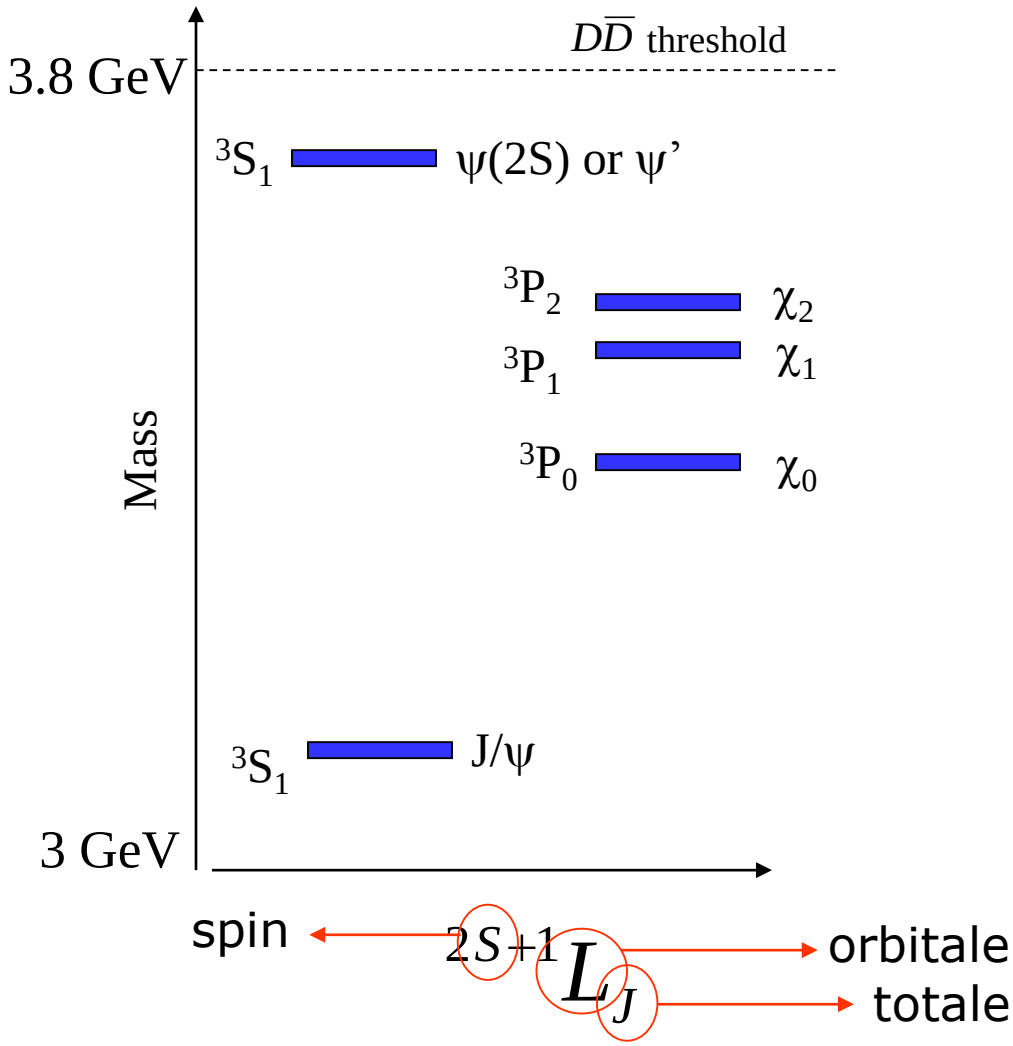
Soppressione degli stati del charmonio

- Charmonio: stato legato $c\bar{c}$



- I quark charm e anticharm legati hanno un moto di tipo non-relativistico ($\beta \sim 0.4$) $\rightarrow$ problema non perturbativo
- Varie tecniche possibili per descrivere gli stati e le loro proprietà
- Lattice QCD, importante anche per gli studi vs T
- NRQCD: espansione in serie v/c, v^2/c^2,....
- Cornell potential

$$V = \frac{a}{r} + br$$

Proprietà fondamentali

FNAE a.a. 2012/2013

- Gli stati del charmonio si dividono in due gruppi, a seconda che si trovino sopra o sotto la soglia di decadimento del canale $D\bar{D}$

- Gli stati che NON possono decadere in charm aperto hanno larghezze piccolissime, in quanto:

  - i decadimenti di tipo adronico sono OZI-suppressed → ~ 70%
  - gli unici altri decadimenti possibili sono di tipo e.m. → ~ 30%

  - Si ha, ad esempio, $\Gamma_{J/\psi} = 88 \pm 5$ keV

- Fortunatamente (per gli sperimentali) alcuni dei decadimenti e.m. sono abbastanza facili da identificare, anche in reazioni dove si producono molte particelle (come nelle collisioni di ioni pesanti)

Esempio:

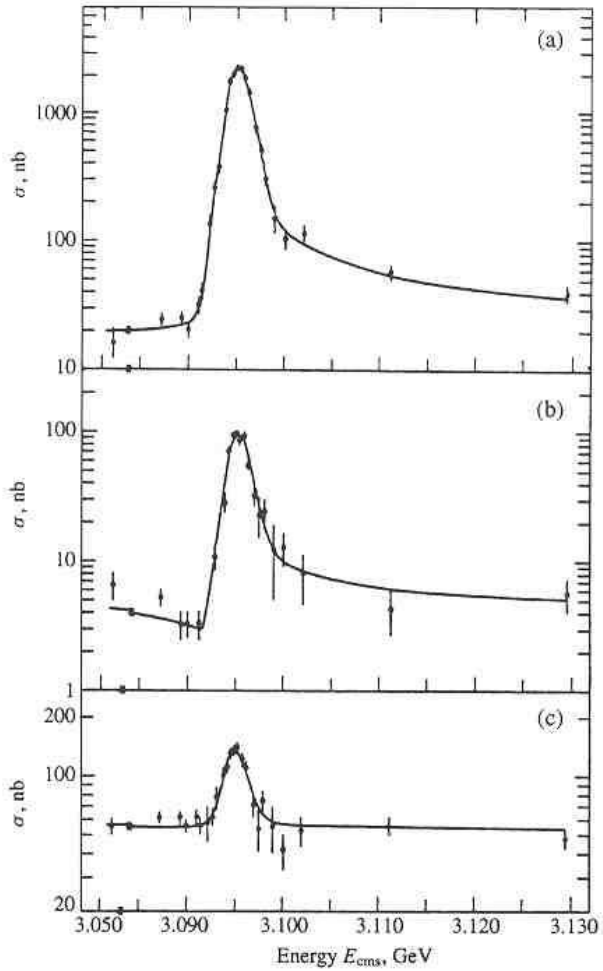
$J/\psi \to \mu^+ \mu^-$

$J/\psi \to e^+ e^-$

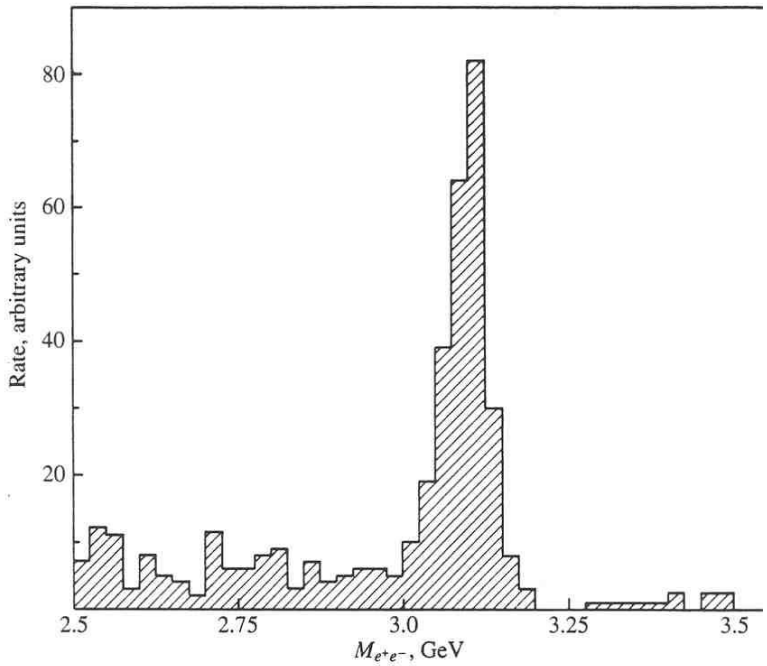
B.R = 5.94 ± 0.06 %

Breve storia (per riscaldarsi...)

- J/ψ: unica particella con due nomi
- Scoperta simultanea a SPEAR(SLAC) e AGS(BNL)



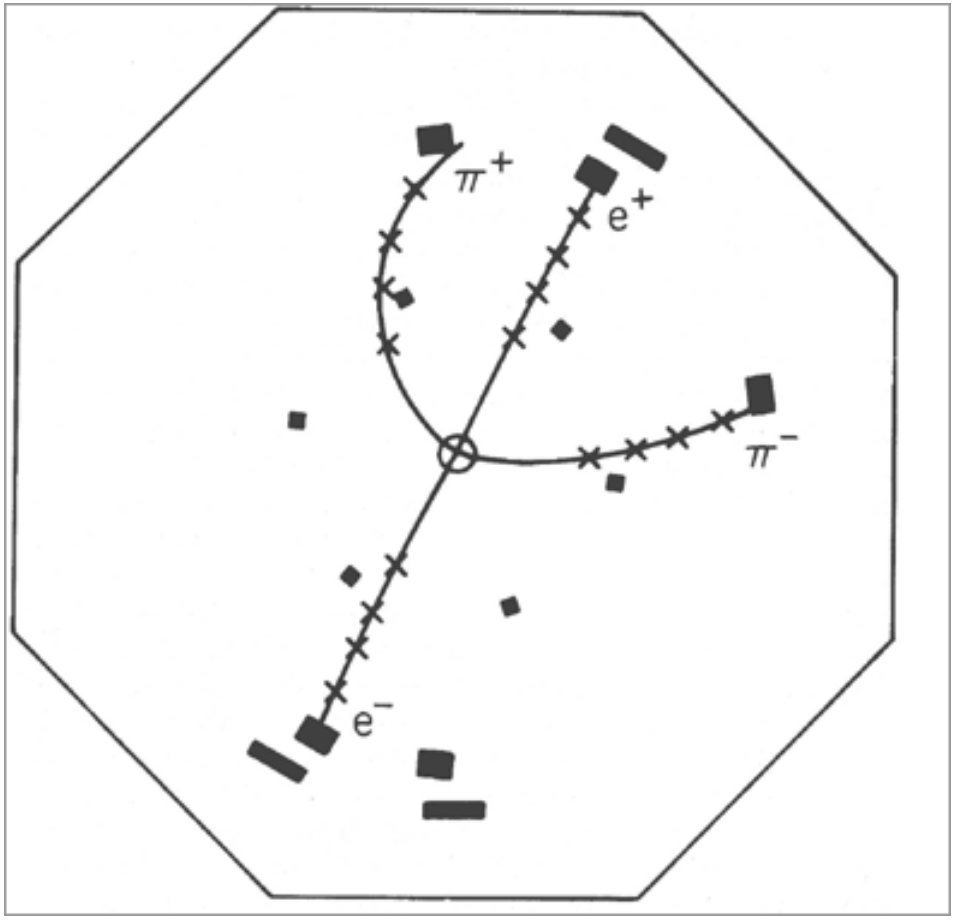
Annichilazione e^+e^- (SPEAR)



p + Be→ e^+e^- + X at AGS

Perchè i due nomi ?

La particella ψ



- Il processo osservato a SPEAR era

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ + \pi^-$$

seguito da $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$

...quindi la particella si è "battezzata" da sola.....

E a Brookhaven ?

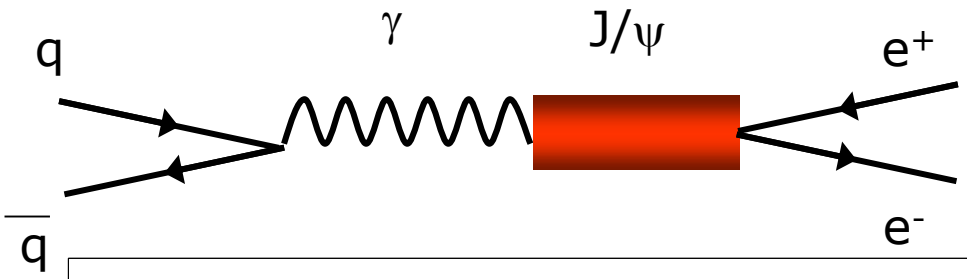
Ipotesi 1
J viene prima di K (mesone strano già ben noto)

Ipotesi 2
Nome cinese di Ting ⟶ (丁)

Produzione della J/ψ

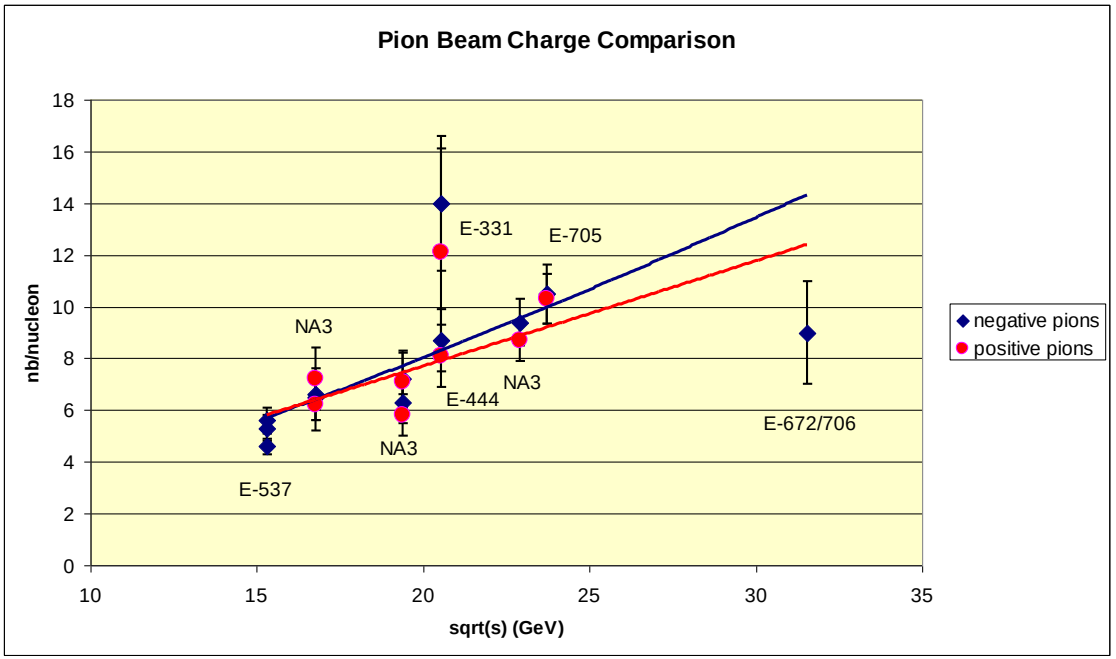
- Nel decadimento, la componente adronica e e.m. sono dello stesso ordine di grandezza

- I processi di produzione di che tipo sono ? Potrebbero essere elettromagnetici (tipo DY)?



$$\sigma \propto (Q_q)^2$$

$$\frac{\sigma(\pi^- N \to J/\psi X)}{\sigma(\pi^+ N \to J/\psi X)} = \frac{Q(\bar{u})^2}{Q(\bar{d})^2} = \frac{(2/3)^2}{(1/3)^2} = 4$$

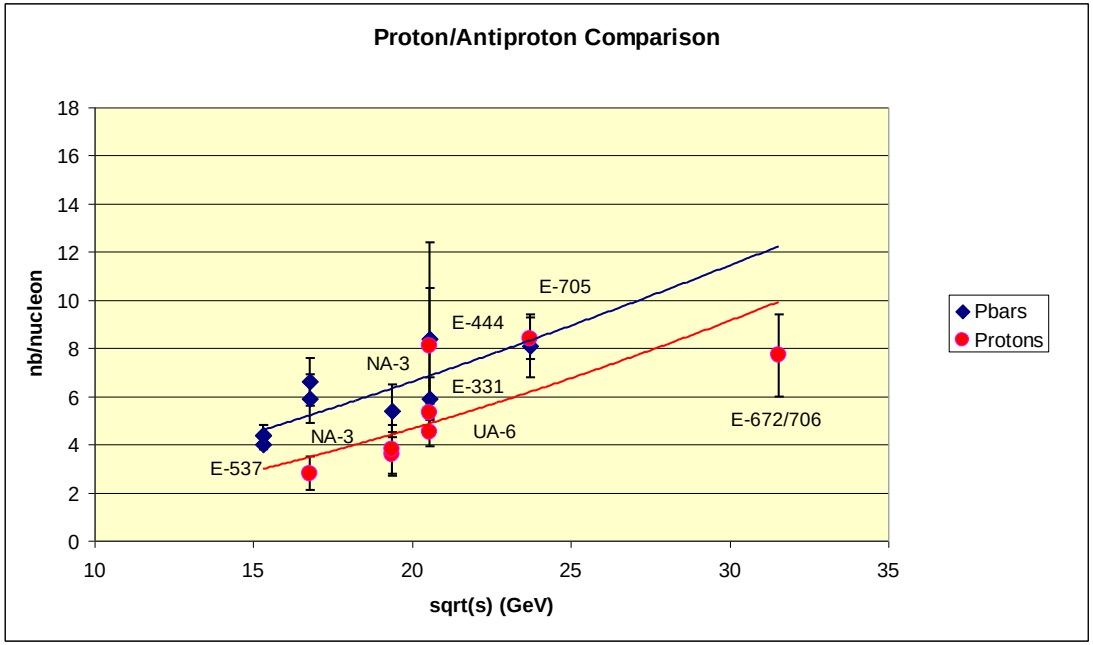


Il meccanismo dominante
NON
può essere elettromagnetico

Produzione della J/ψ (2)

- Altra possibilità: annichilazione $q\bar{q}$ mediata da gluoni
- La carica di colore di π^+ e π^- è la stessa → identica sezione d' urto

- Si dovrebbe allora ossevare una differenza sostanziale tra collisioni $p\bar{p}$ (l' antiprotone contiene antiquark di valenza) e pp
- La teoria prevede un fattore 5-10

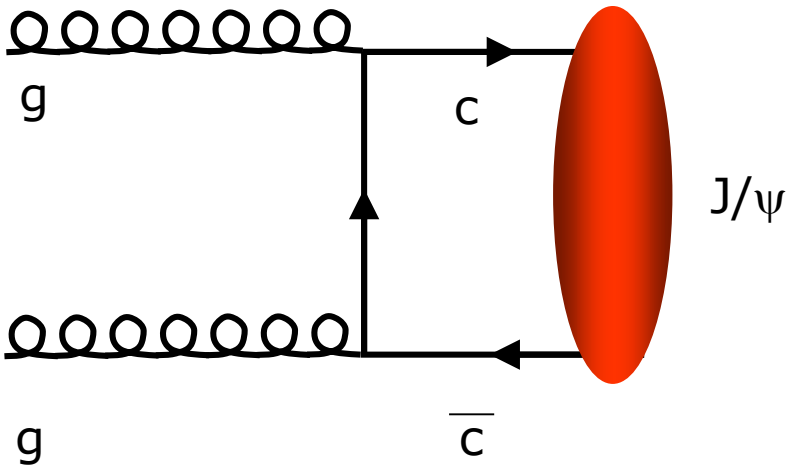


- La produzione indotta da antiprotoni è maggiore, ma siamo ben lontani dal fattore 5-10

Il meccanismo di produzione deve essere dominato da processi con gluoni nello stato iniziale

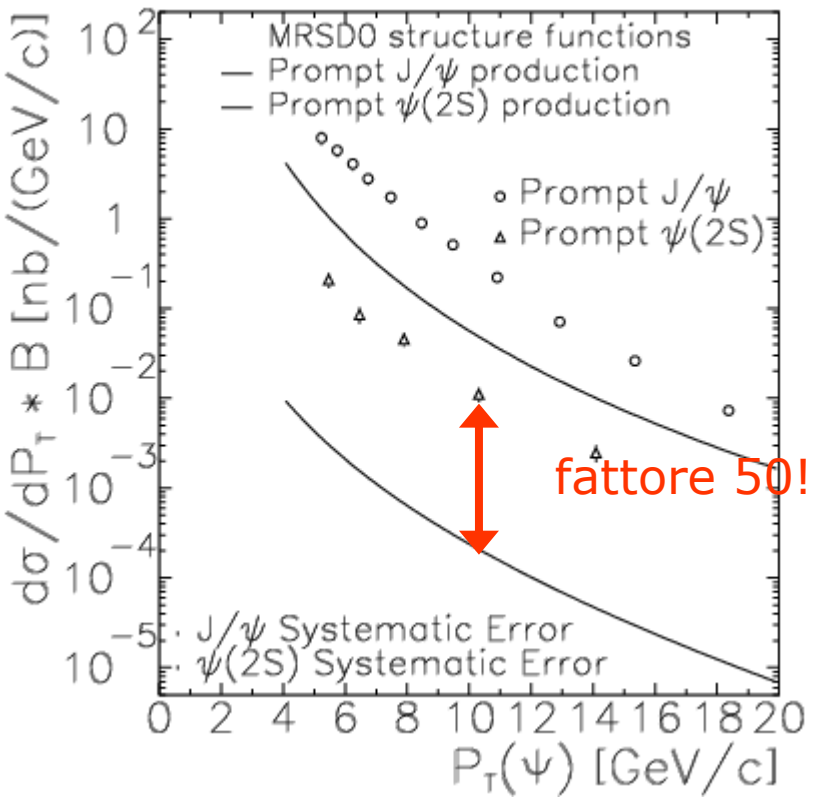
Produzione della J/ψ (3)

- Produzione della J/ψ attraverso la fusione di 2 gluoni ?
  → Possibile, occorre produrre la coppia cc in uno stato di singoletto di colore



- Color-singlet model (CSM)

- Largamente usato fino a metà degli anni '90



Irrimediabilmente condannato dagli esperimenti al collider (CDF)

Produzione della J/ψ (4)

- La produzione di J/ψ è un processo dove sono presenti aspetti perturbativi e non-perturbativi
  - Da un lato $\alpha_s(m_c) \sim 0.25$ (relativamente piccolo, trattamento perturbativo ammesso)
  - Dall' altro, la dinamica dello stato legato è essenzialmente non perturbativa (v/c piccolo, adronizzazione può avvenire su tempi lunghi..)

Si ha $$\sigma_{J/\psi} = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 dx_2 \, f_{i/A}(x_1) \, f_{j/B}(x_2) \hat{\sigma}(ij \to J/\psi)$$

Si suppone di poter fattorizzare il contributo perturbativo e non perturbativo a $\sigma(ij \to J/\psi)$

$$\hat{\sigma}(ij \to J/\psi) = \sum_n C^{ij}_{\bar{Q}Q[n]} \left\langle O_n^{J/\psi} \right\rangle$$

coeff. perturbativi (pQCD)

elem. matrice non perturbativi calcolati in serie di v/c

Produzione della J/ψ (4)

FNAE a.a. 2012/2013

- Gli stati n possono essere singoletti o ottetti di colore, e corrispondere a vari stati di momento angolare della coppia cc

- I coefficienti $O_n^{J/\psi}$ sono fittati sui dati, ma sono universali, ovvero possono essere applicati a vari processi di produzione

- Gli stati misurati sperimentalmente sono ovviamente solo singoletti di colore, quindi uno stato di ottetto deve neutralizzare il suo colore emettendo un gluone (di basso impulso)

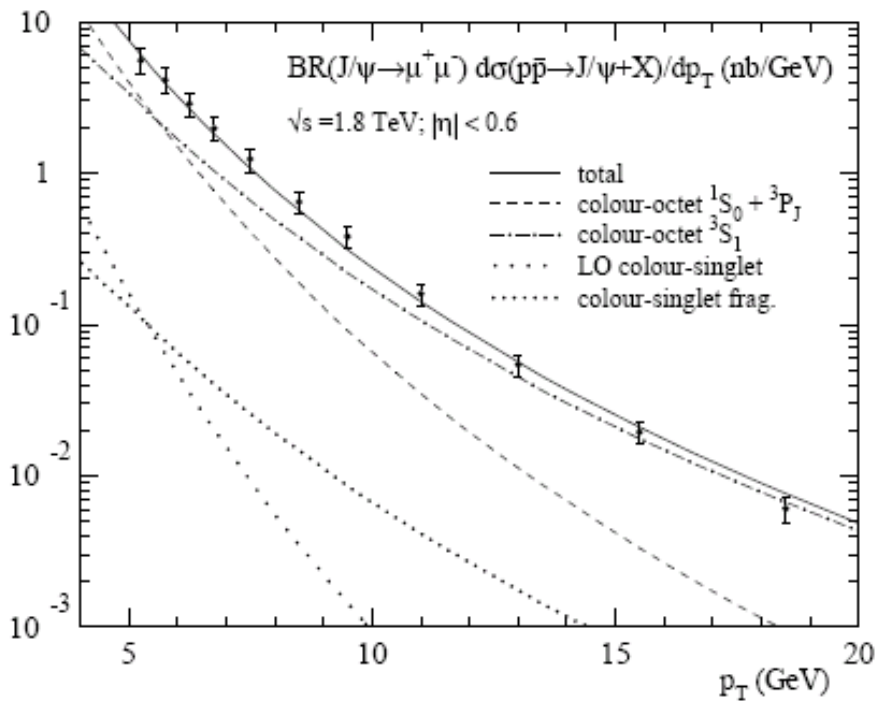
- Per la J/ψ avremo uno stato di singoletto $O_1^{J/\psi}(^3S_1)$

  e vari stati di ottetto di colore $O_8^{J/\psi}(^3S_1), O_8^{J/\psi}(^0S_1), O_8^{J/\psi}(^3P_J)$

  con $O_8^{J/\psi}(^3P_J) = (2J+1)O_8^{J/\psi}(^3P_0)$

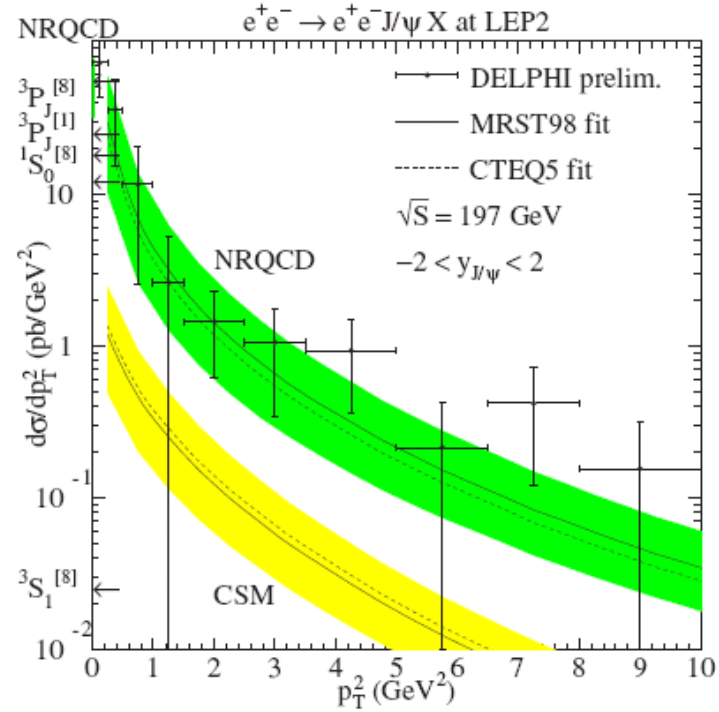
ME	J/ψ	ψ'	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$\langle \mathcal{O}_1^H(^3S_1)\rangle$	1.16	0.76	9.28	4.63	3.54
$\langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1)\rangle$	6.6×10^{-3}	4.6×10^{-3}	5.9×10^{-3}	4.1×10^{-3}	3.5×10^{-3}
$\Delta_8(H)$	Fitted	Fitted	5.0×10^{-2}	3.0×10^{-2}	2.3×10^{-2}

Produzione della J/ψ (5)



- Il modello discusso nelle slides precedenti (Non-Relativistic QCD, NRQCD, detto anche color octet model, COM) rappresenta il modello oggi più in voga per descrivere la produzione degli stati del charmonio

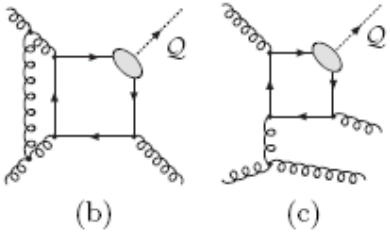
- I valori degli elementi di matrice "fittati" su un tipo di processo descrivono con successo molti risultati sperimentali



- NRQCD ha comunque ancora problemi (esempio, polarizzazione J/ψ)

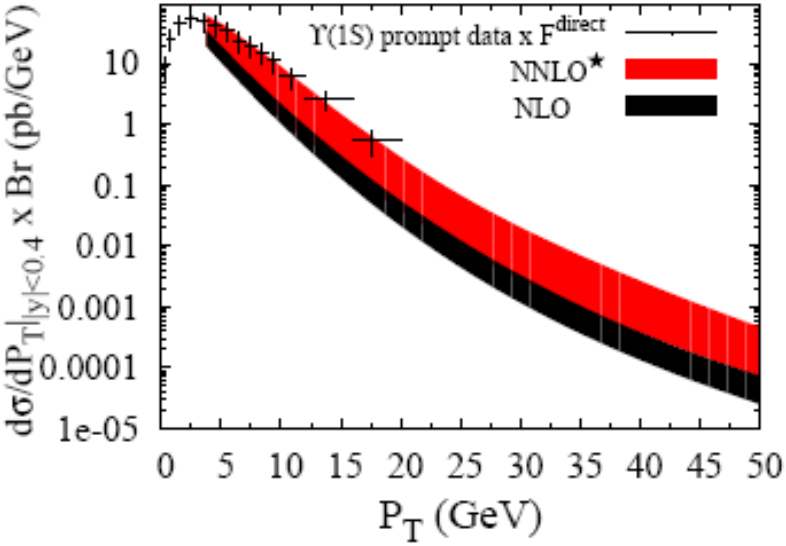
Ultime notizie – La riscossa del CSM

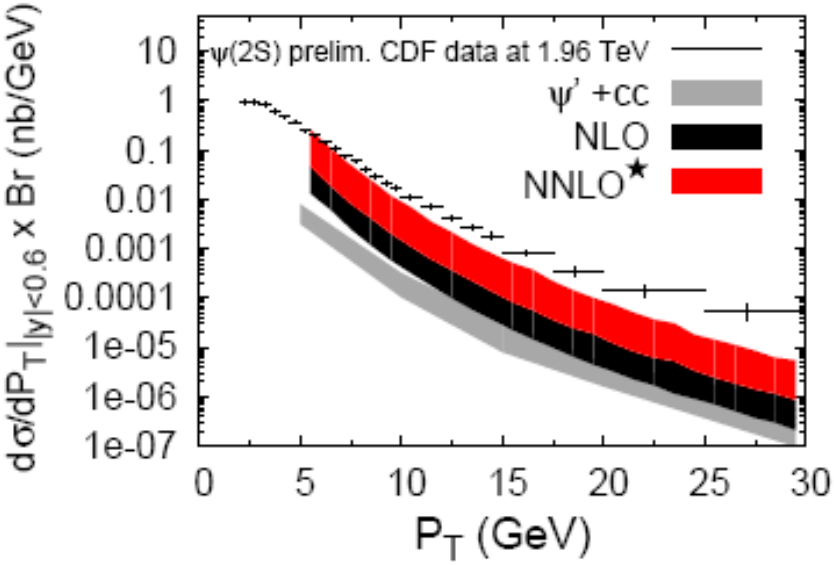
- Molto lavoro negli ultimi anni per calcolare ad ordini superiori gli elementi di matrice del CSM



- Calcolo NLO completato recentemente (5 anni di lavoro!)
- Anche una parte dei grafici a NNLO è stata calcolata

- I risultati si avvicinano ai dati, e anche la polarizzazione è riprodotta meglio





Stati legati in un QGP

- Abbiamo visto all' inizio che il legame quark-antiquark che tiene legata la J/ψ può essere espresso tramite il potenziale

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + kr$$

Termine coulombiano, indotto dallo scambio di un gluone tra q e $\bar{q}$

Termine di confinamento, semplice parametrizzazione degli effetti non-perturbativi

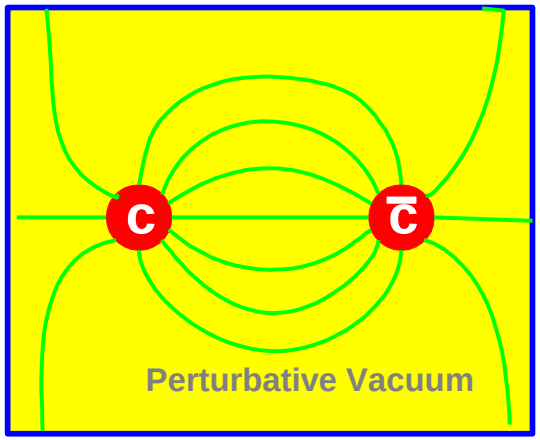
L' Hamiltoniana del sistema può essere scritta come

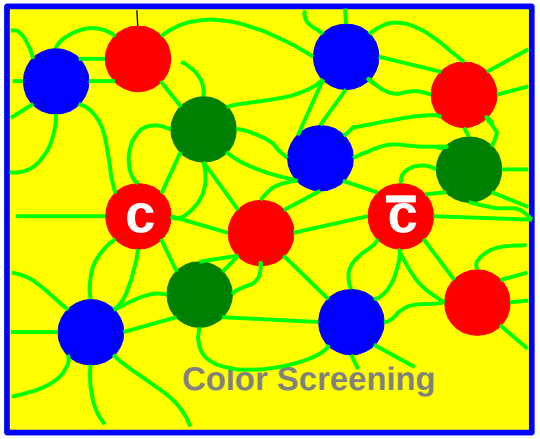
$$H = \frac{\vec{p}^{\,2}}{2\mu} - \frac{\alpha}{r} + kr \qquad (\mu = m_c/2 \text{ massa ridotta})$$

- Buona descrizione dello spettro osservato degli stati del charmonio con α=0.52, k=0.926 GeV/fm, m_c=1.84 GeV

Stati legati in un QGP(2)

- Supponiamo di "immergere" la coppia cc in un plasma di quark e gluoni
- C'è un effetto sul potenziale V(r) dovuto alla presenza del QGP ?





- 2 effetti principali
- Il termine di "confinamento" (kr) svanisce
- La presenza di una elevata densità di colore "scherma" la parte coulombiana del potenziale

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + kr \quad \Rightarrow \quad V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

Stati legati in un QGP(3)

FNAE a.a. 2012/2013

- In un QGP il potenziale che lega il charmonio diventa di tipo Yukawa
- Compare una nuova quantità $\lambda_D \rightarrow$ lunghezza di schermatura di Debye

- Si usa spesso la quantità $m_D = 1/\lambda_D$ (screening mass)

- λ_D è stata calcolata all' ordine più basso nell' ambito della QCD perturbativa (approssimazione!) ottenendo

$$\lambda_D(PQCD) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{N_c}{3} + \frac{N_f}{6}\right) g^2 T}}$$

- λ_D è legata alla massima distanza alla quale due cariche di colore possono formare uno stato legato in un QGP

$\Rightarrow$ decresce all' aumentare di T e della costante di accoppiamento ($g^2 = (\pi/3)\,\alpha$)

Debye screening

FNAE a.a. 2012/2013

- L' effetto che stiamo discutendo è l' analogo di un effetto ben noto di schermatura dell' interazione elettromagnetica

- Ad esempio, in una soluzione acquosa la presenza di ioni liberi limita il range dell' interazione elettromagnetica tra cariche.
- Per una soluzione acquosa a temperatura ambiente la lunghezza di Debye è data da

$$\lambda_D = \frac{1}{\sqrt{4\pi l_B \sum_i Z_i^2 \rho_i}} \qquad (l_B = 0.7 \text{ nm})$$

- Per una soluzione di NaCl a concentrazione 1M, otteniamo Na^+ e Cl^-
- Abbiamo $\rho = 6.02 \times 10^{20}$ cm^{-3}

$\rightarrow$ si ottiene $\lambda_D = 0.3$ nm

- Due cariche, poste a 1nm di distanza, sono completamente schermate!
- In biologia: superficie di proteine, membrane cellulari sono cariche

$\rightarrow$ In una soluzione, le biomolecole interagiscono tra loro solo a pochi nm, al di là la schermatura di Debye blocca l' interazione di Coulomb

Stati legati in un QGP(4)

- Dalle considerazioni precedenti, si vede che, a causa del fenomeno di schermatura, in un QGP si può avere una dissociazione degli stati legati del charmonio (e anche del bottomonio)

- Cerchiamo di essere più quantitativi, ripartendo dall' hamiltoniana del sistema in caso di schermatura di colore

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2\mu} - \frac{\alpha}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

- Usando il principo di indeterminazione scriviamo $\langle \vec{p}^2 \rangle \approx 1/r^2$

- L' energia del sistema cc sarà data da

$$E(r) = \frac{1}{2\mu r^2} - \frac{\alpha}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

Stati legati in un QGP(5)

FNAE a.a. 2012/2013

- Gli stati legati corrispondono a minimi di r, per cui uguagliando a zero la derivata di E(r) si ottiene la condizione

$$-\frac{1}{\mu r^3}+\frac{\alpha(1+r/\lambda_D)}{r^2}e^{-r/\lambda_D}=0$$

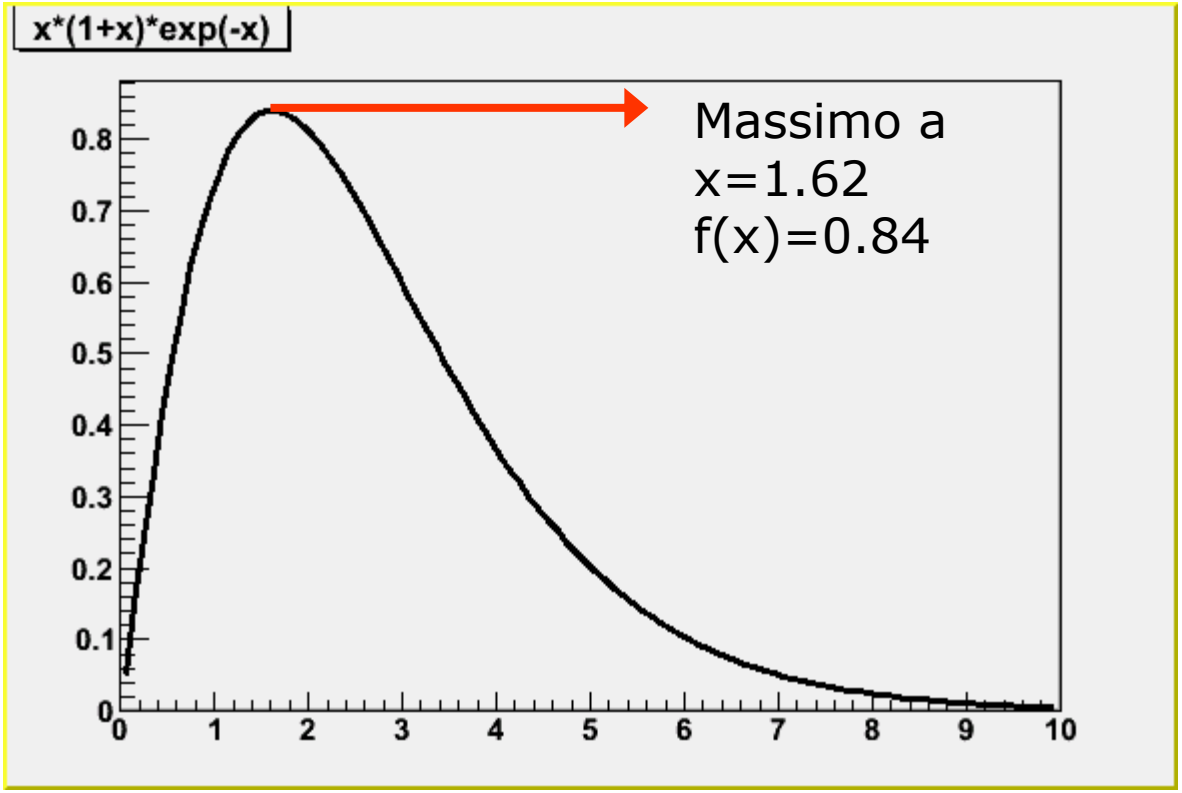
Dalla quale

$$\frac{-1+\alpha\mu r(1+r/\lambda_D)e^{-r/\lambda_D}}{\mu r^3}=0 \quad \text{e} \quad \frac{\alpha\mu r\lambda_D}{\lambda_D}(1+r/\lambda_D)e^{-r/\lambda_D}=1$$

che dà $$x(1+x)e^{-x}=\frac{1}{\alpha\mu\lambda_D}$$ dove $x=r/\lambda_D$

- Vediamo come è fatta la funzione $x(1+x)e^{-x}$.....

Stati legati in un QGP(6)



L' equazione che definisce gli stati legati ha soluzioni solo se

$$\frac{1}{\alpha\mu\lambda_D} < 0.84$$

..e, viceversa, non ci possono essere stati legati se $\frac{1}{0.84\alpha\mu} > \lambda_D$

- Consideriamo un sistema cc in assenza di schermatura, ovvero assumiamo $\lambda_D \to \infty$

Stati legati in un QGP(7)

FNAE a.a. 2012/2013

- L' equazione che definisce lo stato legato diviene $\frac{1}{\mu r^3} - \frac{\alpha}{r^2} = 0$

  che dà $r_0 = 1/\alpha\mu$

- Sostituendo α=0.52, μ = $m_c/2$ = 1840 MeV/2 → $r_0 = 0.41\,fm$

Quanto vale λ_D a T = 200 MeV, per un QGP a 3 sapori ?

$$\lambda_D(PQCD) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{N_c}{3} + \frac{N_f}{6}\right) g^2 T}} = \sqrt{\frac{2}{3g^2}}\frac{1}{T} = 0.36\,fm$$

- Quindi è verificata la condizione $\frac{r_0}{0.84} > \lambda_D$ → Lo stato $c\bar{c}$ NON può rimanere legato in un QGP a T= 200 MeV

Soppressione della J/ψ (Matsui e Satz)

FNAE a.a. 2012/2013

PHYS. LETT. B, in press

BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY

June 1986 BNL-38344

J/ψ SUPPRESSION BY QUARK-GLUON PLASMA FORMATION

T. Matsui
Center for Theoretical Physics
Laboratory for Nuclear Science
Massachusetts Institute of Technology
Cambridge, MA 02139, USA

and

H. Satz
Fakultät für Physik
Universität Bielefeld, D-48 Bielefeld, F.R. Germany
and
Physics Department
Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, USA

ABSTRACT

If high energy heavy ion collisions lead to the formation of a hot quark-gluon plasma, then colour screening prevents $c\bar{c}$ binding in the deconfined interior of the interaction region. To study this effect, we compare the temperature dependence of the screening radius, as obtained from lattice QCD, with the J/ψ radius calculated in charmonium models. The feasibility to detect this effect clearly in the dilepton mass spectrum is examined. We conclude that J/ψ suppression in nuclear collisions should provide an unambiguous signature of quark-gluon plasma formation.

This manuscript has been authored under contract number DE-AC02-76CH00016 with the U.S. Department of Energy. Accordingly, the U.S. Government retains a non-exclusive, royalty-free license to publish or reproduce the published form of this contribution, or allow others to do so, for U.S. Government purposes.

Phys.Lett. B178 (1986) 416

- Articolo originale in cui la "soppressione" della J/ψ viene indicata come "segnatura" della formazione del QGP !
- Forse l' articolo più noto di tutta la fisica degli ioni pesanti ultrarelativistici

1176 citazioni ad oggi ! (2007)

(1279 al 09/11/09)

(1344 al 06/12/10)

(1447 al 22/11/11)

(1644 al 09/11/12)

(2041 al 17/11/14)

(2216 al 18/11/15)

Stati del charmonio (e bottomonio)

FNAE a.a. 2012/2013

- I vari stati legati cc e bb possono essere caratterizzati in termini di energia di legame e dimensioni

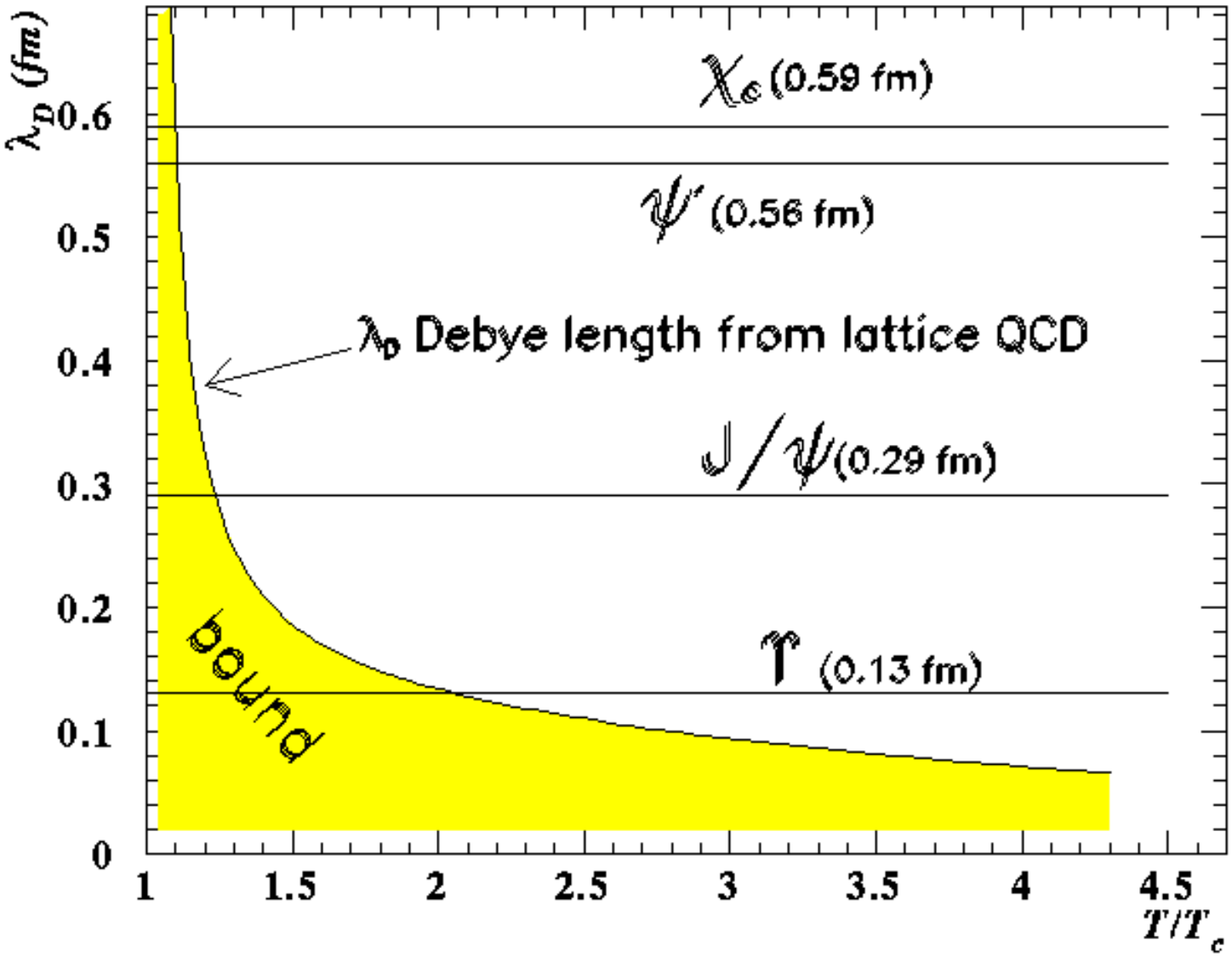
state	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ_b'	Υ''
mass [GeV]	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
ΔE [GeV]	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
ΔM [GeV]	0.02	-0.03	0.03	0.06	-0.06	-0.06	-0.08	-0.07
r_0 [fm]	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78

- Stati più legati hanno dimensioni più piccole

- La condizione $r_0 > r_D$ si otterrà a temperature diverse per le varie risonanze

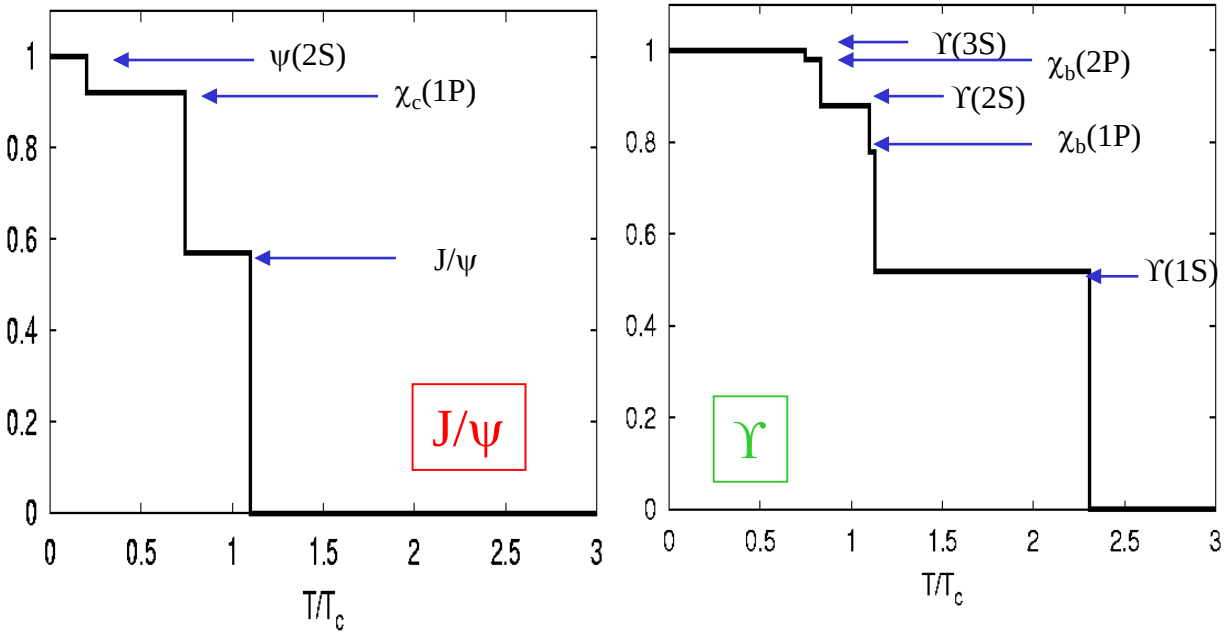
- Possiamo cercare di identificare le risonanze che "scompaiono" e da lì dedurre la temperatura T ottenuta nella collisione

Risonanze e temperatura



Soppressione sequenziale

- In altri termini,ogni risonanza ha una sua "soglia di dissociazione" tipica



Digal et al., Phys.Rev. D64(2001)094015

- Per osservare questo fenomeno, è sufficiente misurare lo stato più legato
- Infatti le risonanze meno legate hanno un B.R. non nullo di decadimento (radiativo) verso risonanze più legate

Decadimenti

FNAE a.a. 2012/2013

$\psi(2S)$ DECAY MODES

	Mode	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level
Γ_1	hadrons	(97.85 ± 0.13) %	
Γ_2	virtual $\gamma \to$ hadrons	(1.73 ± 0.14) %	S=1.5
Γ_3	light hadrons		
Γ_4	e^+e^-	$(7.35\pm0.18)\times10^{-3}$	
Γ_5	$\mu^+\mu^-$	$(7.3\pm0.8)\times10^{-3}$	
Γ_6	$\tau^+\tau^-$	$(2.8\pm0.7)\times10^{-3}$	
	Decays into $J/\psi(1S)$ and anything		
Γ_7	$J/\psi(1S)$ anything	(56.1 ± 0.9) %	
Γ_8	$J/\psi(1S)$ neutrals	(23.0 ± 0.4) %	
Γ_9	$J/\psi(1S)\pi^+\pi^-$	(31.8 ± 0.6) %	
Γ_{10}	$J/\psi(1S)\pi^0\pi^0$	(16.46 ± 0.35) %	
Γ_{11}	$J/\psi(1S)\eta$	(3.09 ± 0.08) %	
Γ_{12}	$J/\psi(1S)\pi^0$	$(1.26\pm0.13)\times10^{-3}$	S=1.3

$\chi_{c2}(1P)$ DECAY MODES

	Mode	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level
	Hadronic decays		
Γ_1	$2(\pi^+\pi^-)$	(1.23 ± 0.15) %	
Γ_2	$\pi^+\pi^-K^+K^-$	$(9.9\pm2.5)\times10^{-3}$	S=1.6
Γ_3	$3(\pi^+\pi^-)$	$(8.6\pm1.8)\times10^{-3}$	
Γ_4	$\rho^0\pi^+\pi^-$	$(7\pm4)\times10^{-3}$	
Γ_5	$K^+\overline{K}^*(892)^0\pi^-$ + c.c.	$(4.8\pm2.8)\times10^{-3}$	
Γ_6	$K^*(892)^0\overline{K}^*(892)^0$	$(3.8\pm0.8)\times10^{-3}$	
Γ_7	$\phi\phi$	$(1.9\pm0.7)\times10^{-3}$	
Γ_8	$\omega\omega$	$(2.0\pm0.7)\times10^{-3}$	
Γ_9	$\pi\pi$	$(2.14\pm0.25)\times10^{-3}$	
Γ_{10}	$\eta\eta$	$<1.2\times10^{-3}$	CL=90%
Γ_{11}	$\pi^+\pi^-K^0_SK^0_S$	$(2.6\pm0.6)\times10^{-3}$	
Γ_{12}	$K^+K^-K^+K^-$	$(1.41\pm0.35)\times10^{-3}$	
Γ_{13}	$K^+K^-K^0_SK^0_S$		
Γ_{14}	$\pi^+\pi^-p\overline{p}$	$(1.32\pm0.34)\times10^{-3}$	
Γ_{15}	K^+K^-	$(7.7\pm1.4)\times10^{-4}$	
Γ_{16}	$K^0_SK^0_S$	$(6.7\pm1.1)\times10^{-4}$	
Γ_{17}	$K^0_SK^0_Sp\overline{p}$	$<7.9\times10^{-4}$	CL=90%
Γ_{18}	$p\overline{p}$	$(6.6\pm0.5)\times10^{-5}$	
Γ_{19}	$\Lambda\overline{\Lambda}$	$(2.7\pm1.3)\times10^{-4}$	
Γ_{20}	$\Lambda\overline{\Lambda}\pi^+\pi^-$	$<3.5\times10^{-3}$	CL=90%
Γ_{21}	$J/\psi(1S)\pi^+\pi^-\pi^0$	<1.5 %	CL=90%
Γ_{22}	$K^0_SK^+\pi^-$ + c.c.	$<1.0\times10^{-3}$	CL=90%
Γ_{23}	$\Xi^-\overline{\Xi}^+$	$<3.7\times10^{-4}$	CL=90%
	Radiative decays		
Γ_{24}	$\gamma J/\psi(1S)$	(20.2 ± 1.0) %	
Γ_{25}	$\gamma\gamma$	$(2.59\pm0.19)\times10^{-4}$	

- Tenendo conto dei tassi di produzione misurati e dei B.R. di decadimento, vale la seguente relazione (approssimata)

$$N^{meas}_{J/\psi} = \underbrace{N_{J/\psi}}_{60\%} + \underbrace{N^{\chi_c\to J/\psi X}_{J/\psi}}_{30\%} + \underbrace{N^{\psi'\to J/\psi X}_{J/\psi}}_{10\%}$$

N.B. : a energie non troppo elevate ! Altrimenti il processo B→J/ψ+X puo' diventare importante

Primi risultati

- NA38: collisioni O-U (1986)

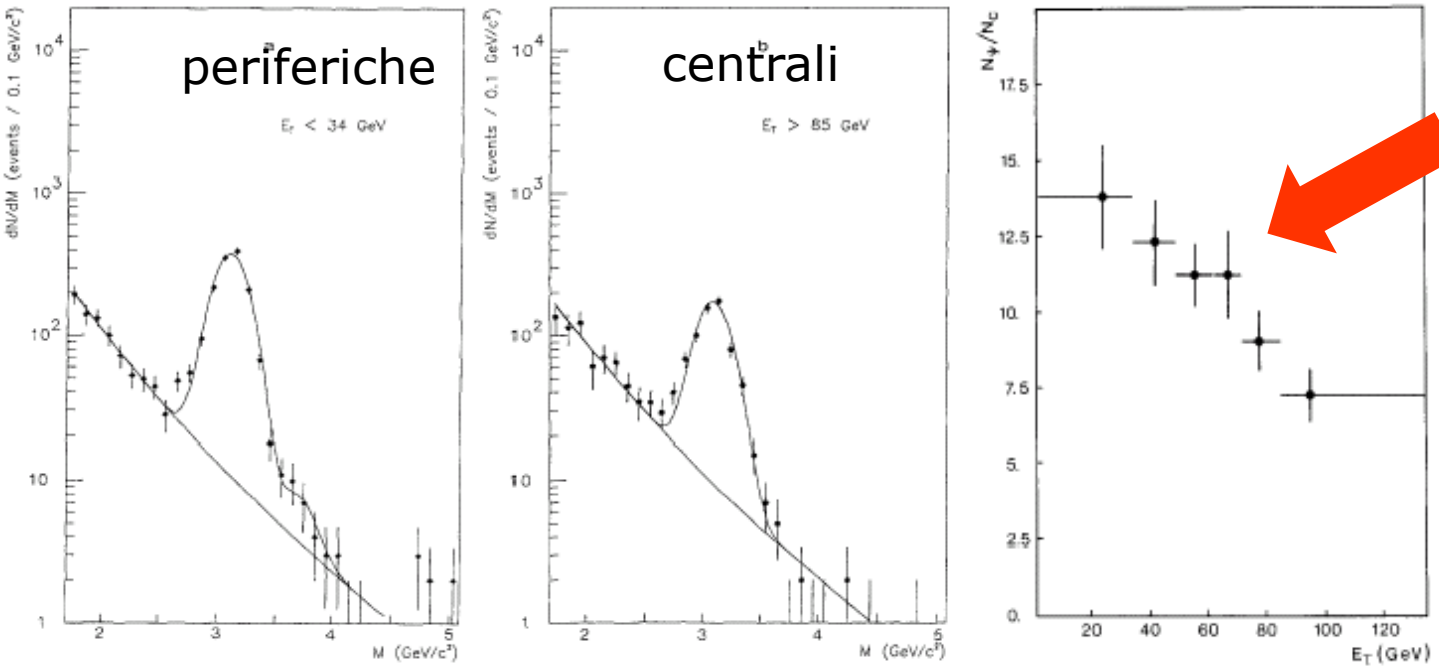


Fig. 5. Mass spectrum and fit of the signal muon pairs in two different E_T bins: $E_T < 34$ GeV (a) and $E_T > 85$ GeV (b).

$$\frac{N_{J/\psi}}{\text{cont. (2.7-3.5)}}$$

(fit al continuo per $m_{\mu\,\mu} > 1.7$ GeV)

- La J/ψ viene soppressa (fattore 2!) da collisioni periferiche a centrali

- Problemi
  - Stiamo scegliendo un processo di riferimento corretto?
  - Esistono processi, NON legati al QGP, che possono sopprimere la J/ψ?

Misure sperimentali

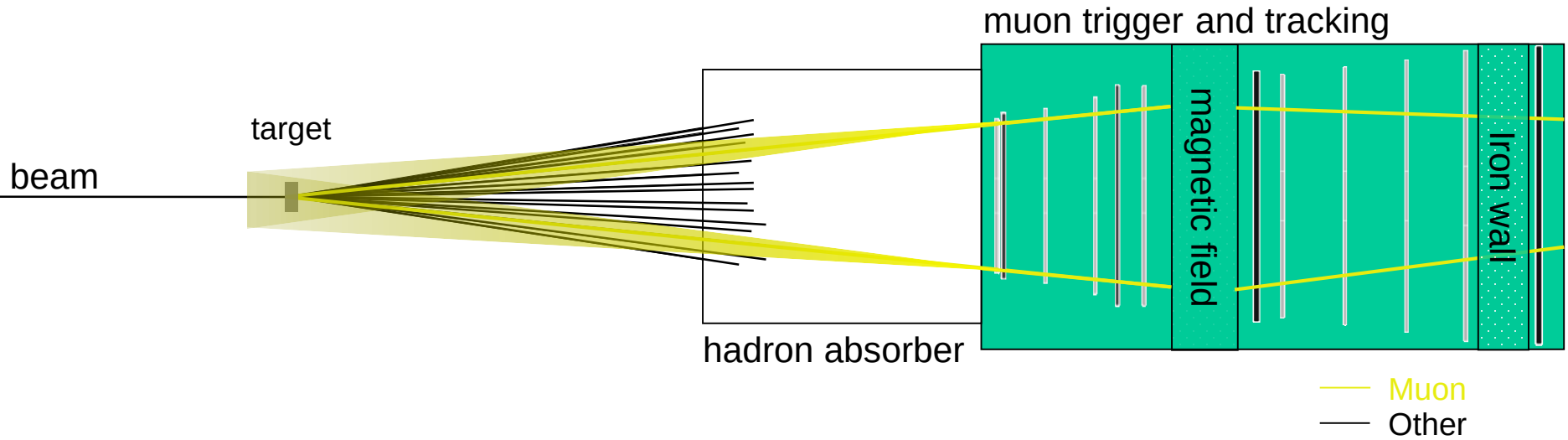
FNAE a.a. 2012/2013

- Il metodo più seguito per la misura della J/ψ in collisioni di ioni pesanti è lo studio del decadimento $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

- Di quali elementi occorre tener conto nel progetto di un esperimento che misura coppie di muoni?

- Risoluzione in massa
  - $\rightarrow$ Necessaria per separare risonanze vicine nello spettro di massa
- Accurata ricostruzione del vertice di interazione
  - $\rightarrow$ Necessaria per separare sorgenti "prompt" da decadimenti di mesoni a vita lunga
- Possibilità di prendere dati ad elevata luminosità
  - $\rightarrow$ Necessaria per misurare processi rari (come la prod. di coppie di μ)
- Accettanza su ampie regioni dello spazio delle fasi
  - $\rightarrow$ Certi fenomeni sono visibili solo in ristrette regioni di y e p_T
- Livello di fondo
  - $\rightarrow$ Essenziale per risonanze larghe o studio di processi non risonanti

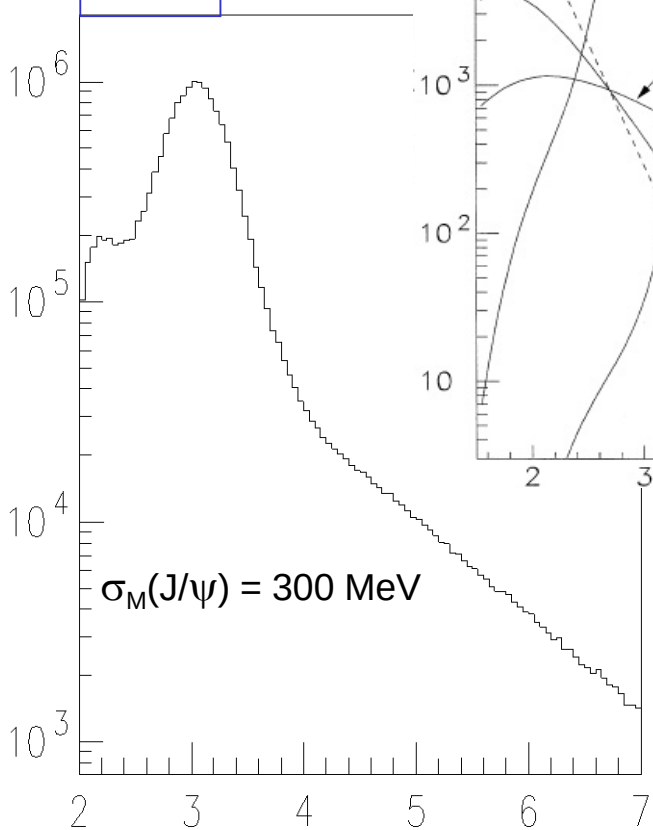
Modo standard di misurare coppie di μ: NA50, PHENIX, ALICE, etc

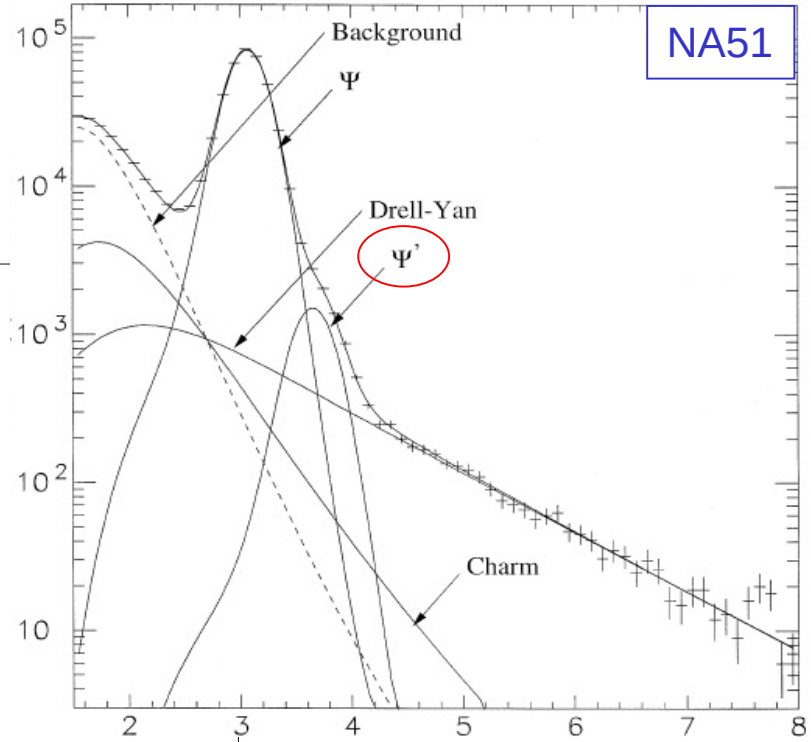


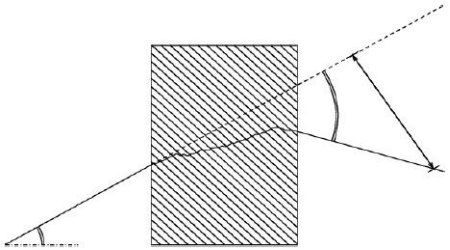
- Usare un assorbitore adronico spesso per eliminare gli adroni
- Progettare un sistema di trigger, basato su rivelatori veloci, per selezionare eventi con muoni (1 su 10^{-4} in collisioni Pb-Pb all' SPS)
- Ricostruire le tracce dei muoni in uno spettrometro (campo magnetico+tracciamento)
- Correggere per lo scattering multiplo e le perdite di energia nell' assorbitore
- Estrapolare i muoni al vertice di produzione (bersaglio)
  - La ricostruzione del vertice non è ottima ($\sigma_z \sim 10$ cm)

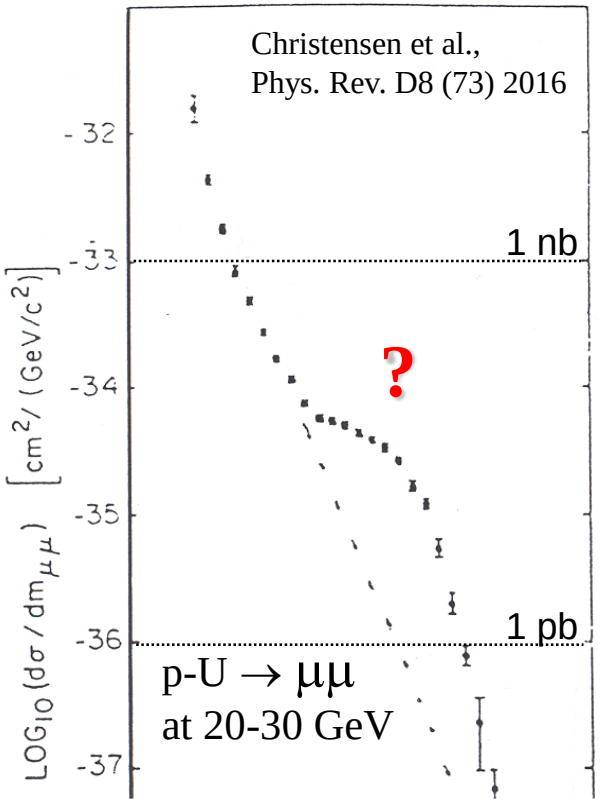
Cattiva risoluzione in massa ?

- Difficile rivelare la ψ' : gobba a destra della J/ψ







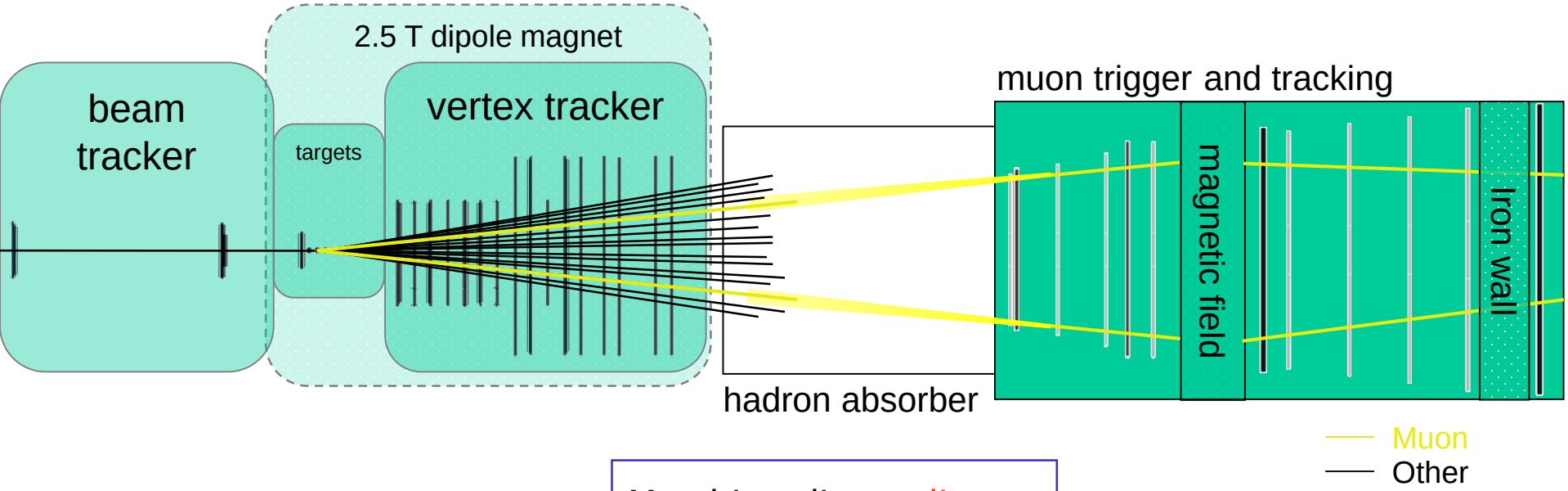


V. DISCUSSION OF RESULTS

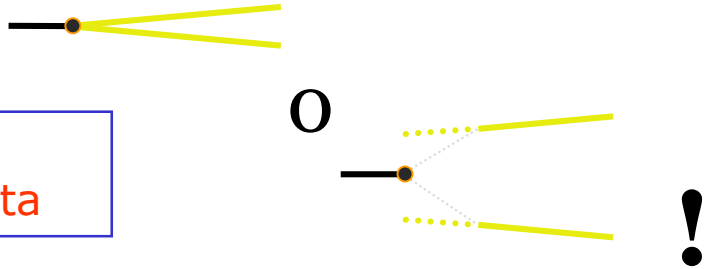
A. Nonobservation of Resonances

The invariant mass of the muon pair was the variable of primary interest for a simultaneous and, of course, highly related search made for "resonant" states. Any massive vector mesons would be expected to enhance the continuum near the resonance mass. As seen both in the observed mass spectrum (Fig. 4) and in the resultant cross sections $d\sigma/dq$ (Figs. 6–10) there is no forcing evidence of any resonant structure.

Come migliorare la risoluzione ?



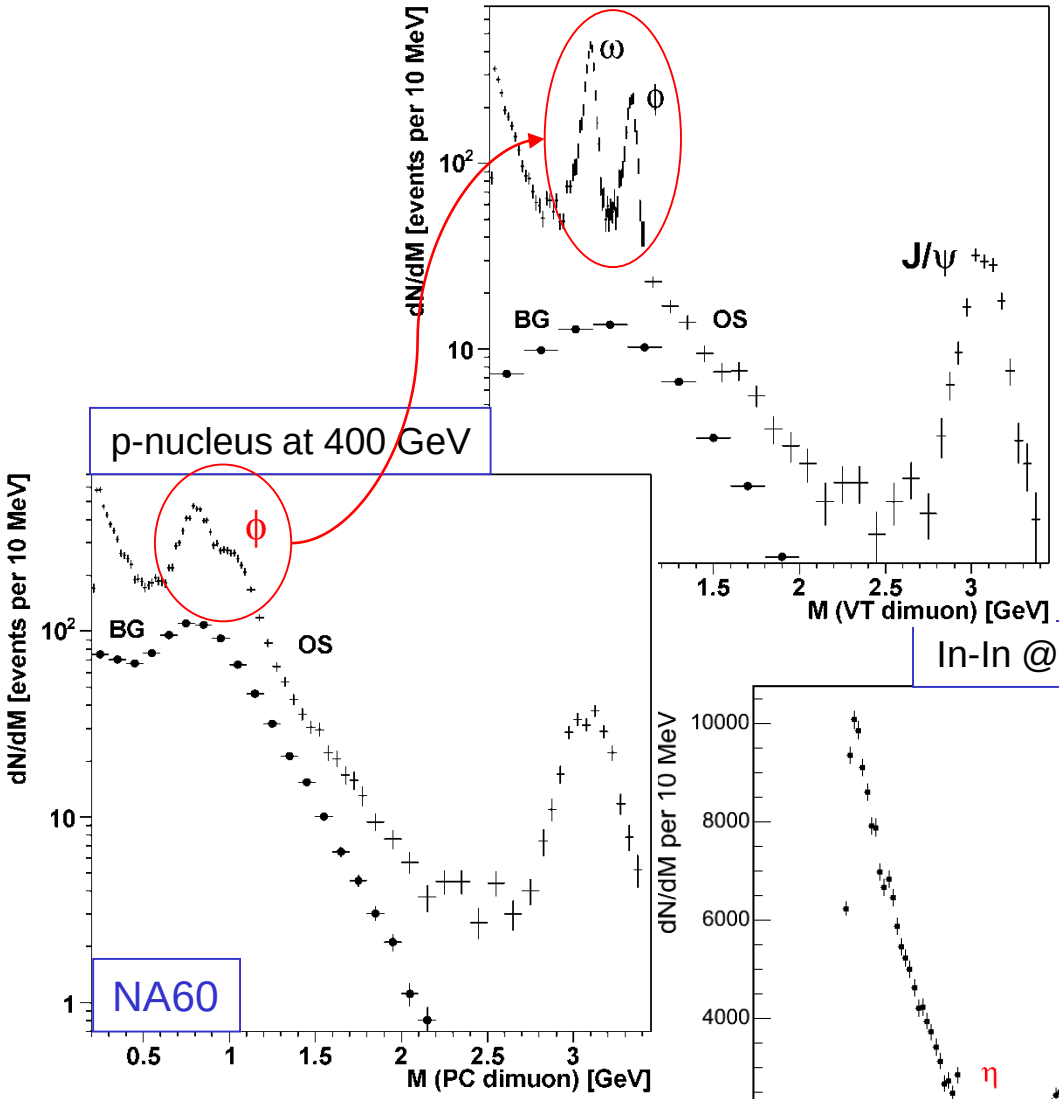
Matching di coordinate e impulso

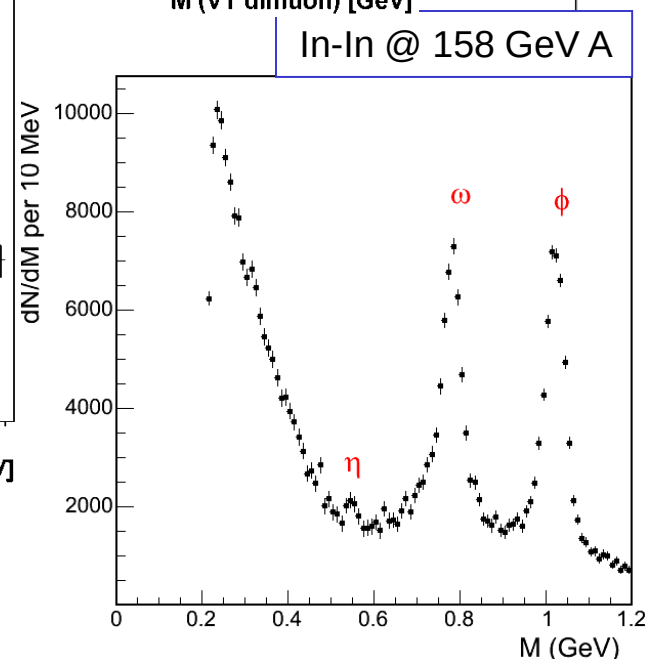


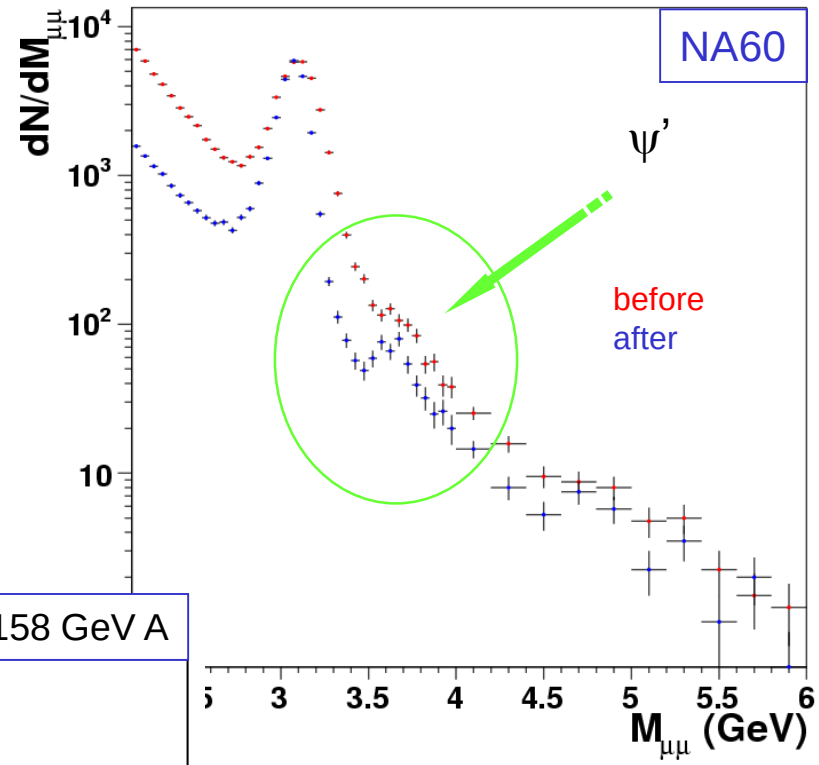
- La risoluzione in massa migliora
- L' origine dei muoni può essere determinata

Esperimento NA60 all' SPS, upgrade ALICE

Miglioramento di σ_m







- Da 70 a 20 MeV a $m_{\mu\mu}$~ 1 GeV
- Da 100 a 70 MeV a $m_{\mu\mu}$~ 3 GeV

Risoluzione

- Lo scattering multiplo domina la risoluzione per μ di basso impulso

- La varianza θ_s della distribuzione angolare è proporzionale a 1/p

$$\theta_s = \frac{21.2\ \text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0}$$

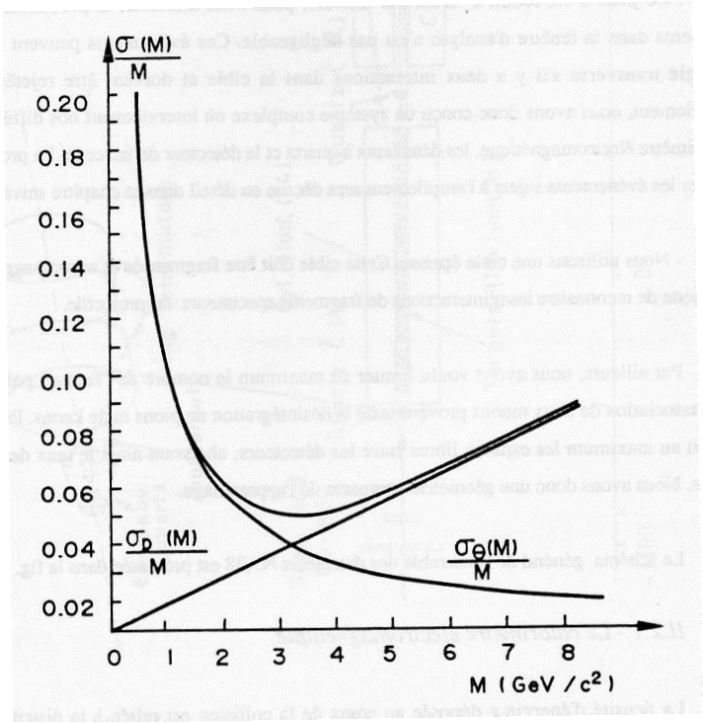
- Ad alto impulso la risoluzione è dominata dall' accuratezza del tracciamento ($\delta p/p$ proporzionale a p)

$$\frac{\delta p}{p} = \sqrt{\frac{720}{N+5}} \frac{\varepsilon}{L^2} \frac{p}{0.3 \cdot B}$$

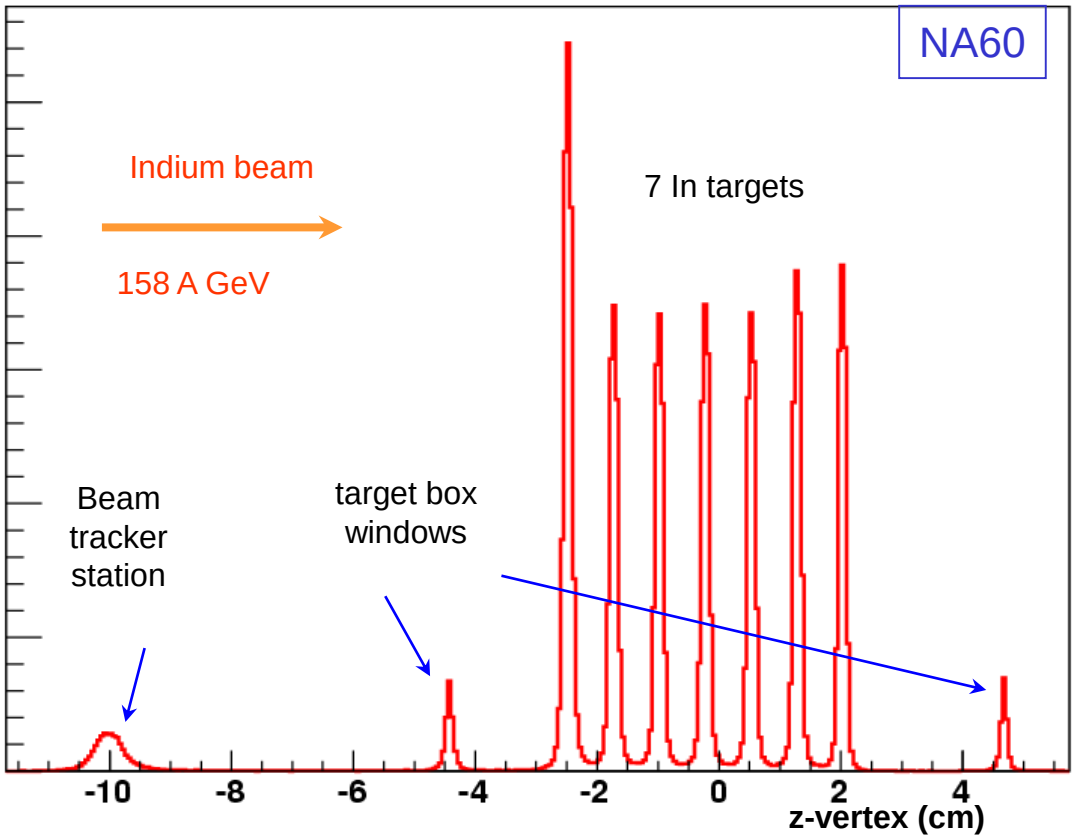
- La risoluzione in massa invariante per uno spettrometro a muoni ha due componenti Quella legata allo scattering multiplo esplode a bassa massa

- A $m_{\mu\mu} \sim 1$ GeV, il matching delle tracce permette un forte miglioramento della risoluzione in impulso

- A $m_{\mu\mu} \sim 3$ GeV (J/ψ) il contributo dello scattering multiplo è meno importante ma non ancora trascurabile



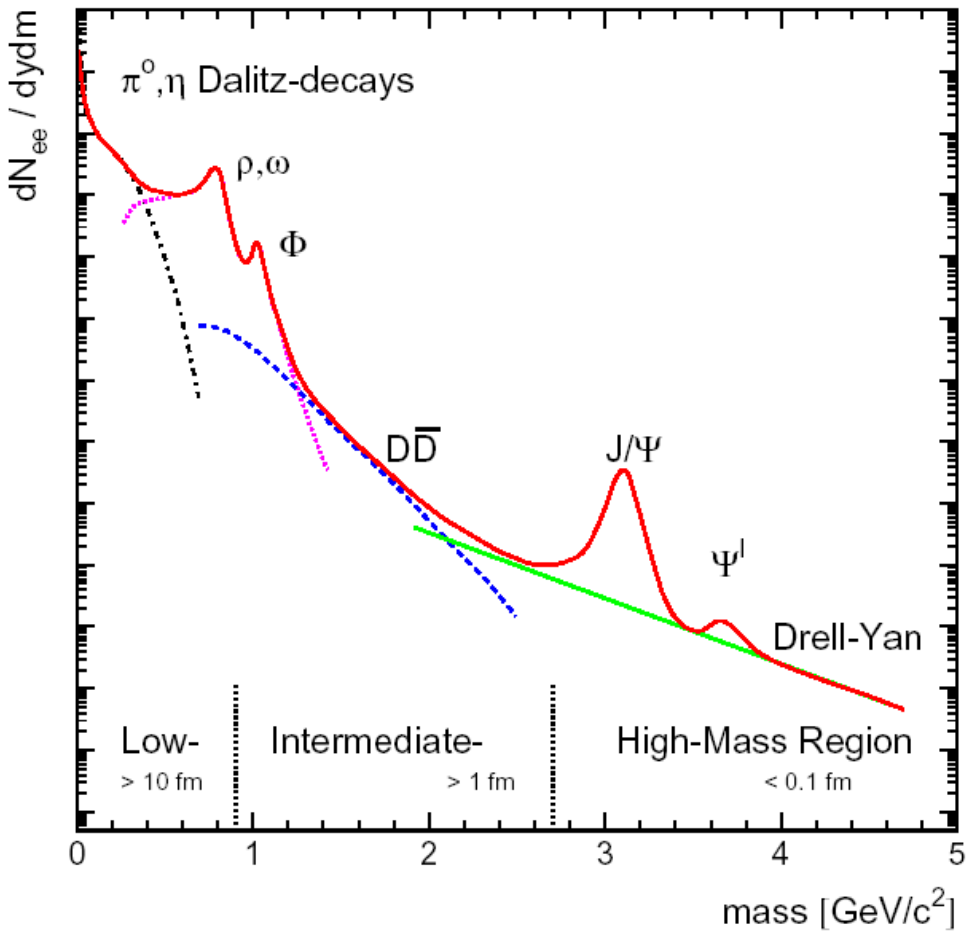
Altri vantaggi di un tracciatore di vertice



- Possibilità di selezionare il bersaglio nel quale è avvenuta l' interazione (in NA60: $\sigma_z \sim 200$ μm)

Spettro di massa invariante

- Un esperimento che studia lo spettro di massa delle coppie di leptoni (e^+e^- o $\mu^+\mu^-$) è in grado di studiare molti processi fisici



Consideriamo il decadimento a 2 corpi $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

$$p_{J/\psi}{}^{\mu} p_{J/\psi\,\mu} = (p_{e^+}{}^{\mu} + p_{e^-}{}^{\mu})(p_{e^+\,\mu} + p_{e^-\,\mu}) =$$

$$(p_{e^+}{}^{\mu} p_{e^+\,\mu} + p_{e^-}{}^{\mu} p_{e^-\,\mu} + 2 p_{e^+}{}^{\mu} p_{e^-\,\mu})$$

da cui

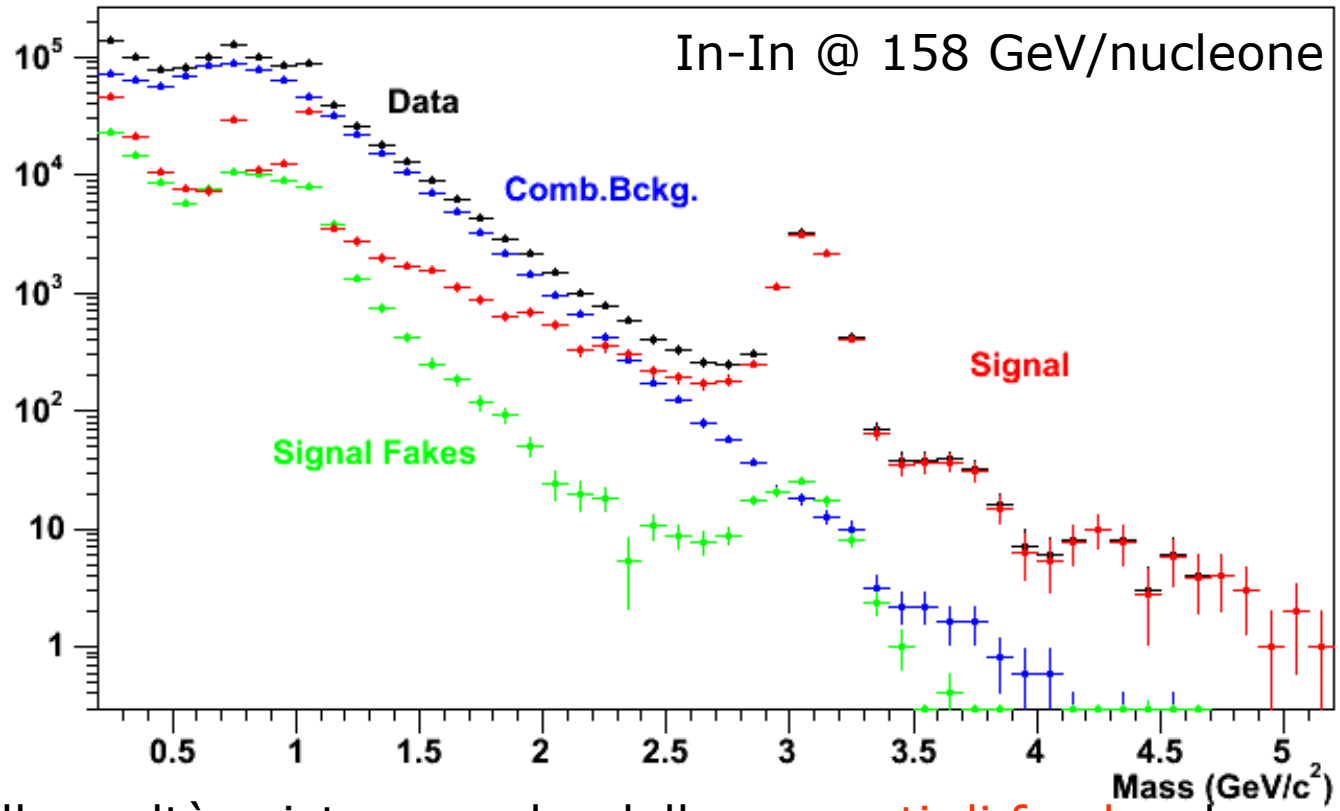
$$m_{J/\psi}^2 = 2m_e^2 + 2(E_{e^+}E_{e^-} - |\vec{p}_{e^+}||\vec{p}_{e^-}|\cos\vartheta_{e^+e^-})$$

(occorre misurare momento e angolo di apertura dei leptoni)

A energie molto elevate E~p, m~0 → $m_{J/\psi} \approx 2E_{e^+}E_{e^-}\sin\frac{\vartheta_{e^+e^-}}{2}$

NA60: spettro misurato

- I processi elencati nella figura precedente rappresentano il cosiddetto "segnale"



- Nella realtà esistono anche delle sorgenti di fondo, che vanno identificate e sottratte prima di poter effettuare una analisi di fisica

Esperimenti con dileptoni → è importante il fondo combinatoriale

Fondo combinatoriale (1)

FNAE a.a. 2012/2013

- Il fondo combinatoriale è dovuto a decadimenti (non correlati) di π e K

- Come renderlo minimo ? Occorre avere l' assorbitore adronico il più vicino possibile al punto in cui avviene la collisione (ma non troppo!)

- Tecniche di sottrazione
- Un esperimento che studia la produzione di coppie di muoni, registra eventi in cui si producono $\mu^+\mu^-$, ma anche $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$ (like-sign)
- Gli eventi like-sign sono dovuti esclusivamente a processi di tipo combinatoriale

- Supponiamo che l' apparato abbia la medesima accettanza, a parità di variabili cinematiche, per μ^+ e μ^- ($A^{++}=A^{--}=A^{+-}$)

- Supponiamo inoltre di avere
  - N_+ (N_-) mesoni positivi (negativi) per evento
  - $P(N_+)$ ($P(N_-)$) probabilità di produrre N_+(N_-) mesoni
  - $P(N_+,N_-)$ probabilità di produrre N_+ mesoni positivi e N_- mesoni negativi

(Supponiamo infine che non vi siano forti correlazioni tra la carica delle particelle che decadono in muoni (vero per eventi ad alta molteplicità))

Fondo combinatoriale (2)

FNAE a.a. 2012/2013

- Con le ipotesi della trasparenza precedente si ha

$$N^{++} = \int A^{++} P(N^+) \frac{N^+(N^+-1)}{2} dN^+ = \frac{A^{++}}{2}\left(\left\langle N^{+2}\right\rangle - \left\langle N^+\right\rangle\right)$$

$$N^{--} = \int A^{--} P(N^-) \frac{N^-(N^--1)}{2} dN^- = \frac{A^{--}}{2}\left(\left\langle N^{-2}\right\rangle - \left\langle N^-\right\rangle\right)$$

e

$$N^{+-} = \int A^{+-} P(N^+, N^-) N^+ N^- dN^+ dN^- = \left\langle N^+\right\rangle \left\langle N^-\right\rangle A^{+-}$$

in quanto $P(N^+, N^-) = P(N^+)P(N^-)$ (assenza di correlazioni di carica)

Se la molteplicità dei mesoni è Poissoniana e dunque $\langle N\rangle = \langle N^2\rangle - \langle N\rangle^2$

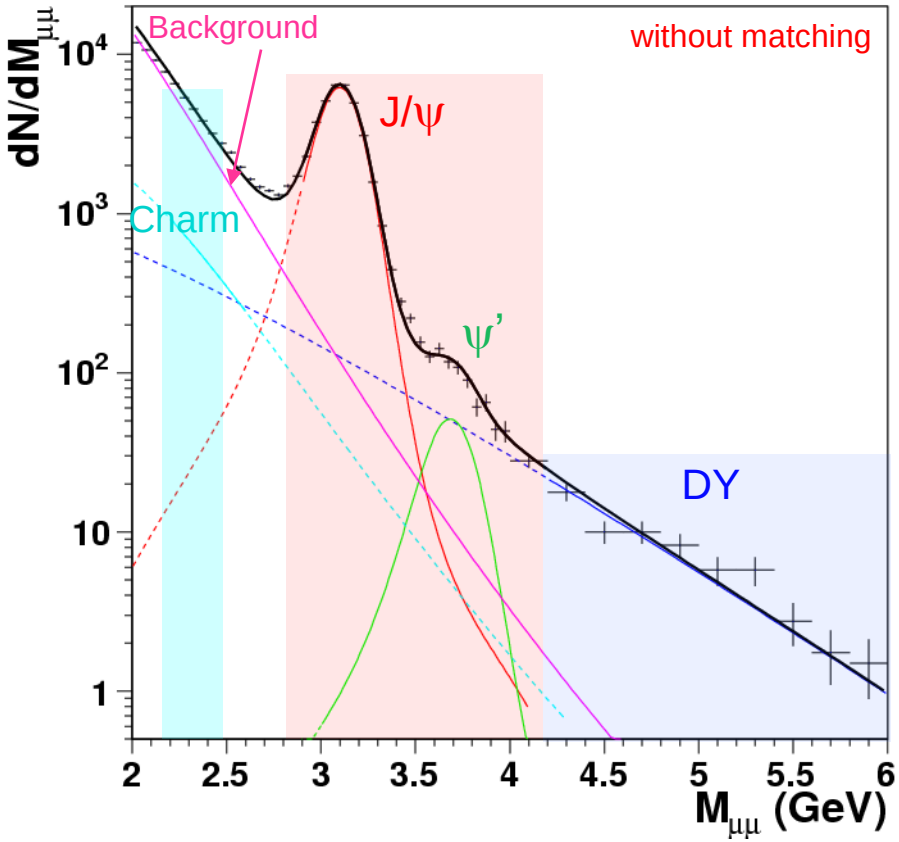
$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \Rightarrow \boxed{N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}}}$$

= 1 per accettanza simmetrica

Fit allo spettro (esempio)

- Le varie componenti dello spettro di massa invariante vengono di solito estratte attraverso procedure di fit

- Esempio: regione $m_{\mu\mu}$ >2 GeV, collisioni In-In a NA60



- Passo 0
- Calcolo, via Monte-Carlo, la distr. di massa per i processi in gioco (DY, J/ψ, ψ', open charm

- Passo 1
- Fisso normalizzazione DY in una zona dove è l'unico processo a contribuire

- Passo 2
- Fisso contributo open charm

- Passo 3
- Fisso contributo risonanze

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = N_{bck}\frac{dN_{bck}}{dM} + N_{D\bar{D}}\frac{dN_{D\bar{D}}}{dM} + N_{J/\psi}\frac{dN_{J/\psi}}{dM} + N_{\psi'}\frac{dN_{\psi'}}{dM} + N_{DY}\frac{dN_{DY}}{dM}$$