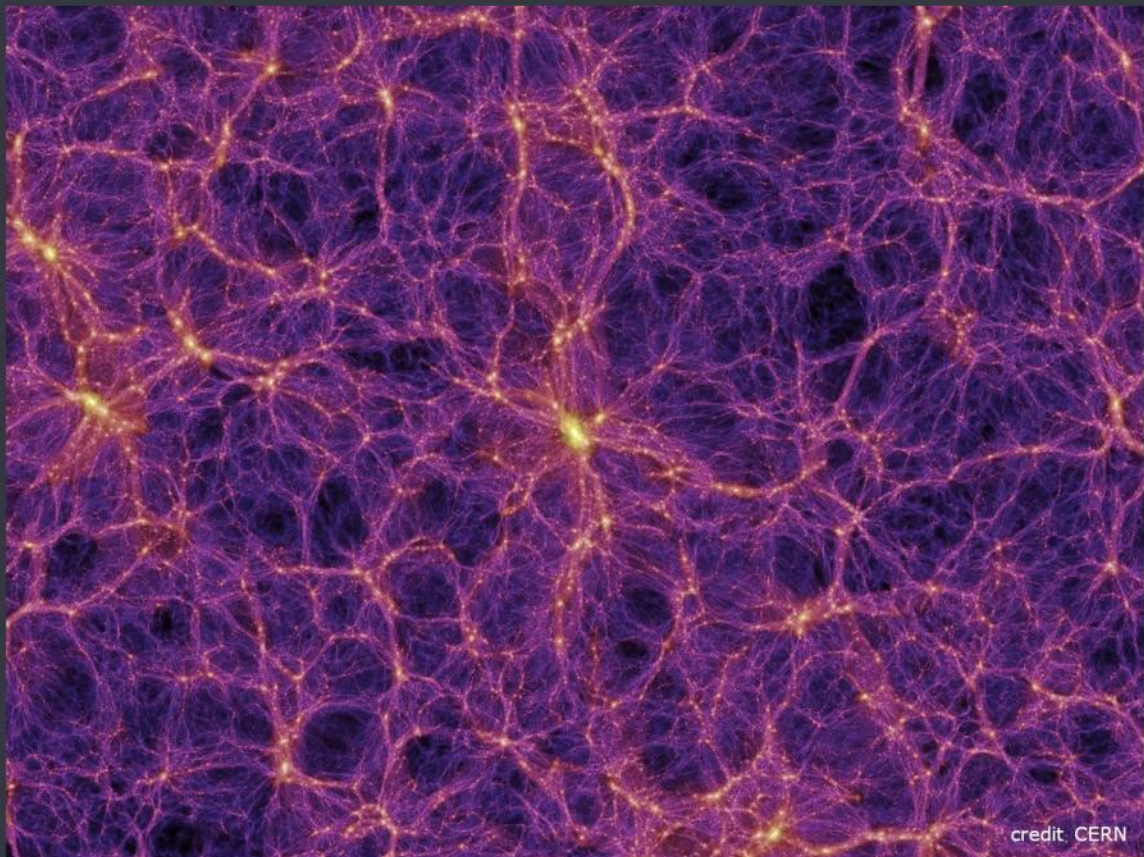


# Neutrinos & Dark Matter

---



credit CERN

Author: Angelo Serrecchia

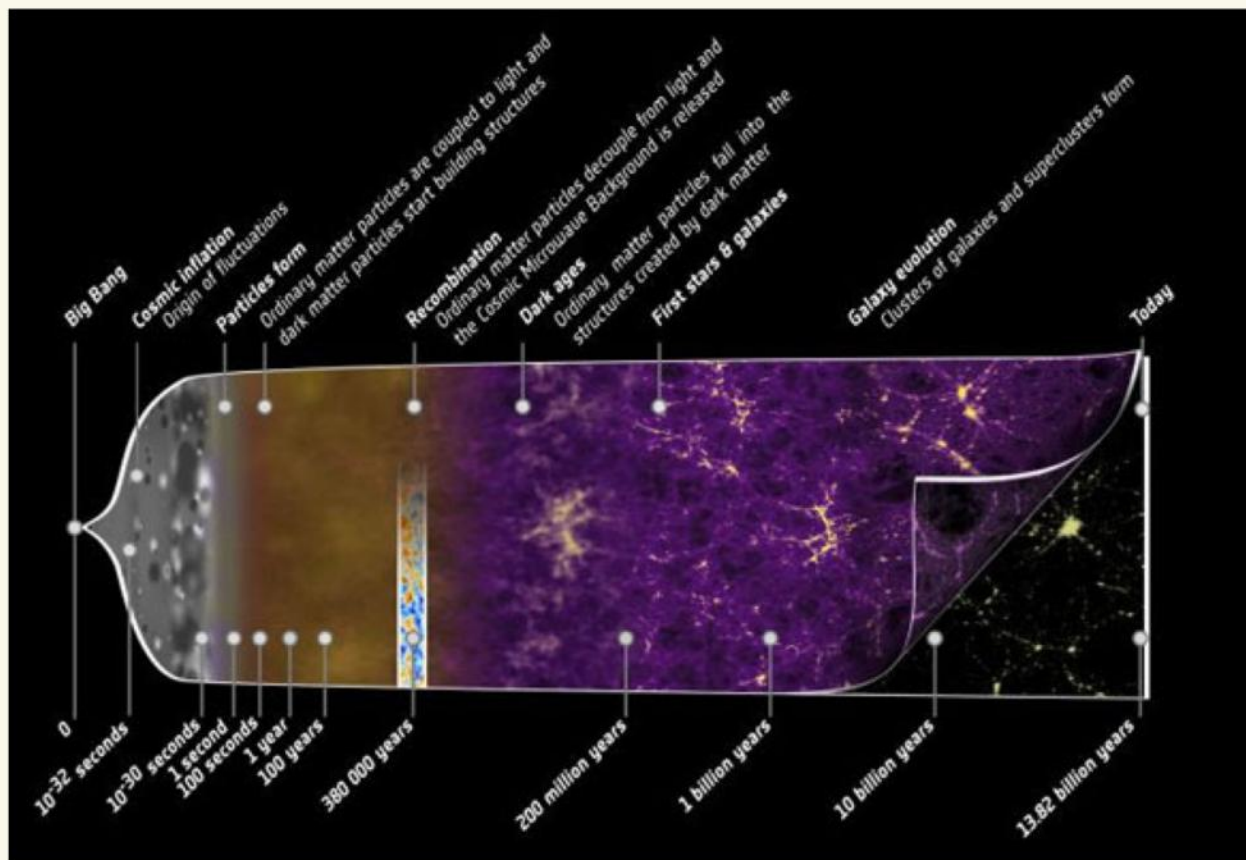
---

Prof.: Marco Vignati

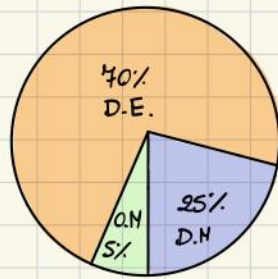
---



# § 1 Fondamenti di Cosmologia



# PERCHE'?



Modello usato:



## ESPANSIONE ACCELERATA DELL'UNIVERSO

COSMO: oggetto in espansione, non statico  $\rightarrow$  distanze in espansione (Lo spazio cambia la sua metrica) Si pensa che la D.E. sia la responsabile.  
 Creazione continua di nuovo vuoto. Formalismo usato: co-moving coordinates



Tempo:	$t_e$	$t_0$ (oggi)
distanza tra i 2 punti:	$r$ (nelle unità della griglia)	$r$ (nelle unità della griglia)
fattore di scala:	$a(t_e)$	$a(t_0) = 1$ (convenzione)
distanza effettiva [m]:	$d(t_e) = r a(t_e)$	$d(t_0) = r a(t_0) = r$ (la distanza sulla griglia è uguale alla distanza effettiva in metri)

Prima quantificazione del fatto che l'universo si stesse espandendo è legata alla costante di Hubble che ci dice praticamente qual è la derivata di  $a(t)$ : se la derivata di  $a(t)$  è positiva significa che  $a(t)$  sta crescendo e che quindi l'universo si sta espandendo.

$$\left. \begin{aligned} d(t) &= a(t) \cdot r \rightarrow r = \frac{d(t)}{a(t)} \\ \dot{d}(t) &= \dot{a}(t) r \rightarrow \dot{d}(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} d(t) \end{aligned} \right\} \rightarrow \frac{\dot{d}(t)}{d(t)} = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad \boxed{\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \equiv H(t)} \text{ "Costante" di Hubble}$$

$H$  mi esprime di fatto la variazione % di  $a$  al secondo. Perché costante? Poiché al tempo si pensava che lo fosse (oggi sappiamo che non lo è). Noi adesso deriveremo alcune proprietà assumendo che  $H$  sia uguale al valore di  $H$  oggi (costante)

$$\boxed{H(t) = H(t_0) = H_0 = \frac{70 \text{ Km}}{\text{Mpc} \cdot \text{s}} = \frac{2.2 \cdot 10^{-18}}{5}} \quad 1 \text{ Mpc} = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}$$

Derivazione dell'andamento di alcune quantità di interesse (assumendo  $H(t) = H(t_0) = \text{cost.}$ ) al 1° ordine

- $d(t)$  :  $\frac{\dot{d}}{d} = H_0 \rightarrow d(t) = d(t_0) e^{H_0(t-t_0)} \simeq d(t_0) [1 + H_0(t-t_0)]$
- $a(t)$  :  $\frac{\dot{a}}{a} = H_0 \rightarrow a(t) \simeq a(t_0) [1 + H_0(t-t_0)] \stackrel{a(t_0)=1}{=} 1 + H_0(t-t_0)$
- $\text{Volume}(t)$  : (assumendo esp. isotropa)  $V(t) = V_0 e^{3H_0 t} \simeq V_0 (1 + 3H_0 t)$

► Stima dell'età dell'universo

$$\frac{d(t_0)}{\dot{d}(t_0)} = \frac{1}{H_0} = 14.4 \text{ G-years}$$

► Superare la velocità della luce: per via dell'espansione accelerata dell'universo la velocità relativa tra due oggetti può superare  $c$ . La distanza dalla quale succede tale fenomeno è:

$$\frac{d(t_0)}{c} = \frac{1}{H_0} \rightarrow d_H = \frac{c}{H_0} = 4400 \text{ Mpc (distanza di Hubble)}$$

Oggetti che superano tale distanza non comunicano poiché la luce non ce la fa a superare la velocità relativa che i due oggetti hanno.

REDSHIFT: (effetto doppler luminoso)

• Allungamento della lunghezza d'onda  $\lambda$ , causa dell'esp. dell'universo, di oggetti la cui frequenza è nota. Uno dei principali osservabili dei corpi astrofisici, ci permette di inferire la velocità di espansione

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} - 1$$

$\lambda_o$ : lunghezza che io osservo  
 $\lambda_e$ : lunghezza di emissione



→ stiramento dell'onda  $\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)}$

$$z = \frac{a(t_o)}{a(t_e)} - 1 = \frac{1}{a(t_e)} - 1$$

Quindi se misuro  $z=1 \rightarrow a(t_e) = \frac{1}{2}$  (l'universo era metà più contratto al tempo  $t_e$ )

Al primo ordine, assumendo  $H(t) = H(t_0) = \text{cost.}$ , avrò che:

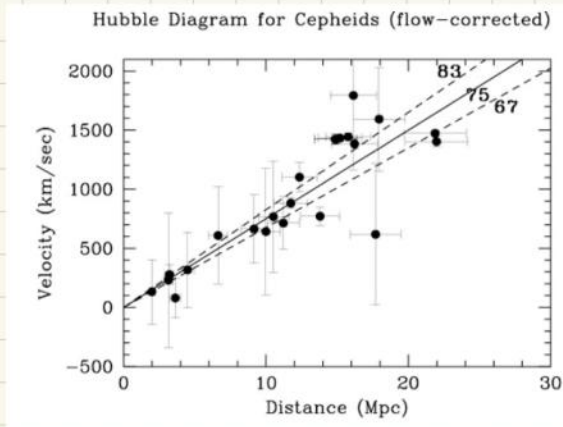
$$\frac{1}{a(t_e)} = 1 + H_0(t_0 - t_e) \rightarrow z \simeq H_0(t_0 - t_e)$$

Per stimare la distanza dell'oggetto in questione a partire da  $z$ :

$$d = c(t_0 - t_e) = c \frac{z}{H_0}$$

Possiamo ora guardare una nota tabella contenente valori di  $Z$  e  $H$  calcolati includendo anche le correzioni di ordini successivi

Come stimare  $H_0$ ?



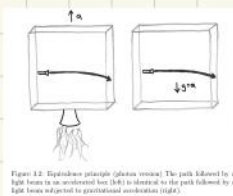
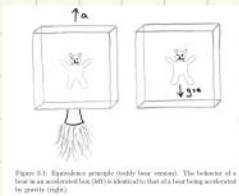
- Sull'asse y abbiamo la velocità che possiamo misurare dal red shift
- Sull'asse x abbiamo la distanza che possiamo misurare attraverso la luminosità

$$\dot{d} = H_0 \cdot d$$

## FRIEDMAN EQUATIONS

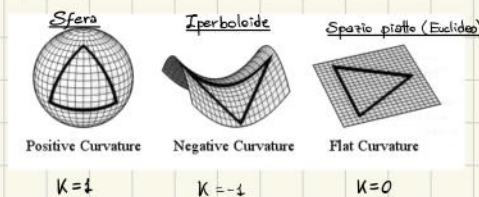
L'equazione di Friedman mi descrive la conservazione di energia applicata al cosmo. Per ottenere l'equazione necessitiamo della relatività generale ma quello che faremo sarà ricavarla in modo classico in cui abbiamo solo un gas di masse soggette alla mutua forza gravitazionale e poi a posteriori applicare le correzioni dovute alla G.R. Vediamo i 2 principali fatti della G.R.

- La luce può essere deflessa dall'attrazione gravitazionale



Questo è conseguenza del fatto che una massa può modificare la curvatura dello spazio tempo facendo sì che la luce viaggi sui percorsi che minimizzano l'azione (geodetiche)

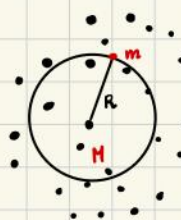
- Quindi guardando l'universo globalmente potremmo avere in principio una certa curvatura, che in generale può essere:



Questo è importante in quanto le dimensioni e gli angoli sono influenzati dalla curvatura! Quindi è importante sapere in che geometria i corpi si muovono per stimare correttamente il bilancio energetico.

## 1° EQUAZIONE DI FRIEDMAN

Consideriamo un sistema di masse; identifichiamo una certa superficie sferica che ne racchiude un certo numero. La cui somma totale è  $M$ . Determiniamo ora l'influenza di questo sistema di masse su una massa test  $m$ .



$$m \ddot{R}(t) = - \frac{G m M}{R^2(t)}$$

Siccome vogliamo trovare la conservazione dell'energia moltiplichiamo per  $\dot{R} dt$  e integriamo:

$$\int m \ddot{R} \dot{R} dt = - \int \frac{G m M}{R^2} \dot{R} dt$$

Osservando che  $d\dot{R} = \frac{d\dot{R}}{dt} dt = \ddot{R} dt$  e che  $\dot{R} dt = dR$

$$\int \dot{R} d\dot{R} = - \int \frac{G M}{R^2} dR \quad \longrightarrow \quad \boxed{\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{G M}{R} + U}$$

Questa è la conservazione dell'energia per un oggetto di massa unitaria ad una distanza  $R$  dal centro e con un'energia iniziale  $U$ . 3 casi possibili:

$$\begin{aligned} U = 0 &\longrightarrow v = v_{esc} \\ U < 0 &\longrightarrow v < v_{esc} \\ U > 0 &\longrightarrow v > v_{esc} \end{aligned}$$

Usando la densità della sfera  $\rho(t)$  possiamo riscrivere la massa della sfera come  $M = \frac{4}{3} \pi R^3(t) \cdot \rho(t)$

$$\longrightarrow \frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{4}{3} \pi G R^2(t) \rho(t) + U$$

Siccome sappiamo che  $R(t) = R_0 \cdot a(t)$  allora:

$$\longrightarrow \frac{R_0^2 \dot{a}^2(t)}{2} = \frac{4}{3} \pi G R_0^2 a^2(t) \rho(t) + U$$

$$\longrightarrow \boxed{H^2(t) = \frac{\dot{a}^2(t)}{a^2(t)} = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) + \frac{2U}{R_0^2 a^2(t)}}$$

1° equazione di Friedman classica

Quindi troviamo che la costante di Hubble dipende dalla distribuzione delle masse e dalla condizione iniziale dell'universo  $U$ . Facendo uso della G.R. possiamo trovare l'equazione di Friedman relativistica. Le modifiche da apportare sono:

$$\rho(t) = \frac{\epsilon(t)}{c^2} \quad ; \quad \begin{array}{l} \nearrow \text{densità di energia} \\ \searrow \text{curvatura} \end{array} \quad 2U \leftrightarrow -Kc^2$$

$$\longrightarrow \boxed{H^2(t) = \frac{8\pi G}{3c^2} \epsilon(t) - \frac{Kc^2}{R_0^2 a^2(t)}}$$

1° equazione di Friedman relativistica (versione 1.0)

Possiamo riscrivere l'eq. definendo la densità di energia critica

$$\mathcal{E}_c(t) \equiv \frac{3c^2}{8\pi G} H^2(t)$$

$$\longrightarrow 1 = \frac{\mathcal{E}(t)}{\mathcal{E}_c(t)} - \frac{\kappa c^2}{R_0^2 a^2(t) H^2(t)} \quad (\text{versione 2.0})$$

$\kappa$  è una proprietà dell'universo,  $\in \{-1, 0, +1\}$  a seconda della curvatura. Misurando  $\mathcal{E}/\mathcal{E}_c$  possiamo misurare  $\kappa$ :

$$\begin{cases} \mathcal{E}(t) > \mathcal{E}_c(t) & \longrightarrow \text{necessariamente } \kappa > 0 \\ \mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_c(t) & \longrightarrow \text{necessariamente } \kappa = 0 \\ \mathcal{E}(t) < \mathcal{E}_c(t) & \longrightarrow \text{necessariamente } \kappa < 0 \end{cases}$$

Oggi la densità di energia critica è stimata essere:

$$\mathcal{E}_c(t_0) = \frac{3c H_0^2}{8\pi G} \sim 5 \frac{\text{GeV}}{\text{m}^3} \sim 5 \frac{\text{protoni}}{\text{m}^3}$$

Quindi in media nell'universo, tenendo conto anche del vuoto, ci sono come 5 protoni al metro cubo.

La densità di energia può essere scritta come la somma di 2 contributi:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_{\text{matter}}(t) + \mathcal{E}_{\text{radiation}}(t)$$

La densità di energia di materia scalerà come  $\frac{1}{a^3}$  mentre quella di radiazione come  $\frac{1}{a^4}$  dove  $\frac{1}{a^4}$  è dovuto all'allungamento della lunghezza d'onda  $\propto \frac{1}{a}$ :

$$\mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_{\text{matter}}(t_0)}{a^3(t)} + \frac{\mathcal{E}_{\text{radiation}}(t_0)}{a^4(t)}$$

Possiamo quindi riscrivere l'equazione di Friedman relativistica (normalizzando anche tutto su  $H_0$ ) come:

$$\longrightarrow \frac{H^2(t)}{H_0^2} = \frac{8\pi G}{3c^2 H_0^2} \left[ \frac{\mathcal{E}_m(t_0)}{a^3(t)} + \frac{\mathcal{E}_r(t_0)}{a^4(t)} \right] - \frac{\kappa c^2}{R_0^2 a^2(t) H_0^2}$$

Solitamente i cosmologi adottano le seguenti definizioni:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_m(t) \equiv \frac{\mathcal{E}_m(t)}{\mathcal{E}_c(t)} \longrightarrow \Omega_m(t_0) = \frac{\mathcal{E}_m(t_0)}{\mathcal{E}_c(t_0)} = \frac{\mathcal{E}_m(t_0)}{3cH_0^2} \cdot 8\pi G \longrightarrow \mathcal{E}_m(t_0) = \frac{\Omega_m(t_0) \cdot 3cH_0^2}{8\pi G} \\ \Omega_r(t) \equiv \frac{\mathcal{E}_r(t)}{\mathcal{E}_c(t)} \longrightarrow \Omega_r(t_0) = \frac{\mathcal{E}_r(t_0)}{\mathcal{E}_c(t_0)} = \frac{\mathcal{E}_r(t_0)}{3cH_0^2} \cdot 8\pi G \longrightarrow \mathcal{E}_r(t_0) = \frac{\Omega_r(t_0) \cdot 3cH_0^2}{8\pi G} \\ \Omega_\kappa(t) \equiv -\frac{\kappa c^2}{R_0^2 H_0^2} \longrightarrow \Omega_\kappa(t_0) = -\frac{\kappa c^2}{R_0^2 H_0^2} \end{array} \right.$$

$$\longrightarrow \frac{H^2(t)}{H_0^2} = \frac{\Omega_m^0}{a^3(t)} + \frac{\Omega_r^0}{a^4(t)} + \frac{\Omega_\kappa^0}{a^2(t)} \quad (\text{versione 3.0})$$

Per  $t = t_0$ :

$$\longrightarrow \boxed{1 = \Omega_m^0 + \Omega_r^0 + \Omega_k^0}$$

Quello che abbiamo visto finora ha a che fare con la conservazione dell'energia quindi vale sia se c'è decelerazione sia se c'è accelerazione: **non abbiamo nessuna info sul segno dell'accelerazione**. Per questo è necessario ricavare la 2ª equazione di Friedman.

## 2ª EQUAZIONE DI FRIEDMAN

Per capire se abbiamo un'accelerazione (espansione) o una decelerazione (contrazione) dobbiamo trovare il segno di  $\dot{a}$  il che significa che siamo interessati a  $\ddot{a}$ . Sappiamo che:

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \epsilon(t) - \frac{kc^2}{R_0^2 \cdot a^2(t)} \longrightarrow \dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (a^2 \epsilon) - \frac{kc^2}{R_0^2}$$

Derivando otteniamo:

$$2\dot{a}\ddot{a} = \frac{8\pi G}{3c^2} [2a\dot{a}\epsilon + a^2\dot{\epsilon}]$$

Normalizzando tutto su  $2a\dot{a}$  (come piace ai cosmologi):

$$\frac{2\dot{a}\ddot{a}}{2a\dot{a}} = \frac{8\pi G}{3c^2} \left[ \frac{2a\dot{a}\epsilon + a^2\dot{\epsilon}}{2a\dot{a}} \right]$$

$$\longrightarrow \boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3c^2} \left[ 2\epsilon + \frac{a}{\dot{a}} \dot{\epsilon} \right]}$$

Siccome l'universo è un sistema isolato:

$$dQ = dE + PdV = 0 \longrightarrow \dot{E} + P\dot{V} = 0 \xrightarrow{E = \epsilon \cdot V} \dot{\epsilon}V + \epsilon\dot{V} + P\dot{V} = 0$$

$$\text{Assumendo } V = \frac{4}{3}\pi R_0^3 a^3 \longrightarrow \dot{V} = 4\pi R_0^3 a^2 \dot{a} = 3V \frac{\dot{a}}{a}$$

$$\longrightarrow \dot{\epsilon} + (\epsilon + P) \cdot \frac{3\dot{a}}{a} = 0 \longrightarrow \boxed{\dot{\epsilon} = -\frac{3\dot{a}}{a} (\epsilon + P)}$$

Inserendo nella relazione precedente:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3c^2} [2\epsilon - 3(\epsilon + P)] \longrightarrow \boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2} [\epsilon + 3P]} < 0 \quad \text{2ª equazione di Friedman} \star$$

Da definizione  $P$  ed  $\epsilon$  sono quantità definite positive, quindi  $\frac{\ddot{a}}{a} < 0 \rightarrow$  decelerazione. Questo è coerente in quanto abbiamo solo il contributo gravitazionale. Tuttavia questo è incompatibile con le misurazioni dell'accelerazione delle Supernovae, dalle quali si trova un'accelerazione positiva. (Vedi più sotto)

Quindi siccome misuriamo un'accelerazione  $> 0$  mentre la 2ª eq. di Friedman non lo prevede, inseriamo un termine aggiuntivo positivo che sia in grado di rendere l'accelerazione positiva.

$$\boxed{\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2} [\epsilon + 3P] + \frac{\Lambda}{3}}$$

$\Lambda$  è chiamata costante cosmologica. È un termine positivo che deve vincere l'attrazione dovuta alla gravità e alla pressione termica.

In un universo dominato dalla costante cosmologica avrebbe:

$$\frac{\ddot{a}}{a} \approx \frac{\Lambda}{3}$$

Affinché sia veritiera un'assunzione di questo tipo dobbiamo avere in  $\star$ :

$$\epsilon_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad ; \quad p_\Lambda = -\epsilon_\Lambda = -\frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad \rightarrow \quad \frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3}$$

Quindi alla costante cosmologica associamo una nuova forma di energia e una sorta di pressione negativa (come se qualcuno stesse spingendo il sistema)

Siccome:

$$\dot{H} = \frac{\ddot{a}}{a} - \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{\ddot{a}}{a} - H^2$$

e facendo l'assunzione che l'evoluzione di  $H$  è piccola i.e.  $\dot{H} \approx 0$ , allora:

$$\frac{\ddot{a}}{a} \approx H^2$$

Quindi possiamo riscrivere la prima equazione di Friedman come:

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3c^2} \epsilon(t) - \frac{Kc^2}{R^2 a^2(t)} + \frac{\Lambda}{3}$$

Definendo  $\Omega_\Lambda = \frac{\epsilon_\Lambda}{\epsilon_c} = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$ , possiamo riscriverla come:

$$\frac{H^2(t)}{H_0^2} = \frac{\Omega_m^0}{a^3(t)} + \frac{\Omega_r^0}{a^4(t)} + \frac{\Omega_k^0}{a^2(t)} + \Omega_\Lambda$$

Al tempo presente l'equazione è:

$$1 = \Omega_m^0 + \Omega_r^0 + \Omega_k^0 + \Omega_\Lambda$$

### COSA DICONO GLI ESPERIMENTI?

I cosmologi amano misurare la decelerazione definita come:

$$q(t) = -\frac{\ddot{a}(t)}{aH^2} \quad \rightarrow \quad q_0 = -\frac{\ddot{a}_0}{H_0^2}$$

che possiamo scrivere in funzione di  $\Omega$ : Assumiamo il contributo di  $P$  trascurabile:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c} [\epsilon + 3p] + \frac{\Lambda}{3} \approx -\frac{H_0^2}{2} (\Omega_m^0 + \Omega_r^0) + \Omega_\Lambda^0 H_0^2$$

$$\rightarrow \quad -q = -\frac{\Omega_m^0 + \Omega_r^0}{2} + \Omega_\Lambda^0$$

Da un punto di vista pratico e utile mettere in relazione la distanza effettiva che la luce percorre per arrivare a noi da un certo corpo celeste con  $q_0$ . Per farlo occorre prima di tutto sviluppare fino al 2° ordine il fattore di scala (per avere un contributo di accelerazione)

$$a(t_e) = a(t_0) + \dot{a}|_{t_0}(t_e-t_0) + \frac{\ddot{a}}{2}|_{t_0}(t_e-t_0)^2 \stackrel{a(t_0)=1}{=} 1 + H_0(t_e-t_0) + \frac{\ddot{a}}{2}|_{t_0}(t_e-t_0)^2$$

$$\rightarrow a(t_e) = 1 + H_0(t_e-t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t_e-t_0)^2$$

La distanza non sarà più calcolabile come  $d = c(t_e-t_0)$  poiché durante il viaggio della luce dall'emissione alla rivelazione l'universo si espande (il fattore di scala  $a(t)$  cambia).

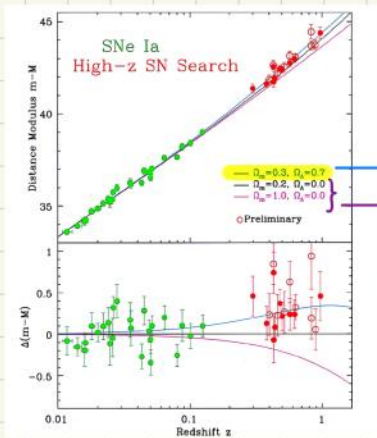
$$\rightarrow d(t_0) = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{a(t_0)}{a(t)} dt = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{1}{a(t)} dt$$

Per trovare la soluzione esatta bisogna risolvere l'equazione differenziale di 2° grado e scrivere tutto in funzione del redshift che è l'osservabile che usiamo  $z = \frac{1}{a(t)} - 1$

$$\rightarrow d(t) = \frac{c \mathcal{I}}{H_0} \left( 1 - \frac{1+q_0}{2} \mathcal{I} \right) \rightarrow \text{inferisco } q_0 \rightarrow \Omega_\Lambda$$

misuro la distanza dalla luminosità

misuro il redshift dallo spostamento delle righe di emissione

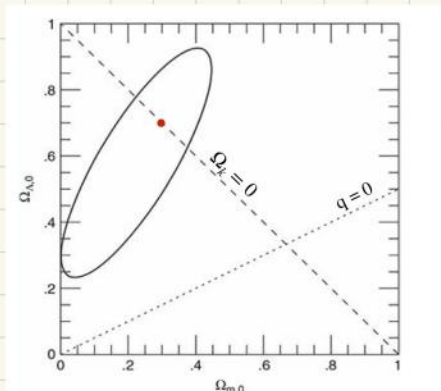


fit con parametro di accelerazione  $\neq 0$   
fit senza parametro di accelerazione

• Per valori piccoli di  $z$  c'è una dipendenza lineare mentre per valori grandi di  $z$  c'è una dipendenza quadratica (effetto dell'accelerazione positiva).

• Notiamo che  $\Omega_r$  e  $\Omega_k$  non vengono considerati:  $\Omega_r$  viene trascurato mentre  $\Omega_k = 0$  sotto l'assunzione che la curvatura sia nulla. Quindi vale che  $1 \stackrel{\approx}{=} \Omega_m^0 + \Omega_\Lambda^0$

I possibili valori di  $\Omega_\Lambda^0$  v.s.  $\Omega_m^0$ , considerando la possibile presenza di una curvatura  $\neq 0$  e il vincolo  $\Omega_\Lambda^0 + \Omega_m^0 + \Omega_k^0 \approx 1$  sono localizzati all'interno di un'ellisse.



Il punto rosso è localizzato in  $\Omega_m^0 = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda^0 = 0.7$  ossia i valori estratti dal fit precedente (sotto l'assunzione di  $\Omega_k = 0$ , assunzione verificata dalle misure della CMB)

### Esercizio 1 : Relazione tra $P$ e $\epsilon$ .

L'obiettivo è mettere in relazione la pressione con la densità di energia tramite un parametro  $w$

$$P = w \epsilon$$

Dall'equazione di stato dei gas perfetti:

$$PV = N k_B T ; \quad n = \frac{N}{V} \quad \rightarrow \quad P = n k_B T$$

Supponiamo di conoscere la massa media delle particelle nel gas  $\mu \rightarrow n = \frac{\rho}{\mu}$   
(dove  $\rho$  è la densità di massa volumetrica)

$$\rightarrow P = \frac{\rho}{\mu} k_B T$$

A questo punto passo da  $\rho$  a  $\epsilon \rightarrow \rho c^2 = \epsilon$

$$\rightarrow P = \frac{\epsilon}{\mu c^2} k_B T$$

Il problema è che  $\mu$  non lo so. Essendo un gas però so che  $\frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{3}{2} k_B T \rightarrow \mu = \frac{3 k_B T}{v^2}$

$$\rightarrow P = \frac{\epsilon v^2}{3 \cancel{k_B T} c^2 \cancel{k_B T}} = \frac{\epsilon v^2}{3 c^2} \quad \rightarrow \quad W = \frac{1}{3} \frac{v^2}{c^2}$$

non rel.  $W \ll 1$   
rel.  $W = \frac{1}{3}$

### Esercizio 2 : qual è la velocità del suono in un gas

In generale la velocità del suono può essere ricavata da:

$$c_s = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} \stackrel{\text{rel}}{=} \frac{c}{\sqrt{3}}$$

### Esercizio 3 : ricavare fattore di scala e redshift a partire da $\Omega_m$ e $\Omega_\Lambda$

Dato  $\Omega_m^0 = 0.3$  e  $\Omega_\Lambda^0 = 0.7$  calcolare  $a$ ,  $\epsilon$  all'inizio dell'accelerazione.  
(All'inizio dell'universo il termine attrattivo di  $\frac{\ddot{a}}{a}$  dominava su  $\frac{\Lambda}{3}$ )

Sappiamo che  $\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3c^2} (\epsilon + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \stackrel{!}{=} 0$

$$\left( \Omega_m = \frac{\epsilon(t)}{\epsilon_c(t)} ; \quad \epsilon_c = \frac{3c^2 H^2(t)}{8\pi G} \rightarrow \Omega_m^0 = \frac{\epsilon(t_0)}{\epsilon_c(t_0)} \right)$$

$$\rightarrow -\frac{H_0^2 \epsilon(t)}{2 \epsilon_c(t_0)} + \frac{\Lambda}{3} = 0$$

Ora so che  $\epsilon(t) = \frac{\epsilon(t_0)}{a^3}$

$$\rightarrow -\frac{H_0^2 \epsilon(t_0)}{2 a^3 \epsilon_c(t_0)} + \frac{\Lambda}{3} = 0$$

$$\rightarrow -\frac{\Omega_m^0}{2 a^3} + \frac{\Lambda}{3} = 0$$

Oro uso che  $\Omega_\Lambda = \frac{\epsilon_\Lambda}{\epsilon_c} = \frac{\frac{c^2 \Lambda}{8\pi G}}{\frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G}} = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$

$$\rightarrow \frac{\Omega_m^0}{2a^3} - \Omega_\Lambda^0 = 0 \rightarrow a = \sqrt[3]{\frac{\Omega_m^0}{2\Omega_\Lambda^0}} = 0.6$$

Mentre per quanto riguarda il redshift:

$$z = \frac{1}{a} - 1 = 0.7$$

### C.M.B.

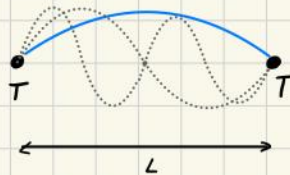
Abbiamo detto che ad un certo tempo l'universo si è raffreddato e i fotoni si sono disaccoppiati poiché non più in eq. termico con il plasma. Tali fotoni non avendo avuto più modo di interagire ci forniscono informazioni utili sull'universo primordiale come la curvatura,  $\Omega_m$  e  $\Omega_r$ .

### DISTRIBUZIONE DI CORPO NERO

Questi fotoni nel momento in cui si sono disaccoppiati erano in equilibrio termico e quindi seguivano uno spettro di corpo nero. Quello che noi osserviamo oggi è che questi fotoni seguono una distribuzione di corpo nero dalla quale possiamo estrarre la temperatura media di questo fondo, l'energia media e la densità di fotoni.

Lo scopo è calcolare quanti fotoni posso inserire in una scatola ad una certa temperatura. Prima di tutto ripartiamo dal caso 1D:

CASO 1D: 2 punti in equilibrio termico



Tra i 2 punti c'è uno scambio di fotoni ma siccome i 2 punti sono all'eq. termico non c'è scambio di energia (non possono esserci più onde che 1 spara rispetto all'altro). Quindi siccome il momento netto deve essere nullo le onde che si andranno a creare si combineranno in modo tale da creare delle onde stazionarie. L'onda con la lunghezza d'onda più lunga ha:

$$\lambda = 2L \rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2L}$$

In generale per un'armonica  $m > 0$   $m \in \mathbb{Z}$ :

$$\nu_m = m \frac{c}{2L}$$

CASO 3D: scatola cubica di lato L in equilibrio termico

In questo caso abbiamo un  $m$  per ogni direzione:  $m_x, m_y, m_z \in \mathbb{Z} > 0$  e possiamo definire  $m \equiv \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}$

Il numero di modi totale in un intervallo  $dm$  nelle 3 dimensioni e':

$$N_m dm = \frac{4\pi}{8} m^2 dm = \frac{\pi}{2} m^2 dm \quad (\text{prendo solo } \frac{1}{8} \text{ della sfera, con } m_x, m_y, m_z > 0)$$

Per ottenere il numero di fotoni in un intervallo di frequenza  $d\nu$  dobbiamo moltiplicare tutto per la statistica di Bose (con un fattore 2 dovuto ai 2 stati di polarizzazione del fotone.)

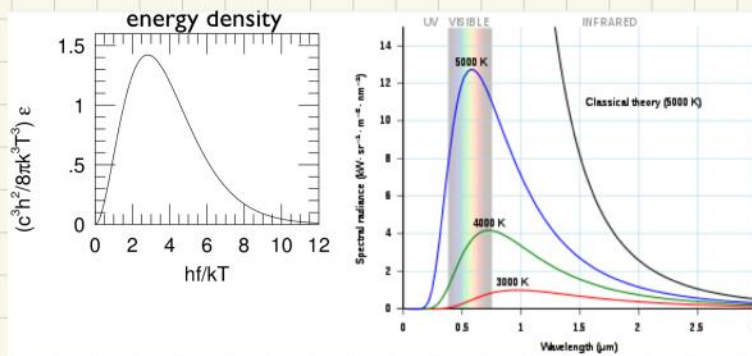
$$N_\gamma d\nu = \frac{2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} N_m dm = \frac{2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{\pi}{2} m^2 dm$$

Usando che  $m = \frac{2L}{c} \nu$ ,  $dm = \frac{2L}{c} d\nu$ :

$$\frac{N_\gamma d\nu}{V} = \frac{8\pi \left(\frac{L}{c}\right)^3}{V} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad \xrightarrow{V=L^3} \quad n_\gamma d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu$$

Per quanto riguarda la densita' di energia:

$$\mathcal{E}_\gamma d\nu = h\nu n_\gamma(\nu) d\nu = \frac{8\pi}{c^2} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu$$



A questo punto integrando su tutte le frequenze

$$\bullet \quad n_\gamma = \int_0^\infty \frac{8\pi}{c^3} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = \beta T^3 \quad \text{dove} \quad \beta = \frac{2 \cdot 10^7}{m^3 \cdot K^3}$$

$$\bullet \quad \mathcal{E}_\gamma = \int_0^\infty \frac{8\pi}{c^2} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = \alpha T^4 \quad \text{dove} \quad \alpha = 7.6 \cdot 10^{-16} \frac{J}{m^3 K^4}$$

Inserendo un  $h\nu$  e integrando sulle frequenze possiamo determinare l'energia media:

$$E_{\text{mean}} = 2.7 k_B T$$

## COSA RIUSCIAMO A ESTRARRE DALLA CMB DA UN'ANALISI DI CORPO NERO

Guardando i fotoni della CMB possiamo estrarre diversi parametri:

- Misurando la loro lunghezza d'onda posso inferire la loro energia media. Quello che troviamo è:

$$E_{\text{mean, mis}}^{\text{CMB}} = 630 \mu\text{eV}$$

- Comparando  $E_{\text{mean, mis}}^{\text{CMB}}$  con  $E_{\text{mean, th}}^{\text{CMB}} = 2.7 k_B T_0$  stimiamo la temperatura della CMB:

$$T_0 = 2.7 \text{ K}$$

- Usando il valore della temperatura stimato possiamo ricavare la densità numerica e quella energetica dei fotoni della CMB:

$$n_\gamma^0 = \frac{4.1 \cdot 10^8}{\text{m}^3}; \quad \mathcal{E}_\gamma^0 = 0.26 \frac{\text{MeV}}{\text{m}^3}$$

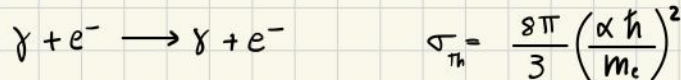
- Sapendo che  $\mathcal{E}_e^0 = 4.9 \frac{\text{GeV}}{\text{m}^3}$  possiamo stimare  $\Omega_r^0$  come:

$$\Omega_r^0 = \frac{\mathcal{E}_\gamma^0}{\mathcal{E}_e^0} = 5 \cdot 10^{-5}$$

quindi questo giustifica il motivo per il quale  $\Omega_r$  è stato spesso trascurato nell'equazione di Friedman. Tuttavia siccome  $\Omega_m$  scala come  $\frac{1}{a^3}$  mentre  $\Omega_r$  come  $\frac{1}{a^4}$  in tempi precedenti  $\Omega_r$  dominava rispetto  $\Omega_m$ .

## CONDIZIONE DI DISACCOUPLAMENTO

Prima della fase di disaccoppiamento, quando la temperatura del sistema era molto alta, i fotoni erano in equilibrio attraverso lo scattering Thompson con gli elettroni (scattering elastico)



La rate di interazione  $e^-$  calcolabile come:

$$\Gamma(t) = n_e(t) \cdot \sigma_{\text{Th}} \cdot c$$

Tuttavia l'universo è in espansione e la rate di espansione per secondo è data dalla costante di Hubble. Quindi copiamo che se:

- $\Gamma > H$  l'interazione  $\gamma + e^-$  può accadere
- $\Gamma < H$  l'interazione  $\gamma + e^-$  non riesce a star dietro all'espansione dell'universo e non può accadere.

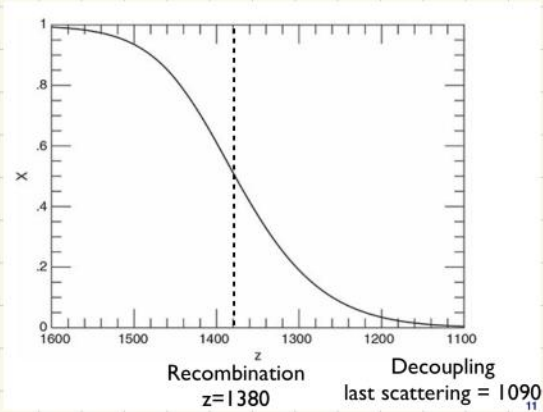
Quindi la condizione di disaccoppiamento  $e^-$ :

$$\Gamma(t) < H(t)$$

Ciò accade poiché a causa dell'espansione:

- 1) La densità di  $e^-$  diminuisce  $n_e(t) = \frac{n_e}{a^3(t)}$
- 2) La probabilità di ricombinazione è più alta poiché la temperatura si abbassa:  $e^- + p \rightarrow H$

Possiamo mettere tutto in funzione del redshift e guardare alla frazione di fotoni accoppiati, che equivale alla frazione di protoni liberi.



- All'inizio tutto era ionizzato
- Verso  $z \sim 1400$  è iniziata la ricombinazione e a  $z \sim 1090$  abbiamo l'ultimo scattering
- Quindi la CMB è la foto dell'universo al tempo dell'ultimo scattering ( $z \sim 1090$ ) infatti i fotoni disaccoppiati, non avendo più interagito ci forniscono un'immagine di come era l'universo allora.

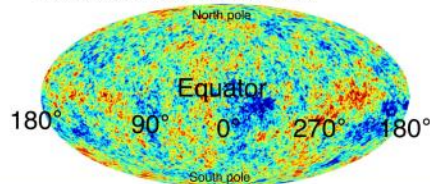
## FLUTTUAZIONI DI TEMPERATURA E SPETTRO DI POTENZA

Questi fotoni possiamo osservarli in varie direzioni. Sappiamo che la temperatura media è di 2.7 K. Lo scarto quadratico medio dal valore di  $T_0$  si scopre essere:

$$\left\langle \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 \right\rangle = (10^{-5})^2 \rightarrow |\delta T| \approx 30 \mu K$$

Sebbene sia molto piccolo, ci suggerisce comunque che c'è una certa fluttuazione media di  $T_0$ . Possiamo quindi pensare di mappare le singole fluttuazioni in funzione di  $\theta$  e  $\varphi$ . Ottenendo la cosiddetta heat-map della CMB:

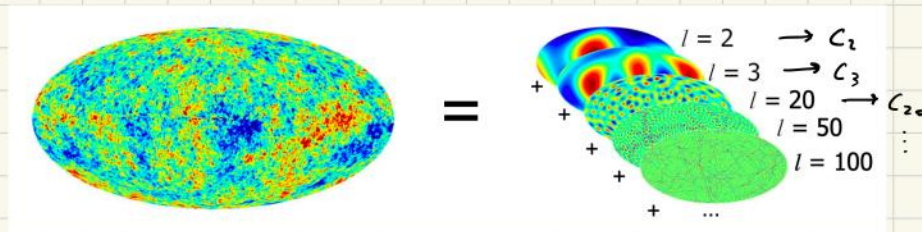
- You direct the antenna in some direction, and measure a voltage
  - The higher the voltage, the stronger the incident radiation
  - The stronger the incident radiation, the hotter the CMB temperature
- You scan the sky with the antenna, and produce a map of the CMB temperature
- Often displayed in the Mollweide projection:



Siccome il campo  $\frac{\delta T}{T}$  è definito su una sfera un modo per modellizzare le variazioni di temperatura nella CMB è attraverso lo sviluppo del campo  $\frac{\delta T}{T}$  in armoniche sferiche:

$$\frac{\delta T}{T}(\hat{n}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}) \quad \text{dove} \quad a_{lm} = \int_{4\pi} \frac{\delta T}{T}(\hat{n}) Y_{lm}^*(\hat{n}) d\Omega$$

A livello pratico questa operazione permette di decomporre la CMB in una somma di oscillazioni indipendenti (multipoli) ognuna identificata da un certo  $l$



Noi siamo interessati a determinare l'ampiezza delle oscillazioni al variare di  $l$ . Per farlo ricaviamo il cosiddetto spettro di potenza, definito come:

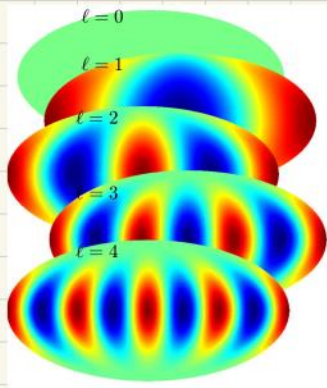
$$C_{lm} = \langle |a_{lm}|^2 \rangle$$

In realtà assumendo uno spettro di potenza isotropo possiamo eliminare la dipendenza da  $m$  mediando su tutti i valori di  $m$  possibili ( $2\ell+1$ ):

$$C_\ell = \left\langle \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} |a_{\ell m}|^2 \right\rangle \quad [\mu K^2]$$

Per convertire lo spettro di potenza in fluttuazione termica moltiplichiamo per  $\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi}$

Prima di mostrare il grafico notiamo che c'è una relazione fra multipolo  $\ell$  e la lunghezza che intercorre tra due oscillazioni consecutive (lunghezza d'onda). Se  $\ell$  incrementa di 1 il numero di oscillazioni tra  $0$  e  $2\pi$  aumenta di 1



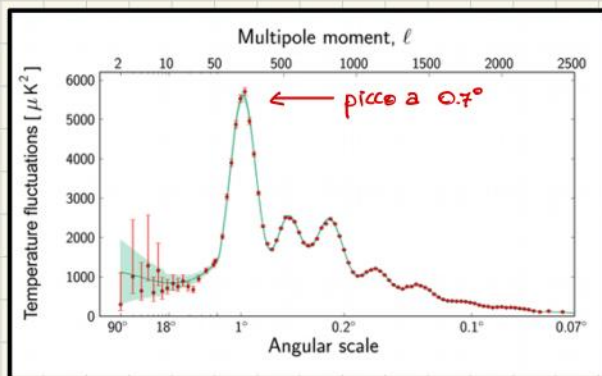
Quindi la lunghezza d'onda (scala angolare) sarà:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\ell}$$

Questo tuttavia vale solo lungo l'equatore. Per un modo di oscillazione generico convenzionalmente si usa:

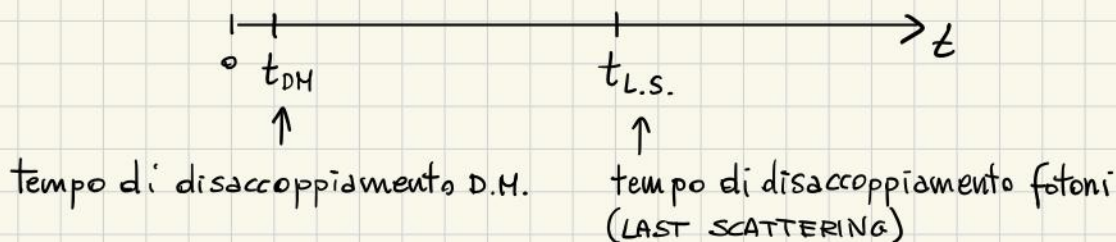
$$\lambda \approx \frac{\pi}{\ell}$$

Lo spettro di potenza teorico e misurato è il seguente:



### STIMARE LA CURVATURA DALLA CMB

Siccome crediamo che la D.M. interagisca solo gravitazionalmente (almeno per ora) crediamo si sia disaccoppiata prima dei fotoni. Infatti la condizione di disaccoppiamento  $\Gamma = \sigma n c < H$  per via della sezione d'urto molto più piccola di quella E.M. è stata soddisfatta prima: pensiamo  $\sim 1 \text{ ns} / 1 \text{ s}$  dopo il Big Bang. Schematicamente:



Una volta che la D.M. ha iniziato a disaccoppiarsi, e a non interagire più con la materia ordinaria, per via dell'attrazione gravitazionale iniziò a formare i primi agglomerati di materia nell'universo. Questi agglomerati di D.M. furono vere e proprie buche di attrazione gravitazionale. Il fluido di barioni e fotoni risenti della loro presenza iniziando a sentirsi attratto e cadere dentro di esse: questo portò alla

creazione di addensamenti di questo fluido e quindi a un incremento di pressione che se sufficiente portava successivamente ad una espansione. Ciò porta quindi ad avere una serie di compressioni e decompressioni del fluido e quindi a oscillazioni della densità del fluido che sono descritte come vere e proprie onde "acustiche" propaganti (come visto) con una velocità pari a  $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ . La distanza spaziale che è stata attraversata da queste onde è calcolabile come:

$$d(t_{LS}) = \frac{c}{\sqrt{3}} \int_{t_{DH}}^{t_{LS}} \frac{a(t_{LS})}{a(t)} dt \approx \frac{c}{\sqrt{3}} \int_0^{t_{LS}} \frac{a(t_{LS})}{a(t)} dt \approx 0.145 \text{ Mpc}$$

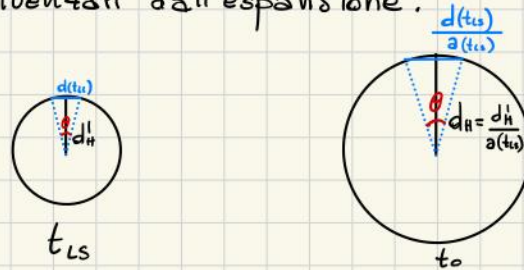
Questa lunghezza è la stima della "patch" nella quale ci aspettiamo che la fluttuazione termica relativa è massima al tempo del last scattering (infatti con il tempo lo spazio si è dilatato). Per determinare la scala angolare abbiamo bisogno del raggio dell'universo osservabile che c'era allora:  $d_H$ . Per calcolarlo, determiniamo prima di tutto il raggio dell'universo osservabile al tempo presente:

$$d_H = c \int_0^{t_0} \frac{a(t_0)}{a(t)} dt = c \int_0^{t_0} \frac{1}{a(t)} dt \approx 14 \text{ Gpc}$$

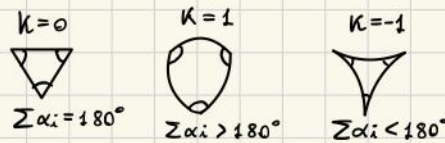
e quindi al tempo del last scattering avere che:

$$d_H' = a(t_{LS}) \cdot d_H \approx \frac{d_H}{z_{LS}} = \frac{14 \text{ Gpc}}{1100} \approx 13 \text{ Mpc}$$

A questo punto posso determinare la scala angolare (di fluttuazione termica relativa massima) che c'era al tempo del last scattering e che è equivalente a quella che troviamo oggi in quanto gli angoli non sono influenzati dall'espansione.



La misura dell'angolo tuttavia è fortemente dipendente dalla curvatura:

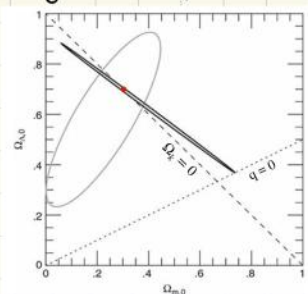


Assumendo una curvatura nulla (spazio piatto - Euclideo), l'angolo lo calcoliamo come:

$$\theta = \frac{d(t_{LS})}{d_H'} \approx 0.7^\circ \quad !$$

Otteniamo una scala angolare che corrisponde a quella estraibile dal grafico dello spettro di potenza (picco + alto). Con questo risultato verificiamo quindi che l'universo ha una curvatura nulla e di conseguenza  $\Omega_k = 0$ .

Aggiungendo questa informazione al plot visto precedentemente:



- L'analisi delle supernovae ci fornisce  $\Omega_\Lambda$
- L'analisi della CMB ci dice che  $\Omega_r \approx 0$  e  $\Omega_k = 0$ .
- Quindi alla fine abbiamo che  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$  con i valori di:

$$\Omega_m^0 = 0.3$$

$$\Omega_\Lambda^0 = 0.7$$

## Come stimare $\Omega_{DM}^0$

L'altezza del picco (a  $z \approx 0.7$ ) ci fornisce la stima delle fluttuazioni di temperatura relative al fenomeno di compressione ed espansione. Tale ampiezza è legata alla velocità di propagazione del fluido complessivo di barioni e fotoni poiché più  $v$  è alta più le fluttuazioni termiche saranno basse e viceversa. Sappiamo che:  $v_\gamma = \frac{c}{\sqrt{3}}$  e  $v_{\text{barioni}} < \frac{c}{\sqrt{3}}$ . Quindi la stima della velocità complessiva ci fornisce l'informazione sulla composizione relativa di barioni e fotoni.

Dal primo picco si stima che:

$$\eta \equiv \frac{n_b}{n_\gamma} = 6 \cdot 10^{-10}$$

Tale valore è identico a quello che ci aspetteremo oggi: sebbene la CMB è un'immagine al tempo del last scattering il numero di barioni e fotoni non è cambiato.

$$\eta^0 \equiv \frac{n_b^0}{n_\gamma^0} = 6 \cdot 10^{-10} \longrightarrow n_b^0 = \eta \cdot n_\gamma^0 = 6 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{4 \cdot 10^8}{m^3} = \frac{0.25}{m^3}$$

Conoscendo la densità di barioni possiamo stimare la densità di energia:

$$\boxed{n_b^0 = \frac{0.25}{m^3}} \longrightarrow \boxed{\mathcal{E}_b^0 = m_p \cdot n_b^0 = 235 \frac{\text{MeV}}{m^3}}$$

e quindi  $\Omega_b^0$  come:

$$\boxed{\Omega_b^0 = \frac{\mathcal{E}_b^0}{\mathcal{E}_c^0} = \frac{0.235 \frac{\text{GeV}}{m^3}}{4.0 \frac{\text{GeV}}{m^3}} = 0.048}$$

Di conseguenza:

$$\Omega_m^0 = \Omega_b^0 + \Omega_{DM}^0 \longrightarrow 0.3 = 0.048 + \Omega_{DM}^0 \longrightarrow \boxed{\Omega_{DM}^0 \approx 0.25}$$

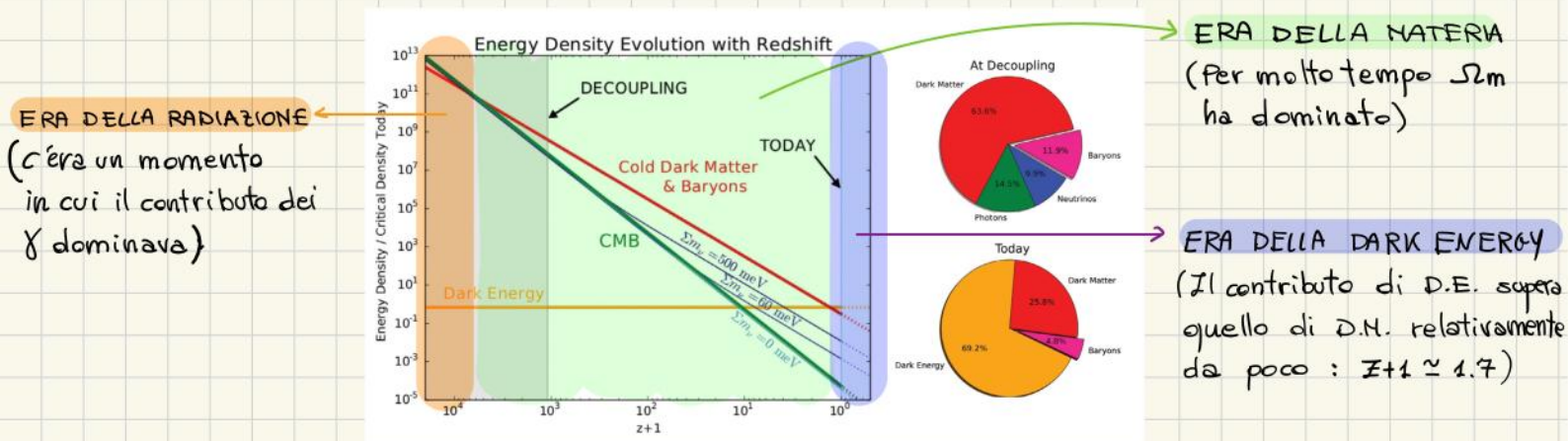
Abbiamo quindi scoperto che,

$$\boxed{\Omega_\Lambda^0 = 0.7 \quad \Omega_b^0 \approx 0.05 \quad \Omega_{DM}^0 \approx 0.25 \quad \Omega_r^0 = 5 \cdot 10^{-5} \approx 0 \quad \Omega_k^0 = 0}$$

giustificando il diagramma a torta mostrato all'inizio.

Ma è stato sempre così? Ovviamente no, in quanto  $\frac{H^2(t)}{H_0^2} = \frac{\Omega_m^0}{a(t)^3} + \frac{\Omega_r^0}{a(t)^4} + \Omega_\Lambda^0$

La situazione è schematizzabile col seguente plot:



# §2 Dark Matter



# EVIDENZE SPERIMENTALI DELLA DARK MATTER

## CURVA DI ROTAZIONE ANOMALA DELLE GALASSIE

Applicando la meccanica Newtoniana, chiamando con  $R$  la distanza radiale dal centro galattico e con  $M(R)$  la massa contenuta dentro una sfera di raggio  $R$  troviamo che:

$$m \frac{v^2}{R} = \frac{GmM(R)}{R^2} \longrightarrow v(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}$$

Per semplicità possiamo modellizzare la galassia come una sfera di raggio  $R_v$  e densità costante.

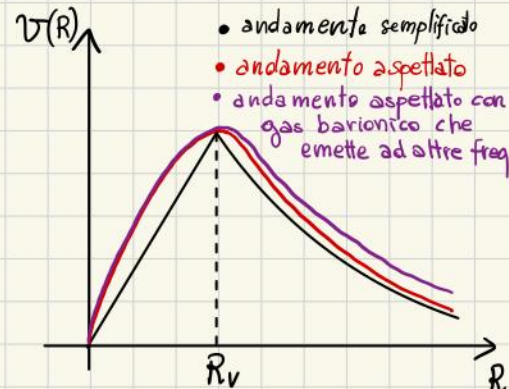
$$M(R < R_v) = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho$$

Esternamente alla sfera invece la massa incrementerà molto debolmente come un esponenziale decrescente:

$$M(R \geq R_v) = \frac{4}{3} \pi R_v^3 \rho \left(1 + e^{-\frac{(R-R_v)}{R_v}}\right) \equiv M_0 \left(1 + e^{-\frac{(R-R_v)}{R_v}}\right)$$

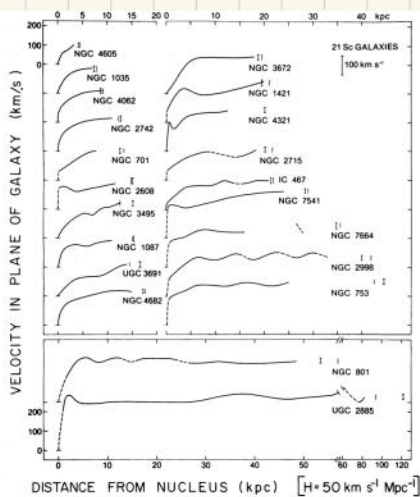
Questo è dovuto al fatto che la massa  $M$  è proporzionale all'intensità luminosa che va come  $I(R) = I_0 e^{-\frac{R}{R_v}}$ . Di conseguenza la velocità sarà:

$$v(R) = \begin{cases} \sqrt{\frac{G \cdot \frac{4}{3} \pi \rho R^3}{R}} \propto R & \text{per } R < R_v \\ \sqrt{\frac{GM_0(1 + e^{-\frac{(R-R_v)}{R_v}})}{R}} \xrightarrow{R \gg R_v} R^{-\frac{1}{2}} & \text{per } R \geq R_v \end{cases}$$



Per essere più precisi dovremmo considerare la presenza anche di gas barionico che non emette luce nel visibile ma che contribuisce alla massa totale.

Tuttavia sperimentalmente, su più galassie, si osserva un andamento discordante con quello atteso ad  $R > R_v$ :



Per avere un andamento di questo tipo con  $v(R) \sim \text{const}$  per  $R > R_v$  dovremmo avere:

$$M(R) \propto R$$

Condizione raggiungibile ipotizzando la presenza di ulteriore massa non visibile: la DARK MATTER, la cui densità decresce più lentamente di quella della materia visibile.

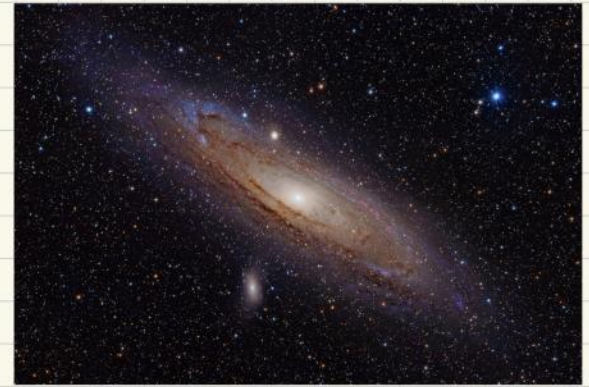
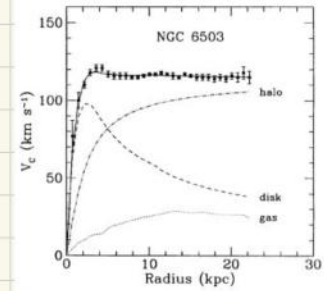


Immagine della galassia di Andromeda in rotazione

## DARK - MATTER HALO

Per risolvere l'incongruenza nella curva di velocità di rotazione, si ipotizza l'esistenza di un alone di materia oscura con una densità tale da permettere di avere l'andamento misurato. Convenzionalmente negli studi di D.M. viene usata, per la densità di D.M., la distribuzione di Navarro-Frank-White:



$$\rho_{DM} = \frac{\rho_{0,DM}}{\left(\frac{R}{R_d}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{R}{R_d}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}$$

Per la Via Lattea abbiamo:  
 $\gamma = \alpha = 1$ ;  $\beta = 3$ ;  $R_d \approx 2 \text{ kpc}$

Qui nel sistema Solare, dove eseguiamo gli esperimenti, abbiamo una densità di:

$$\rho_{0,DM}(\text{Sun}) = 0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$$

Questo è molto di più di quello che abbiamo ottenuto stimando  $\Omega_{DM}^0$

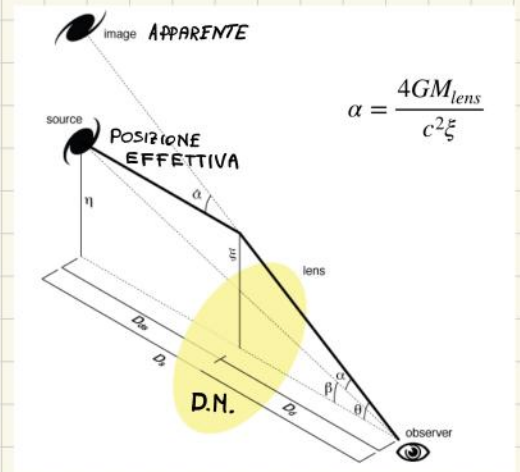
$$\Omega_{DM}^0 = 0.25, \quad E_c^0 = 5 \frac{\text{GeV}}{\text{m}^3} \rightarrow \rho_{0,DM} = 1.25 \frac{\text{GeV}}{\text{m}^3}$$

e questo poiché essa rappresenta la densità mediata sull'intero universo.

## LENTE GRAVITAZIONALE

Il fenomeno della lente gravitazionale accade ogni qualvolta c'è una massa tra noi e una sorgente luminosa che stiamo osservando: la luce essendo deflessa dalla massa ci fa osservare la sorgente in una direzione apparente. Quindi una massa di D.M. potrebbe modificare la direzione di osservazione di una sorgente luminosa.

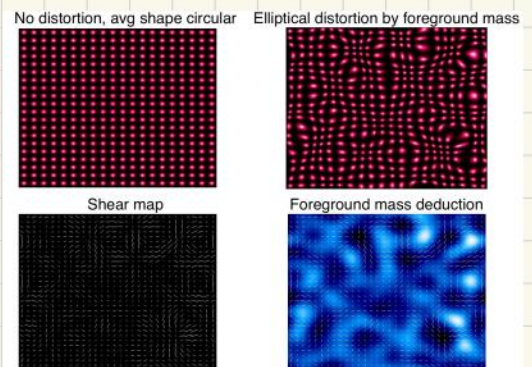
Ci sono 2 tipi differenti di lenti gravitazionali:



► WEAK LENSING: Ciò che oggi usiamo per determinare la distribuzione di D.M. nel cosmo.

Dalla simulazione possiamo estrarre diverse informazioni:

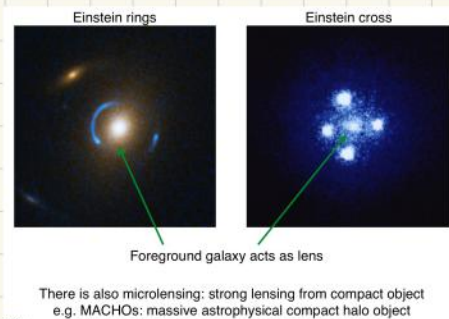
- In alto a sx abbiamo una distribuzione uniforme di materia in una griglia 2D
- In alto a dx notiamo delle distorsioni causate dalla presenza di una distribuzione di D.M. invisibile
- In basso a sx abbiamo il campo vettoriale ottenibile guardando alle deformazioni
- In basso a dx abbiamo la deduzione della distribuzione di DM ottenibile dal campo vettoriale generato dalla legge gravitazionale.



Simulazione di weak lensing a larga scala

► STRONG LENSING : causato da roba molto compatta (come un buco nero) che si interpone tra noi e l'oggetto che vogliamo osservare.

Una forma di strong lensing utile nel nostro caso è il cosiddetto microlensing : ossia lensing generato da piccoli oggetti massivi compatti. Questo ci può essere utile in quanto uno dei candidati per la D.M. sono i cosiddetti MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objects)



## BULLET CLUSTER

Ad un certo punto si è pensato che in realtà fossero le leggi della dinamica Newtoniana a non funzionare più sulla larga scala. Si propose quindi una nuova teoria : MOND (Modified Newton Dynamics). In tali teorie l'effetto prodotto dalla D.M. è generato direttamente da gas barionico che non emette luce (non serve ipotizzare l'esistenza di un nuovo tipo di massa). Tuttavia tale ipotesi fu confutata dall'osservazione del Bullet Cluster.

Nell'immagine possiamo osservare 2 cluster di galassie in collisione che si oltrepassano a vicenda.

Ogni cluster possiede galassie, gas e forse D.M. Le stelle/galassie osservabili nel visibile (blu) non sono influenzate molto dalla collisione (interagiscono solo gravitazionalmente) e passano uno attraverso l'altro "indenni".

Il gas barionico osservabile nello spettro dei raggi-X, invece, interagendo elettromagneticamente vengono rallentati rimanendo ben distinti dalla parte blu.

Dall'osservazione della lente gravitazionale, si ipotizza che gran parte della D.M. sia localizzata nella regione blu, confutando le teorie MOND, che avrebbero voluto un fenomeno di lensing localizzato nella regione rossa (in quanto prevedono che la D.M. sia in realtà composta da gas barionico che non emette luce)



## LA DARK MATTER È RELATIVISTICA (HOT) OPPURE NON-RELATIVISTICA (COLD)?

Siccome la D.M. si è disaccoppiata molto prima della materia ordinaria, contribuisce alla creazione di agglomerati di materia ordinaria a causa dell'influenza gravitazionale.

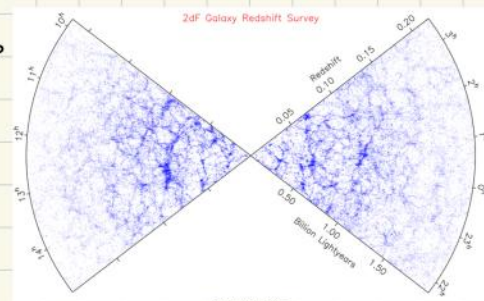
- Se la D.M. fosse relativistica la sua alta velocità garantirebbe la presenza di larghe strutture di materia ordinaria
- Se la DM fosse non relativistica la sua bassa velocità garantirebbe la presenza di piccole strutture di materia ordinaria

Per discriminare le 2 possibilità è stata analizzata la struttura delle galassie fino a 2 miliardi di anni luce di distanza ( $z \sim 0.2$ ) per capire come variasse la densità di materia e capire se ci sono più grandi strutture o più piccole.

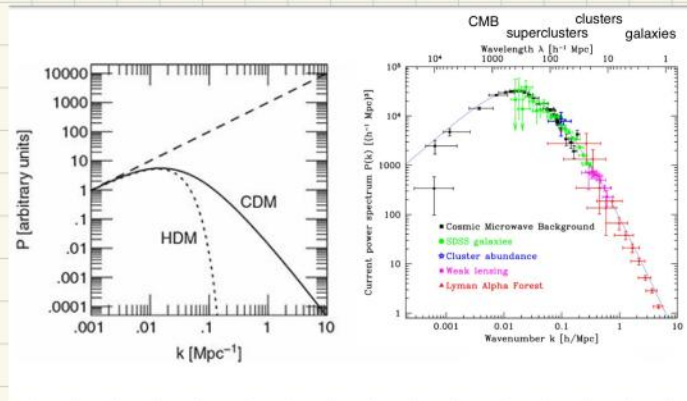
Per capire quanto una certa struttura con una certa scala contribuisce alla densità gli astrofisici hanno determinato lo spettro di potenza (trasformata di Fourier della densità)

$$\delta_{\vec{k}} = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

mi scompongo la densità in strutture con una certa scala spaziale e vedo quali sono le strutture che dominano.



I valori dello spettro di potenza in funzione di  $k$  sono i seguenti :

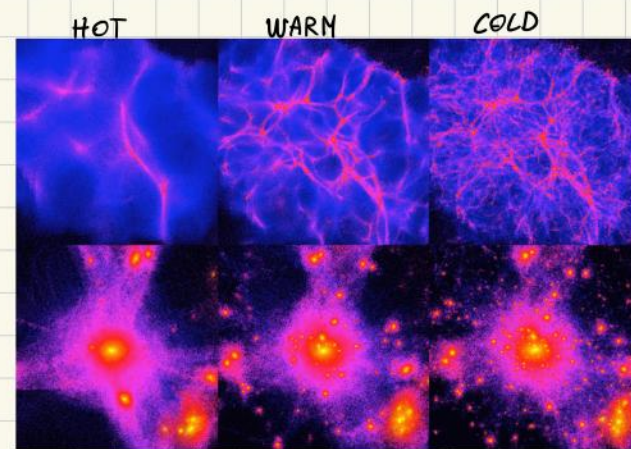


Nel caso di D.M. relativistica lo spettro di potenza dovrebbe preferire piccoli valori di  $k$  mentre per D.M. non relativistica larghi valori di  $k$ . I dati come possiamo vedere favoriscono D.M. fredda rispetto alla D.M. calda.

E' interessante osservare che giunti a tale risultato possiamo anche dire che la modalita' di formazione degli agglomerati di materia ha seguito un approccio bottom-up : prima si sono formate le piccole strutture e poi quelle piu' grandi

Quindi da questo copiamo perche' il modello cosmologico e' chiamato  $\Lambda$ -CDM

Possiamo anche eseguire delle simulazioni di formazione di strutture su larga scala in funzione della D.M.



- Con D.M. calda abbiamo larghi filamenti che si espandono su larghe distanze
- Con D.M. sempre piu' fredda iniziamo a vedere strutture piu' piccole (con densita' piu' alte)

## DISACCOPIAMENTO DELLA MATERIA OSCURA

Cerchiamo di capire come sarebbe funzionato il disaccoppiamento della D.M. sotto l'ipotesi particellare.

Come sappiamo il disaccoppiamento dipende dalla sezione d'urto di interazione : piu' piccola e' la sezione d'urto prima e' avvenuto il disaccoppiamento. Per determinare la condizione di disaccoppiamento dobbiamo confrontare la rate di interazione con la rate di espansione dell'universo.

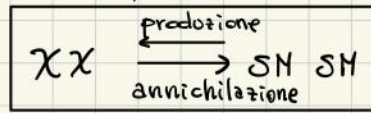
La densita' di D.M. a causa dell'espansione varia come :

$$n_H(t) = \frac{n_0}{a(t)^3}$$

Quindi abbiamo che:

$$\dot{n}_H(t) = -\frac{3n_0}{a(t)^4} \dot{a}(t) = -3n(t) \cdot H(t)$$

Prima del disaccoppiamento vi era equilibrio dettato dalle seguenti interazioni:



a cui possiamo associare:

$$\boxed{\dot{n}_a = -\sigma_a \cdot v_x \cdot n_x^2(t)}$$

$$\boxed{\dot{n}_p = +\sigma_p \cdot v_{SH} \cdot n_{SH}^2(t)}$$

L'equilibrio porta ad avere che:

$$\dot{n}_a + \dot{n}_p \Big|_{eq} \stackrel{!}{=} 0 \rightarrow \boxed{\dot{n}_p \Big|_{eq} = -\dot{n}_a \Big|_{eq} = \sigma_a v n_{eq}^2(t)}$$

Quindi, abbiamo che in generale:

$$\dot{n}(t) = \dot{n}_H(t) + \dot{n}_a(t) + \dot{n}_p(t) = -3n(t) \cdot H(t) + \sigma_a \cdot v [n_{eq}^2(t) - n^2(t)]$$

$$\longrightarrow \boxed{\dot{n}(t) = -3n(t) \cdot H(t) + \sigma_a \cdot v [n_{eq}^2(t) - n^2(t)]} \quad \star$$

Quindi la variazione della densità di DH è dovuta a 2 termini: il primo abbassa il suo valore a causa della espansione, il secondo invece la alza cercando di preservare l'eq. La densità di particelle di D.H. all'equilibrio sappiamo essere descritta da una Maxwell-Boltzmann (data una certa T all'eq.)

$$\boxed{n_{eq} \propto (T)^{3/2} e^{-\frac{m_x}{k_B T}} \quad T \sim \frac{1}{t}}$$

- Se  $n > n_{eq}$  avremo un feedback negativo che cerca di diminuire il numero di particelle di DH.
- Se  $n < n_{eq}$  avremo un feedback positivo che cerca di aumentare il numero di particelle di D.H.

La condizione di disaccoppiamento sarà data da:

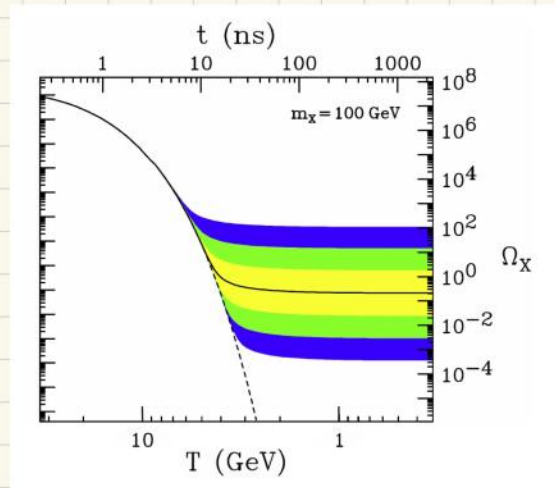
$$\boxed{3n(t) H(t) > \sigma_a v [n_{eq}^2(t) - n^2(t)]}$$

Una volta raggiunta la condizione di disaccoppiamento rimango con una certa densità reliqua di D.H. (in quanto non è più possibile effettuare interazioni con lo S.H.) che decresce pian piano con l'espansione dell'universo e che oggi (convertendo in  $\Omega$ ) misuro essere pari a  $\Omega_{DH} \approx 0.25$ . A partire da  $\star$ , l'idea è cercare di trovare la coppia di parametri  $\sigma_a, v$  capaci di garantire oggi un  $\Omega_{DH} \approx 0.25$ .

Solitamente si esprime  $\Omega_{DH}(n)$  in funzione della temperatura T.  $n_{eq}(T, m_x)$  lo conosco e, facendo un'ipotesi su  $m_x$  sarà funzione solo di T.  $H(T)$  possiamo determinarlo notando che al tempo del disaccoppiamento della D.H. vigeva l'era della radiazione:

$$H^2 \approx \frac{\Omega_{rad}}{a^4} \quad \text{e siccome } \lambda \propto a, \quad \lambda \propto \frac{1}{E} \propto \frac{1}{T} \quad \longrightarrow H^2 \propto T^4 \rightarrow H \propto T^2$$

Simulando l'andamento di  $n$  in funzione di  $T(t)$  otteniamo i seguenti risultati:



Per riprodurre la densità che osserviamo oggi  $\Omega_{DM} \approx 0.25$  le simulazioni ci dicono che dovremmo avere:

$$\sigma = 10^{-36} \text{ cm}^2 \quad \frac{v}{c} = 0.1$$

La sezione d'urto corrisponde alla scala delle interazioni deboli e la scala di energia siccome  $\beta < 1$  (regime non relativistico) è data dalla massa della particella; massa che può essere estratta rozzamente notando che:

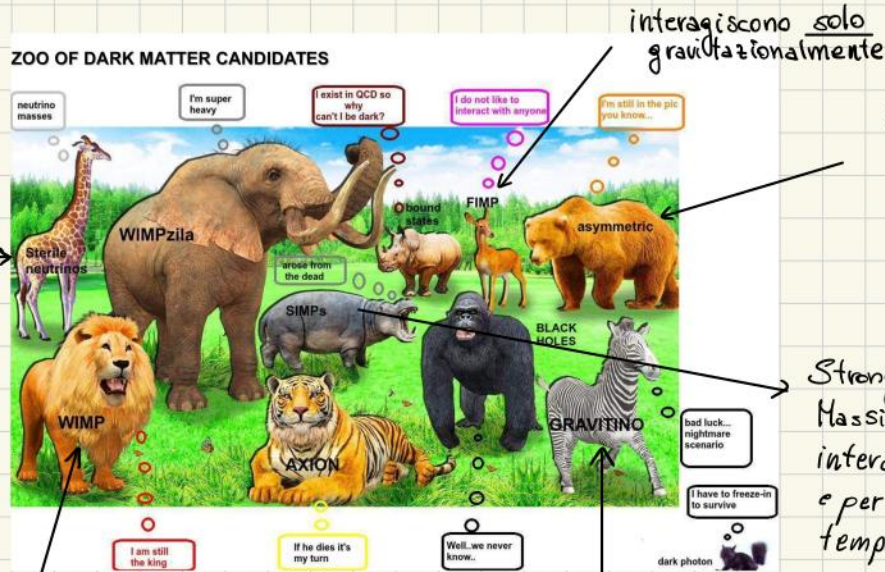
$$\sigma_a \sim G_F^2 M_x^2 \rightarrow 10^{-36} \text{ cm}^2 = (\hbar c)^2 (1.1 \cdot 10^5 \text{ GeV}^{-2})^2 M_x^2 \rightarrow M_x \sim 10 \text{ GeV}$$

Quindi scopriamo che per spiegare l'abbondanza di DM che osserviamo oggi dobbiamo introdurre una nuova particella debolmente interagente con massa tra i 10-100 GeV. Questo fatto è noto come **WIMP miracle**. WIMP è il nome di questa nuova particella il cui acronimo sta per Weakly Interactive Massive Particle.

Questa è una forte indicazione per andare a cercare queste WIMP. Infatti negli ultimi 30-40 anni si è cercato nella regione del GeV per particelle con una sezione d'urto della scala debole. Abbiamo iniziato a cercare a  $10^{-30} \text{ cm}^2$  e adesso siamo intorno ai  $10^{-35}$  ma ancora non è stato scoperto nulla.

# 100 DI CANDIDATI PER LA D.M.

Diamo un'occhiata ai candidati proposti fino ad ora dalla comunità scientifica:



interagiscono solo gravitazionalmente

ipotesi di asimmetria nella D.M. come quella che c'è nella materia barionica.  
 $n_{DH} < n_b \rightarrow \frac{\Omega_{DH}}{m_{DH}} < \frac{\Omega_b}{m_b}$   
 $\rightarrow m_{DH} \sim \frac{\Omega_b}{\Omega_{DH}} m_b \sim 6 \text{ GeV}$

Strongly Interactive Massive Particles: interagiscono fortemente e per questo non fanno in tempo a raggiungerci

non una buona idea secondo il prof

ipotesi più plausibile fino ad ora in virtù del WIMP MIRACLE

altro candidato concorrente che oggi abbiamo la tecnologia per testare.

partner supersimmetrico del gravitone

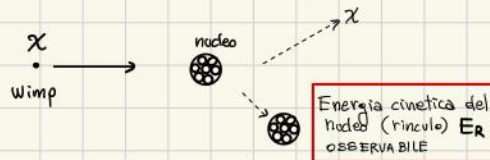
## WIMP: Weakly Interactive Massive Particle

Le Wimp rappresentano uno dei candidati più plausibili per il cosiddetto WIMP MIRACLE che abbiamo discusso in precedenza. Da questo punto in poi chiameremo la particella di DM con  $\chi$ . Il nome deriva dal fatto che in supersimmetria c'è il neutralino spesso indicato con  $\chi$  che si pensava essere un ipotetico candidato per la DM.

Per cercare di verificarne l'effettiva esistenza abbiamo 2 metodologie sperimentali possibili:

- **RICERCA DIRETTA**: sfrutta l'interazione Wimp - materia ordinaria ( $\chi + SM$ ). (Quello su cui ci focalizzeremo)
- **RICERCA INDIRETTA**: produzione "artificiale" di Wimp tramite collisioni tra particelle di materia ordinaria ( $SM+SM$ )

Nella ricerca diretta, nella quale ci focalizzeremo, necessitiamo sapere quale sia la rate di interazione teorica aspettata di interazioni  $\chi + SM$ . La particella di D.M. in principio può interagire sia con gli elettroni (electron recoil) sia con il nucleo (nuclear recoil), ma siccome crediamo che  $m_\chi \sim \text{GeV}$  possiamo trascurare l'interazione con gli elettroni e considerare solo le interazioni con il nucleo ( $m_\nu \sim m_\chi$ ).



In particolare quindi, siccome l'osservabile è l'energia cinetica finale del nucleo, siamo interessati allo spettro di energia dei rinculi nucleari  $dR/dE_R$  (come varia la rate a seguito di una variazione di  $E_R$ ). Per farlo facciamo riferimento al paper di Lewis&Smith. Per comodità si riporta un estratto della mia tesi triennale (N.B. nel testo viene discusso l'esempio di Argon come nucleo bersaglio senza perdita di generalità)

Notiamo che gli unici 2 parametri ignoti nella teoria sono  $m_\chi$  e  $\sigma$ . Lo studio della rate di interazione ci permetterà quindi di imporre dei vincoli su  $m_\chi$  e  $\sigma$  (limiti di esclusione)

## 2.1 Calcolo della rate differenziale base

Sappiamo che in generale la rate  $R$  di interazioni che avvengono in un processo di scattering è calcolabile come:

$$R = \frac{dN_R}{dT} = N_{\text{Ar}} n_\chi \langle v \sigma \rangle \quad (2.2)$$

dove  $n_\chi = \frac{\rho_0}{m_\chi}$  è la densità volumetrica di particelle WIMP,  $N_{\text{Ar}} = \frac{N_a}{A} M_{\text{LAr}}$  è il numero di nuclei di argon bersaglio.  $v$  è la velocità, relativa al bersaglio, del flusso di particelle WIMP mediata sulla distribuzione  $f(v)$ , e  $\sigma$  è la sezione d'urto di interazione WIMP-nucleo, che, in virtù di una possibile dipendenza dalla velocità, è inserita all'interno del calcolo della media. Siccome siamo interessati a vedere come si comporta la rate rispetto ad una variazione dell'energia di rinculo, abbiamo quindi che:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dE_R} &= N_{\text{Ar}} n_\chi \left\langle v \frac{d\sigma}{dE_R} \right\rangle = \\ &= \frac{N_A}{A} M_{\text{LAr}} \frac{\rho_0}{m_\chi} \int_{v_{\text{min}}}^{v_{\text{max}}} d^3v \left( \frac{d\sigma}{dE_R} v \right) f(v) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Andiamo nel sistema di riferimento del centro di massa, dove l'impulso della particella WIMP iniziale (finale)  $\vec{p}_i(\vec{p}_f)$  e l'impulso del bersaglio iniziale (finale)  $\vec{k}_i(\vec{k}_f)$  sono uguali e opposti:

$$\begin{aligned} \vec{p}_i &= -\vec{k}_i = \mu \vec{v} \\ \vec{p}_f &= -\vec{k}_f = \vec{q} + \mu \vec{v} \end{aligned} \quad (2.4)$$

dove  $\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$  è la massa ridotta (WIMP-nucleo) e  $\vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i$  è la variazione di impulso trasferita. Poiché le WIMP sono per ipotesi elettricamente neutre, ci aspettiamo che urtino elasticamente con un nucleo atomico: da ciò segue che  $|\vec{p}_i| = |\vec{p}_f| = \mathbf{p}$ . Quindi, sottraendo la seconda relazione dalla prima ed elevando al quadrato otteniamo:

$$q^2 = 2\mu^2 v^2 (1 - \cos \theta)$$

dove  $\theta$  è l'angolo di scattering nel sistema di riferimento del centro di massa.

A questo punto possiamo determinare l'energia cinetica trasferita dalla particella di materia oscura sul nucleo (di massa  $m_N$ ), chiamata energia di rinculo:

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} = \frac{\mu^2}{m_N} v^2 (1 - \cos \theta) \quad (2.5)$$

Notiamo che la velocità minima richiesta per trasferire un'energia  $E_R$  al nucleo, che corrisponde alla condizione di backscattering ( $\cos \theta = -1$ ), è:

$$v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu^2}} \quad (2.6)$$

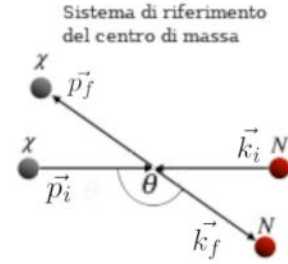


Figura 2.1. Scattering nel CMS

Ad una fissata velocità  $v$ , l'energia di rinculo differenziale è:

$$dE_R = (d \cos(\theta)) \frac{\mu^2}{m_N} v^2 \quad (2.7)$$

Quindi:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{m_N}{\mu^2 v^2} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} \quad (2.8)$$

Assumendo, nel limite non relativistico, che lo scattering sia isotropo in  $\theta$ , e quindi che l'energia di rinculo sia uniformemente distribuita tra 0 e  $E_R^{\max} = \frac{2\mu^2 v^2}{m_N}$ , si ha che:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \text{costante} = \frac{\sigma}{2} \quad (2.9)$$

E dunque:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{m_N}{2\mu^2 v^2} \sigma \quad (2.10)$$

Inserendo adesso l'equazione [2.10](#) all'interno della [2.3](#), otteniamo:

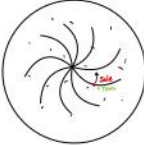
$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{N_A}{A} M_{\text{LAr}} \frac{\rho_0 m_N}{2m_\chi \mu^2} \sigma \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} d^3v \frac{f(v)}{v} \quad (2.11)$$

N.B. Solitamente si normalizza la rate alla massa del target  $\rightarrow \left[ \frac{R}{M_{\text{target}}} \right] = \frac{\# \text{events}}{\Delta T \cdot K_g}$

## 2.2 Input astrofisici

Abbiamo visto, che possiamo assumere per l'alone di materia oscura HALO una distribuzione di velocità  $f(v)$  di Maxwell-Boltzmann. Essa è esprimibile come:

$f(\vec{v}_{\text{DM}}) \propto e^{-\frac{|\vec{v}_{\text{DM}}|^2}{2v_0^2}}$



$$f(v, v_{\text{esc}}) = \frac{1}{k(v_{\text{esc}})} e^{-\frac{|\vec{v} + \vec{v}_E|^2}{v_0^2}} \quad v < v_{\text{max}}$$

lo r.m.s. di  $v$  è calcolabile usando la termodinamica: l'idea è che se abbiamo un gas di DM e un disco rotante di materia ordinaria possiamo legare la velocità di rotazione  $v$  alla velocità media di particelle di DM vmax come  $v^2 = 2 v_{\text{max}}^2$

$$k(v_{\text{esc}}) = k_0 \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-\frac{v_{\text{esc}}^2}{v_0^2}} \right] \quad (2.12)$$

$$k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2}$$

dove  $k(v_{\text{esc}})$  è una costante di normalizzazione dipendente dalla velocità di fuga dalla galassia  $v_{\text{esc}}$ ,  $v_E$  è la velocità terrestre complessiva, unione del moto del sistema Solare verso la costellazione del Cigno e del moto orbitale terrestre (vedere la sottosezione (2.2.6)), e  $v_0$  è la dispersione. Convenzionalmente si assumono validi i seguenti valori, che verranno utilizzati successivamente:  $v_{\text{esc}} = 544 \text{ km/s}$ ,  $v_E = 244 \text{ km/s}$ <sup>1</sup> e  $v_0 = 230 \text{ km/s}$ . (velocità del disco di materia barionica alla posizione del Sole)

Ai fini di ottenere un'espressione il più compatta possibile, definiamo le seguenti quantità:

$$R_0 = \frac{N_A}{A} \frac{\rho_0}{m_\chi} \frac{v_0}{\sqrt{\pi}} \sigma; \quad r = \frac{4m_\chi m_N}{(m_\chi + m_N)^2}; \quad E_0 = \frac{1}{2} m_\chi v_0^2 \quad (2.13)$$

<sup>1</sup>È stato indicato il simbolo di media poiché in realtà come vedremo nella sottosezione (2.2.6), a causa del moto orbitale terrestre,  $v_E$  presenta una dipendenza temporale.

che ci permettono di riscrivere la [2.11](#), in:

$$\frac{dR}{dE_R} = M_{\text{LAr}} \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} d^3v \frac{f(v, v_E)}{v} \quad (2.14)$$

Dalla relazione [2.14](#) possiamo estrapolare quattro casi possibili:

- Caso 1:  $v_E = 0, v_{\text{esc}} = \infty$

In questo caso stiamo considerando il rivelatore terrestre stazionario rispetto al sistema di riferimento galattico e una velocità di fuga infinita. Dunque si ha che  $v_{\max} = \infty$ . La [2.14](#) dà:

$$\frac{dR}{dE_R} = M_{\text{LAr}} \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0}}$$

- Caso 2:  $v_E = 0, v_{\text{esc}} \neq 0$

In questo caso stiamo considerando il rivelatore terrestre stazionario rispetto al sistema di riferimento galattico e una velocità di fuga finita. Dunque si ha che  $v_{\max} = v_{\text{esc}}$ . La [2.14](#) dà:

$$\frac{dR}{dE_R} = M_{\text{LAr}} \frac{R_0}{E_0 r} \left[ e^{-\frac{E_R}{E_0}} - e^{-\frac{v_{\text{esc}}^2}{v_0^2}} \right]$$

- Caso 3:  $v_E \neq 0, v_{\text{esc}} = \infty$

In questo caso stiamo considerando il rivelatore terrestre in moto nel sistema di riferimento galattico con una certa velocità media e una velocità di fuga infinita. Dunque si ha che  $v_{\max} = \infty$ . La [2.14](#) dà:

$$\frac{dR}{dE_R} = M_{\text{LAr}} \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2} v_0}{4 v_E} \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\min} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left( \frac{v_{\min} - v_E}{v_0} \right) \right]$$

- Caso 4:  $v_E \neq 0, v_{\text{esc}} \neq 0$

In questo caso stiamo considerando il rivelatore terrestre in moto nel sistema di riferimento galattico con una certa velocità media e una velocità di fuga

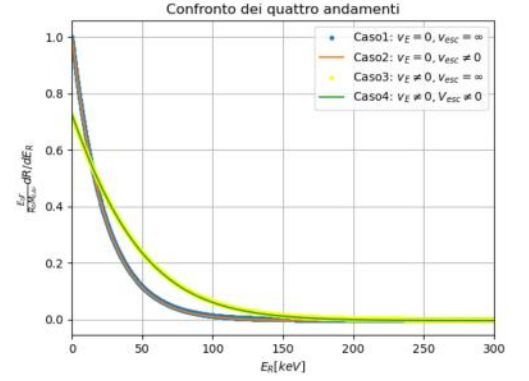


Figura 2.2. Confronto dei 4 casi esposti per  $^{40}\text{Ar}$  e  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$

$$\frac{dR}{dE_R} = M_{\text{LAr}} \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \left\{ \frac{\pi^{1/2} v_0}{4 v_E} \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{\min} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left( \frac{v_{\min} - v_E}{v_0} \right) \right] - e^{-\frac{v_{\text{esc}}^2}{v_0^2}} \right\}$$

### 2.2.1 Confronto grafico dei 4 risultati ottenuti

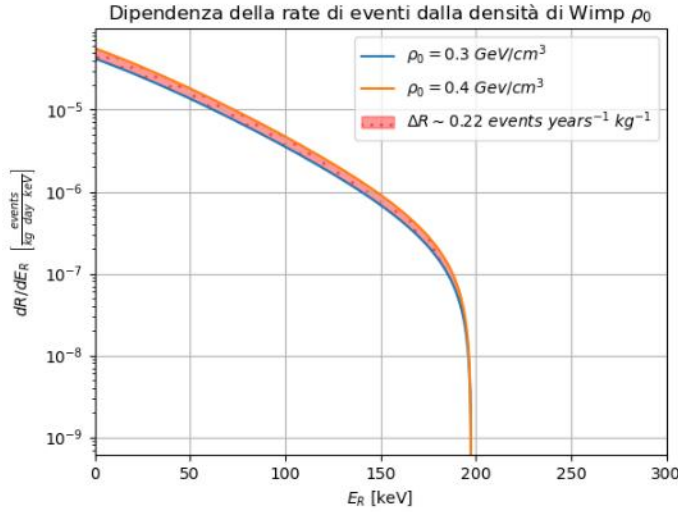
In questo paragrafo, l'obiettivo è quello di confrontare le quattro relazioni esposte in precedenza considerando un nucleo di  $^{40}\text{Ar}$  e una massa  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ , usando i parametri astrofisici ( $v_E, v_{\text{esc}}, v_0$ ) fissati precedentemente. I quattro andamenti sono mostrati nel grafico [2.2](#).

È possibile osservare che assumere una velocità di fuga infinita o finita è irrilevante ai fini del calcolo della rate di eventi. Al contrario, considerare una velocità  $v_E \neq 0$  oppure  $v_E = 0$ , cambia notevolmente il risultato.

### 2.2.2 Dipendenza della rate di eventi dal valore della densità di materia oscura locale $\rho_0$

Molteplici sono le stime indipendenti della densità di materia oscura [\[6\]](#). Tutti i valori finora trovati sono compatibili nel range  $0.3 < \rho_0 \leq 0.4 [\text{GeV}/\text{cm}^3]$ . Vediamo come si

comporta la rate di eventi al variare della  $\rho_0$ , in particolare andando a graficarla nei due estremi.<sup>2</sup> L'andamento è mostrato in figura 2.3. Come atteso dall'equazione

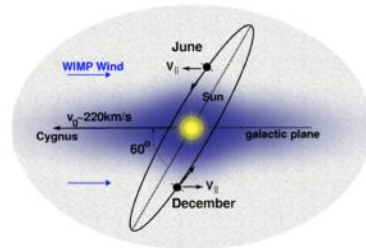


**Figura 2.3.** Dipendenza dalla  $\rho_0$  sotto l'ipotesi di  $m_\chi = 100$  GeV, di  $^{40}\text{Ar}$  come nucleo bersaglio e di  $\sigma = 10^{-38}\text{cm}^2$ .

2.14, la rate di eventi associata alla densità di  $0.4\text{ GeV/cm}^3$  risulta essere maggiore di quella relativa alla densità di  $0.3\text{ GeV/cm}^3$ . Dall'integrazione numerica si stima che la differenza del numero di eventi (normalizzata all'esposizione annuale), per una massa  $m_\chi = 100$  GeV, un nucleo bersaglio di  $^{40}\text{Ar}$  e una  $\sigma = 10^{-38}\text{cm}^2$ , è di  $\Delta R \sim 0.22\text{ evt}/(\text{y kg})$ .

### 2.2.3 Modulazione temporale del segnale

La rate e l'energia di rinculo dipendono fortemente dalla velocità della particella incidente. In base allo SHM la causa principale del moto ordinato di WIMPs, percepito da un osservatore terrestre, deriva dal moto del Sole verso la costellazione del Cigno con velocità  $v_s \approx 220\text{ km/s}$ . C'è da considerare anche il moto di rotazione della Terra attorno al Sole con una velocità  $v_e \approx 30\text{ km/s}$ , la cui componente parallela a  $v_s$  presenta una modulazione annuale: in Estate le due componenti hanno la stessa direzione e quindi la loro sovrapposizione è massima, in Inverno le due componenti hanno direzioni opposte e quindi la loro sovrapposizione è minima.



**Figura 2.4.** “Vento” WIMP e mod. del segnale

<sup>2</sup>Per praticità in questo caso non si è voluto normalizzare la rate alla quantità  $\frac{R_0}{E_0 r}$  per aver modo di fornire una stima quantitativa della differenza di frequenza per esposizione annuale. Si è considerato come in precedenza un nucleo bersaglio di  $^{40}\text{Ar}$  e una massa  $m_\chi = 100$  GeV. La scelta della sezione d'urto  $\sigma$  è stata fissata a  $\sigma = 10^{-38}\text{cm}^2$ , successivamente, nel paragrafo dedicato, verrà spiegato il modo in cui stimarla.

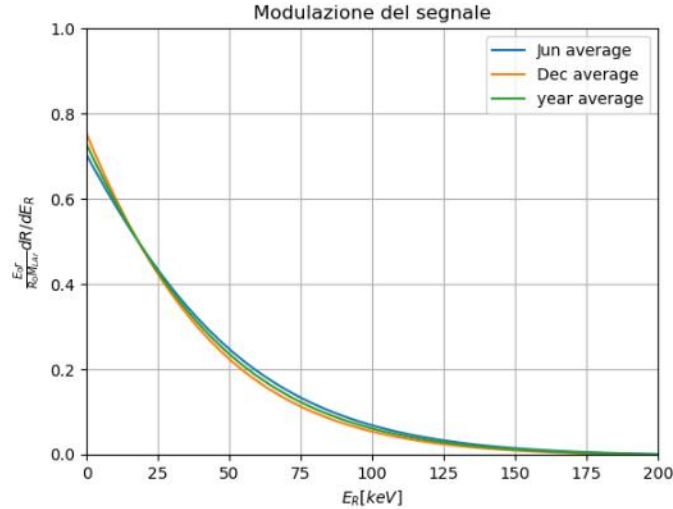
Possiamo modellizzare l'andamento della velocità complessiva  $v_E$  con la seguente relazione:

$$v_E \approx 244 + 15 \sin(2\pi y) \text{ km/s} \quad (2.15)$$

dove  $y$  è il tempo trascorso dal 2 Marzo espresso in anni. Di conseguenza la rate di eventi presenta una modulazione peculiare:

$$\frac{dR}{dE_R} = S_0(E_R) + S_m(E_R) \cos(\alpha(t - t_0)) \quad (2.16)$$

dove  $S_0$  rappresenta la rate differenziale calcolata precedentemente non modulata (generata dal moto verso Cigno),  $S_m$  è l'ampiezza del segnale modulato,  $\alpha = 2\pi/1yr$  è la pulsazione del moto, e  $t_0$  è una fase convenzionalmente fissata, come precedentemente detto, al 2 Marzo. Il segnale modulato ha una ampiezza minore rispetto a quello costante dell'ordine del rapporto tra le due velocità  $O(v_e/v_s) \sim 6\%$ . Andando a graficare la rate mediata nel mese di Giugno, Dicembre, e sull'intero anno otteniamo l'andamento mostrato in figura [2.5](#). Il rapporto relativo delle rate ricavate



**Figura 2.5.** Modulazione del segnale: è stata mediata la rate nel mese di Giugno, Dicembre e sull'intero anno.

rispetto alla rate mediata sull'intero anno è di circa 1.03 per il mese di Giugno e 0.97 per il mese di Dicembre. Per semplicità, in tutte le successive simulazioni, verrà considerata la rate mediata sull'intero anno.

### 2.3 Correzione dovuta al fattore di forma nucleare

La lunghezza d'onda di De Broglie associata all'impulso trasferito va come  $\lambda = \frac{\hbar}{q}$ . Per piccoli impulsi tali che  $\lambda > R_{\text{nucleo}}$ , la WIMP diffonde coerentemente con l'intero nucleo. Contrariamente, per i valori di  $q$  tali che  $\lambda < R_{\text{nucleo}}$  solo una parte di nucleo partecipa all'interazione e lo scattering inizia a vedere la struttura nucleare, con conseguente diminuzione della sezione d'urto effettiva. Pertanto, per rappresentare la possibile perdita di coerenza, dobbiamo introdurre un fattore di forma  $0 < F < 1$ ,

funzione della quantità adimensionale  $qr_n/\hbar$ , dove  $q$  è l'impulso trasferito ottenibile dall'inversione della [2.5](#) e  $r_n$  è il raggio nucleare effettivo, tale che:

$$\boxed{\sigma = \sigma_0 F^2(qr_n)} \quad (2.17)$$

dove  $\sigma_0$  è la sezione d'urto ad impulso trasferito nullo (caso ideale di massima coerenza).

Nell'approssimazione ad onde piane alla Born, il fattore di forma equivale alla trasformata di Fourier della distribuzione spaziale nucleare  $\rho_{\text{nucl}}(r)$ :

$$F(q) = \frac{1}{A} \int \rho_{\text{nucl}}(r) e^{iq \cdot r} d^3r \quad (2.18)$$

normalizzata in modo tale che  $F(0) = 1$ . Generalmente, si assume che la distribuzione spaziale nucleare, più difficile da sondare, sia equivalente alla distribuzione di carica dei protoni, la quale può essere estratta precisamente in maniera indipendente attraverso spettroscopia atomica con scattering elettronico o muonico. Il modello più realistico che fitta bene i dati sperimentali è la distribuzione di Fermi a due parametri (distribuzione di Woods-Saxon):

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right]^{-1} \quad (2.19)$$

in cui  $c$  è il valore (punto di flesso) ed  $a$  rappresenta la diffusività della superficie nucleare (nel limite in cui  $a$  tende a 0 la  $\rho(r)$  tende ad una funzione a gradino).

Poiché non esiste un'espressione analitica della trasformata di Fourier della [2.19](#), per gli studi sulla materia oscura si adotta la distribuzione di Helm [\[7\]](#), convoluzione di una distribuzione di carica uniforme ed una distribuzione gaussiana<sup>3</sup>:

$$\rho(r) = \int \rho_U(r') \rho_G(r-r') d^3r' \quad (2.20)$$

dove:

$$\rho_U(r) = \begin{cases} \frac{3Z}{4\pi r_n^3} & 0 < r < r_n \\ 0 & r < 0 \text{ o } r > r_n \end{cases} ; \quad \rho_G(r) = \frac{1}{(2\pi s)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{2s^2}} \quad (2.21)$$

Applicando il teorema della convoluzione, il fattore di forma di Helm, che vale per interazioni indipendenti dallo spin, è:

$$\boxed{F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \cdot e^{-\frac{(qs)^2}{2}}} \quad (2.22)$$

<sup>3</sup>L'idea di Helm nasce dal fatto che non è fisicamente possibile avere un taglio infinitamente netto sulla distribuzione di carica nucleare, (come è evidente dagli andamenti sperimentali fittati bene dalla distribuzione di Fermi), cosa che invece avviene se si assume una distribuzione di carica uniforme tra 0 e  $r_n$  (approssimazione di sfera solida). La presenza della distribuzione gaussiana, attraverso il parametro  $s$ , garantisce infatti un andamento più smooth della densità di carica sul bordo nucleare.

dove  $s$  quantifica lo smoothing sul bordo nucleare, e  $j_1$  è la funzione sferica di Bessel. Dalla strategia usata da Lewin-Smith [8], per determinare i parametri di interesse, inserita in appendice A, si ottiene:

$$r_n = \sqrt{c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2} \quad (2.23)$$

dove:

$$a \approx 0.52 \text{ fm} \quad c \approx (1.23A^{1/3} - 0.60)\text{fm} \quad s \approx 0.9 \text{ fm} \quad (2.24)$$

E da un fit sperimentale sul modello  $r_n = a_n A^{1/3} + b_n$  si ottiene:

$$r_n \approx 1.14A^{1/3} \quad (2.25)$$

che fornisce un buon accordo per la maggior parte degli  $A$ .

Per interazioni dipendenti dallo spin, invece, convenzionalmente si prende in considerazione il fattore di forma di Engel [9], definito come:

$$F^2(qr_n) = \begin{cases} j_0^2(qr_n) & qr_n < 2.55, qr_n > 4.5 \\ 0.047 & 2.55 \leq qr_n \leq 4.5 \end{cases} \quad r_n = 1.00A^{1/3} \quad (2.26)$$

### 2.3.1 Analisi grafica dei fattori di forma

Dall'analisi grafica del fattore di forma nucleare, possiamo vedere e quantificare "parzialmente" [4] l'importanza della scelta del giusto nucleo bersaglio. Sono stati confrontati gli andamenti per il nucleo di  $^{40}\text{Ar}$  e per il nucleo di  $^{131}\text{Xe}$  [5]. Gli andamenti ottenuti sono mostrati in figura 2.6. In particolare è stato osservato che, nella regione energetica di interesse (evidenziata in rosso) [6], a parità di energia trasferita, il fattore di forma del nucleo di argon è maggiore di quello dello xenon. Ciò è uno dei motivi per cui è conveniente adottare il nucleo di  $^{40}\text{Ar}$  piuttosto che quello dello  $^{131}\text{Xe}$ .

## 2.4 Correzione dovuta al termine di interazione

Siccome l'interazione di una WIMP con materia barionica è a priori sconosciuta, il potenziale di interazione WIMP-nucleo è scrivibile come la somma di 2 contributi: uno indipendente dallo spin del nucleo interagente (SI) e il secondo dipendente da esso (SD).

<sup>4</sup>È doveroso sottolineare che la scelta del più conveniente nucleo bersaglio è l'unione di molteplici aspetti, che vanno dall'attività radioattiva non trascurabile delle specie isotopiche, al potere discriminatorio che un nucleo può avere, necessario per discriminare un evento voluto da un evento di fondo.

<sup>5</sup>Il nucleo di  $^{131}\text{Xe}$ , avendo uno spin diverso da zero, necessita del fattore di forma di Hengel.

<sup>6</sup>La regione è stata individuata calcolando l'energia massima trasferibile dalla particella WIMP  $E_R^{\max} = \frac{2\mu^2 v^2}{m_N}$ , uguale a circa 280 keV per  $^{40}\text{Ar}$  (linea rossa), e 350 keV per  $^{131}\text{Xe}$  (linea verde), ipotizzando una massa specifica WIMP  $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ . Il limite inferiore del range è stato fissato a 0 keV, tuttavia, in realtà, a causa della presenza di una certa energia di soglia nel processo di rivelazione, questo valore sarà necessariamente diverso da zero.

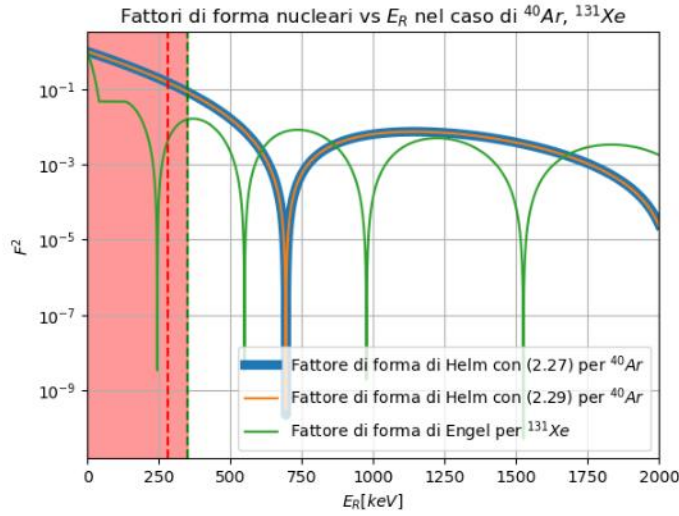


Figura 2.6. Confronto del fattore di forma nucleare di  $^{40}\text{Ar}$  e  $^{131}\text{Xe}$

Quindi, calcolando la sezione d'urto differenziale mediante la regola d'oro di Fermi, otteniamo che la sezione d'urto differenziale è scrivibile come la somma di due contributi:

$$\sigma = \sigma_{\text{SI}} + \sigma_{\text{SD}} \quad (2.27)$$

Scrivendo tale equazione in modo esplicito, otteniamo che:

$$\sigma = \left[ \sigma_{\text{SI}}^0 F_{\text{SI}}^2(qr_n) + \sigma_{\text{SD}}^0 F_{\text{SD}}^2(qr_n) \right] \quad (2.28)$$

È possibile determinare le sezioni d'urto nucleari  $\sigma_{\text{SI}}^0$  e  $\sigma_{\text{SD}}^0$  (ad impulso trasferito nullo) come:

$$\text{int. assiale : } (\bar{\chi} \gamma^\mu \chi)(\bar{q} \gamma^\mu q) \longleftrightarrow \sigma_{\text{SI}}^0 = \sigma_n \frac{\mu^2}{\mu_n^2} A^2 \longrightarrow \text{Solitamente si normalizza tutto su } A^2 \text{ in modo tale da poter confrontare pi\u00f9 esperimenti con target diversi} \quad (2.29)$$

$$\text{int. vettore : } (\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi)(\bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q) \longleftrightarrow \sigma_{\text{SD}}^0 = \sigma_n \frac{\mu^2}{\mu_n^2} C J(J+1) \quad (2.30)$$

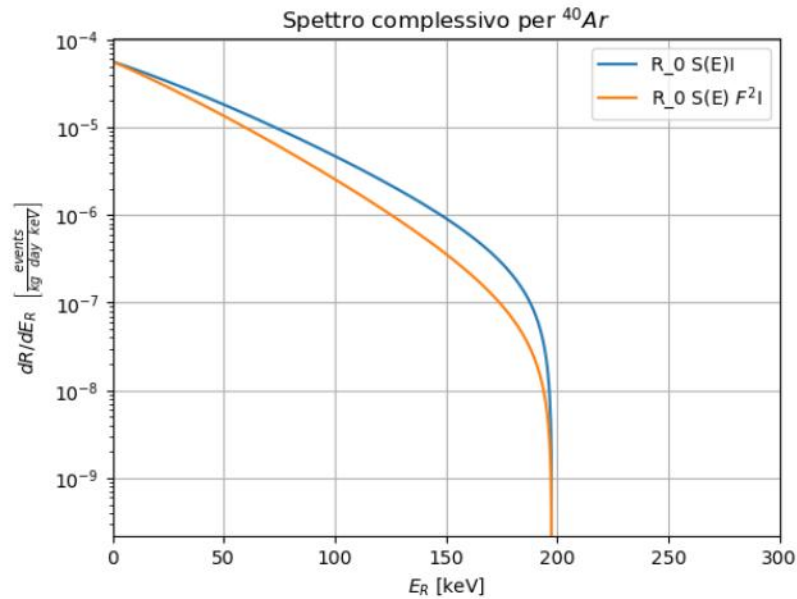
dove  $\sigma_n$  è la sezione d'urto WIMP-nucleone,  $\mu_n$  è la massa ridotta WIMP-nucleone,  $A$  è il numero di massa del nucleo bersaglio,  $C$  è un fattore che dipende dai dettagli della struttura del nucleo e  $J$  è il momento angolare nucleare. Nel nostro caso, avendo un nucleo di argon come bersaglio (spin totale nullo), siamo interessati al caso SI. Quindi:

$$\sigma = \left( \sigma_{\text{SI}}^0 F_{\text{SI}}^2(qr_n) \right) \quad (2.31)$$

Dove il fattore di forma  $F_{\text{SI}}$  corrisponde al fattore di forma di Helm ricavato nella sezione precedente (2.22).

La stima della sezione d'urto WIMP-nucleo (2.31) si basa quindi fortemente sull'ipotesi che facciamo sulla sezione d'urto WIMP-nucleone  $\sigma_n$  dipendente dal modello particellare preso in considerazione, e dalla massa  $m_\chi$ .

Nelle simulazioni presenti in questo documento, è stata fissata la sezione d'urto WIMP-nucleone a  $\sigma_n = 10^{-44} \text{cm}^2$  (compatibile con le predizioni del neutralino



**Figura 2.7.** Spettro complessivo e confronto con quello non corretto dal fattore di forma, nell'ipotesi di  $m_\chi = 100$  GeV,  $^{40}\text{Ar}$  come bersaglio e  $\sigma_n = 10^{-44}\text{cm}^2$ .

supersimmetrico (SUSY) [10]), che porta ad avere, considerando una massa  $m_\chi = 100$  GeV e un nucleo di  $^{40}\text{Ar}$  come bersaglio, una sezione d'urto WIMP-nucleo  $\sigma_{\text{SI}}^0 \approx 10^{-38}\text{cm}^2$ .

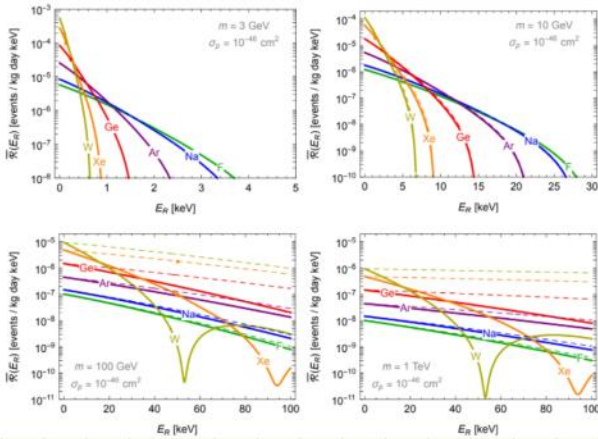
## 2.5 Spettro complessivo

Andando a graficare lo spettro complessivo atteso, unione della rate base e delle correzioni precedentemente descritte, e confrontandolo con lo spettro non corretto dal fattore di forma, otteniamo l'andamento mostrato in figura 2.7.

Come ci aspettavamo la rate corretta con il fattore di forma, ad energia fissata, risulta essere minore di quella non corretta. Integrando la rate complessiva da 0 a  $E_{\text{max}}$  si stima che il numero di eventi su esposizione annuale, nell'ipotesi di  $m_\chi = 100$  GeV,  $^{40}\text{Ar}$  come bersaglio e  $\sigma_n = 10^{-44}\text{cm}^2$ , è di circa  $0.840\text{ evt}/(\text{y kg})$ , mentre la rate non corretta fornisce un valore di  $0.876\text{ evt}/(\text{y kg})$ . Si stima quindi che la differenza delle 2 rate integrate è di circa  $\Delta R \approx 0.036\text{ evt}/(\text{y kg})$ .

Lo spettro del segnale WIMP per differenti elementi target e' il seguente:

Exponential-like shape, increasing at low E (similar to many bkg...)



• N.B.  $\bar{R}(E_R) \equiv \frac{dR}{dE_R}(E_R)$

• La sezione d'urto e' assunta essere dello stesso ordine di grandezza di quella del  $\nu$  e sono stati determinati 4 plot per 4 masse diverse di  $m_\chi$ .

Come possiamo osservare piu' leggero e' il target piu' alta e' l'energia di rincolo raggiungibile (vedi 1° grafico) e questo poiche' e' piu' semplice trasferire energia cinetica. Con una WIMP piu' pesante tutte le curve sono shiftate verso energie sempre piu' alte e quindi anche elementi piu' pesanti iniziano ad avere un'energia di rincolo massima piu' alta.

Quindi quando decidiamo il materiale bersaglio dobbiamo decidere in anticipo su quale regione di massa concentrarsi:

- per una WIMP pesante e' meglio usare un target pesante in modo tale da avere un'energia massima non troppo alta e garantire quindi un fattore di forma ragionevolmente vicino ad 1.
- per una WIMP leggera e' meglio usare un target leggero, poiche' altrimenti dovremmo avere un detector sensibile all'eV.

Quindi negli esperimenti filteremo i conteggi misurati in funzione di  $E_R$  con tali curve. I parametri di fitting ci forniranno informazioni su  $m_\chi$  e  $\sigma$ . Se non osserviamo nulla possiamo solo fornire un limite superiore alla sezione d'urto di interazione (curve di esclusione)

Questo spettro di segnale WIMP e' terribile: e' praticamente un esponenziale (non ci sono picchi) ed e' quindi confondibile con il background, la cui gestione e' di vitale importanza.

## BACKGROUND

## RADIOATTIVITA'

La prima sorgente di background e' la radioattivita' ambientale. Tutto cio che ci circonda anche se in minima parte puo' essere radioattivo. Per esempio:

- Le banane sono radioattive per  $^{40}\text{K}$  che emette  $\gamma$  con  $E \sim 1461 \text{ KeV}$
- Noi stessi siamo radioattivi principalmente per  $^{40}\text{K}$
- L'aria stessa, contenendo vari gas nobili (come Radon) e' radioattiva.



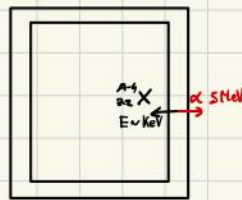
Questo ci fa capire che nella fase di costruzione di un esperimento di D.M. la scelta dei materiali e' fondamentale. Allo stesso modo e' cruciale stare attenti a come ci lavoriamo poiche' c'e' il rischio di contaminare un materiale che prima magari era pulito. Per capire bene la radioattivita' dobbiamo studiare i decadimenti nucleari:

Decay Type	Radiation Emitted	Generic Equation	Model
Alpha decay	${}^4_2\alpha$	${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X' + {}^4_2\alpha$	
Beta decay	${}^0_{-1}\beta$	${}^A_ZX \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X' + {}^0_{-1}\beta + \bar{\nu}_e$	
Positron emission	${}^0_{+1}\beta$	${}^A_ZX \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X' + {}^0_{+1}\beta + \nu_e$	
Electron capture	X rays	${}^A_ZX + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X' + X\text{ ray} + \nu_e$	
Gamma emission	${}^0_0\gamma$	${}^A_ZX^* \xrightarrow{\text{Relaxation}} {}^A_ZX + {}^0_0\gamma$	

Gamma emission does not exist per se, it follows other decays

## Decadimenti $\alpha$ :

- Le particelle interessate sono  ${}^4_2\text{He}$  ( $\alpha$ ),  ${}^{A-4}_{Z-2}X$ .
- Decadimento esterno all'apparato : nessun problema poiché le  $\alpha$  sono facilmente schermabili
- Decadimento interno all'apparato (tipicamente nelle pareti) : più problematico
  - ${}^4_2\text{He}$  ( $\alpha$ ) : è un problema minore in quanto la sua energia è dell'ordine del MeV, ben distante dalla scala energetica di interesse del  $\sim \text{keV}$ . Questo ci permette di eliminare tali conteggi eseguendo un cut di selezione. Tuttavia l' $\alpha$  può benissimo arrivare nell'apparato con un'energia degradata a causa della perdita di energia per ionizzazione nella parete e quindi trovarsi nel range energetico di interesse. Tuttavia, a causa del range molto piccolo  $\sim \mu\text{m}$  ( $\alpha$  interagiscono forte) le  $\alpha$  genereranno conteggi molto vicino alle pareti, conteggi che possono essere eliminati (in fase di analisi) dopo la scelta di un certo volume attivo. (nel quale l'evento deve trovarsi per non essere scartato).
  - ${}^{A-4}_{Z-2}X$  è invece un problema maggiore in quanto la sua energia (di rinculo) è dell'ordine del keV e se il decadimento è tale da farlo arrivare nel volume target può generare falsi conteggi nel range energetico della DN. (che spesso vengono eliminati con il metodo di fiducializzazione descritto poco fa)



## Decadimenti $\beta^-/\beta^+$

- Le particelle interessate sono gli elettroni / positroni ( $e^-/e^+$ ).
- Decadimento esterno all'apparato : nessun problema in quanto gli  $e^-/e^+$  viaggiano poco nei materiali e quindi sono facilmente schermabili.
- Decadimento interno all'apparato : se l' $e^-/e^+$  riesce ad arrivare nel volume attivo se nessun altro processo accade, genererebbe un conteggio in quanto l'apparato lo vedrebbe come uno degli  $e^-/e^+$  prodotti dal nucleo ricolante. In questo caso il conteggio può essere eliminato eseguendo anche qui un cut di selezione sull'energia in quanto  $E_e$  può raggiungere energie  $\sim \text{MeV}$ . Tuttavia è bene ricordare che lo spettro energetico è continuo e  $E_e$  può andare da 0 a qualche MeV (quindi potrebbe trovarsi nella regione energetica di interesse).

Cattura elettronica: (Vedi NuclearPhysics per maggiori dettagli)

• Le particelle interessate sono i  $\gamma$  (raggi  $\gamma$ ) con un'energia  $\sim$  keV e quindi potrei osservare un picco nella mia regione energetica di interesse

curiosità: unica sorgente di  $\gamma$  monocromatici che abbiamo

Decadimenti  $\gamma$ :

Un decadimento  $\gamma$  non esiste da solo ma avviene dopo uno dei decadimenti precedenti quando un nucleo figlio si ritrova in uno stato eccitato e si diseccita.

La particella di interesse è chiaramente il  $\gamma$ . Solitamente tale fotone ha un'energia dell'ordine del MeV. Se tale  $\gamma$  fa effetto Compton può darmi fastidio in quanto lo spettro dell'e uscente è continuo e può arrivare quindi anche ad energie nel range di interesse e questo mi genera un fondo


Quindi è importante ricordare che dobbiamo tener conto di tutti i materiali che compongono il detector e se dovessimo osservare un picco inaspettato andremo a controllare nel seguente database se esiste un isotopo con una particolare energia di emissione che coincida con quello che osserviamo


<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/index.asp>

**The Lund/LBNL Nuclear Data Search**  
Version 2.0, February 1999

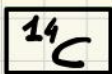
S.Y.F. Chu<sup>1</sup>, L.P. Ekström<sup>1,2</sup> and R.B. Firestone<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LBNL, Berkeley, USA  
<sup>2</sup> Department of Physics, Lund University, Sweden

 **WWW Table of Radioactive Isotopes**  
Radiation search  
Nuclide search  
Atomic data (X-rays and Auger electrons, very preliminary!)  
Periodic chart interface to the nuclides  
Summary drawings for A=1-277 (PDF)  
Nuclear charts (PDF, 333 kbyte)  
Database status

 **Table of Isotopes (ToI)**  
About this service  
ToI home page

Adesso andiamo a vedere quali sono i radionuclidi più famosi.



- Tale isotopo del carbonio è presente soprattutto nei detector che usano scintillatori organici
- Decade  $\beta^-$ :  $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e + 156 \text{ keV}$  (Q val e relativamente piccolo)
- Tempo di dimezzamento: 5730 y (siccome abbiamo un  $\sim$  numero di Avogadro di questi isotopi abbiamo comunque molti decadimenti al secondo).
- Abbondanza relativa: 1 parte per trillione  $1/10^9$

- Curiosita: il  $^{14}\text{C}$  e' usato per eseguire la datazione di resti organici antichi. Dunque, la produzione di nuovo  $^{14}\text{C}$  avviene regolarmente negli strati alti dell'atmosfera per la cattura di neutroni termici (componenti secondari dei raggi cosmici) da parte dell'azoto  $^{14}\text{N}$ .



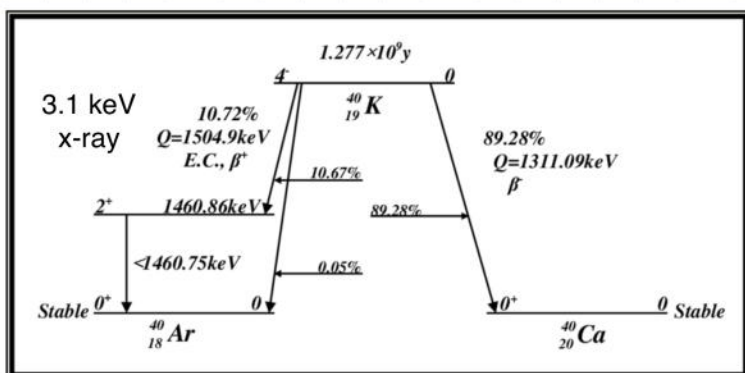
Quindi il processo di decadimento piu' questo di produzione fa si che nell'atmosfera ci sia una concentrazione costante di  $^{14}\text{C}$ . (che e' solitamente legato a O sottoforma di  $\text{CO}_2$ ).

Tutti gli organismi viventi scambiano continuamente carbonio con l'atmosfera (attraverso respirazione o fotosintesi). Di conseguenza, finche' l'organismo e' vivo la concentrazione di  $^{14}\text{C}$  si mantiene costante e uguale a quella che c'e' nell'atmosfera. Quando l'organismo non e' piu' in vita, lo scambio di  $^{14}\text{C}$  termina e per effetto del decadimento la concentrazione di  $^{14}\text{C}$  diminuirà nel temp. Quindi possiamo stimare la sua vita come

$$C = C_0 e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} \rightarrow \Delta t = -\tau \ln\left(\frac{C}{C_0}\right)$$

## 40K

- Il  $^{40}\text{K}$  e' rilevante per tutti gli esperimenti di D.M.
- Abbondanza relativa:  $\sim 0.01\%$ .
- Tempi di dimezzamento:  $T_{1/2} \sim 1.2 \cdot 10^{10} \text{ y}$
- Processi: i processi che lo coinvolgono sono i seguenti:

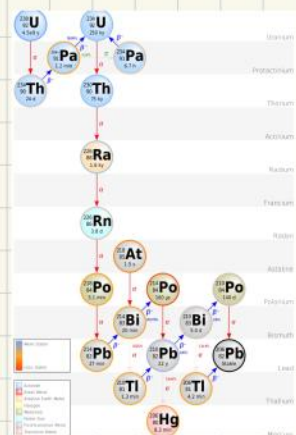


- Sulla sinistra abbiamo la cattura elettronica con conseguente emissione di  $\gamma$  BR  $\sim 11\%$ .
- Sulla destra abbiamo il decadimento  $\beta^-$  BR  $\sim 89\%$ .

- Dove si trova: E' presente nella crosta terrestre, acqua, rocce, ... ovunque.
- Curiosita: Costituisce inoltre il 20% del calore radiogenico che viene emanato dal suolo.

## 238U

- Abbondanza relativa:  $\sim 99\%$ .
- Tempi di dimezzamento:  $T_{1/2} \sim 4.5 \cdot 10^9 \text{ y}$
- Processi: siccome il nucleo instabile e' molto pesante, prima di arrivare alla stabilita' ci sara' una catena di decadimenti generati di volta in volta dai nuclei figli instabili:
  - tra i vari nuclei figli problematici abbiamo:
    - ▶  $^{226}\text{Rn}$  difficile da fermare (gas nobile)
    - ▶  $^{210}\text{Pb}$  ha un Qvalue  $\sim \text{Kev}$  e quindi e' responsabile di uno spettro continuo di bg nella regione di interesse.

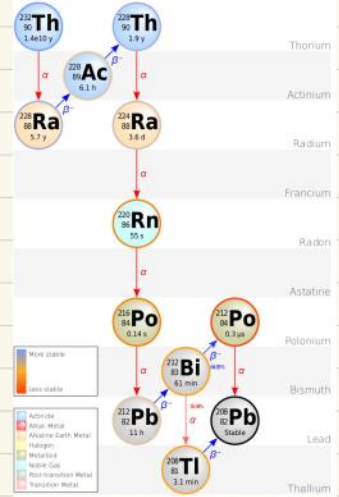


(n.b. in virtù di questo dobbiamo stare attenti anche al  $^{210}\text{Pb}$  che potrebbe essere presente negli schermatori passivi (di raggi  $\gamma$ ).  $\text{Pb}$  molto economico).  
 $^{210}\text{Po}$  si appiccica alle superfici ed è difficile da rimuovere

- Dove si trova: è presente in 1ppm nella crosta terrestre e quindi nelle rocce, minerali che estraiamo con cui costruiamo.
- Curiosità: Costituisce il 40% del calore radiogenico emanato dal suolo



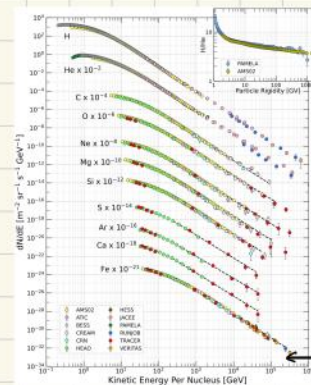
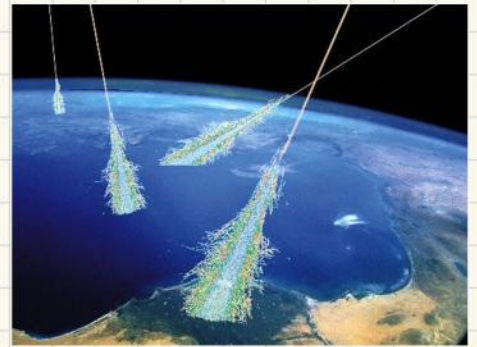
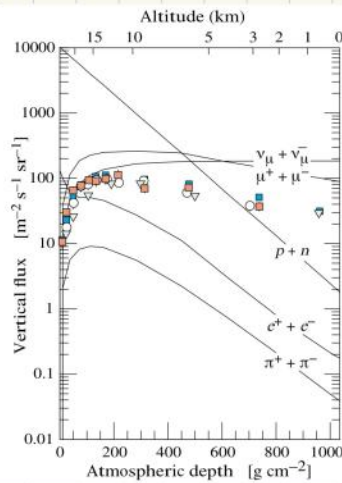
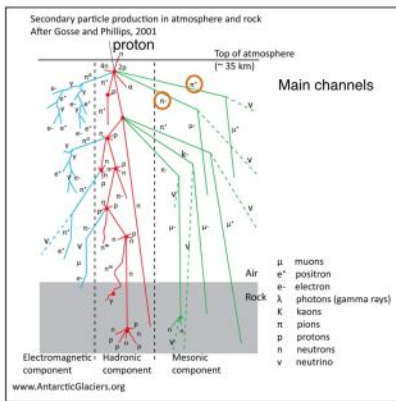
- Abbondanza relativa:  $\sim 100\%$
- Tempo di dimezzamento:  $T_{1/2} \sim 14 \cdot 10^9 \text{ y}$
- Processi: siccome il nucleo instabile è molto pesante, prima di arrivare alla stabilità ci sarà una catena di decadimenti generati di volta in volta dai nuclei figli instabili:
  - tra i vari nuclei figli problematici abbiamo
    - ▶  $\text{Rn}$  difficile da fermare (gas nobile)
    - ▶  $\text{Ti}$  decade  $\beta^-$  e produce un  $e^-$  che mi fa fondo



- Dove si trova: è presente in 3ppm nella crosta terrestre e quindi nelle rocce, minerali che estraiamo con cui costruiamo.
- Curiosità: Costituisce il 40% del calore radiogenico emanato dal suolo

**RAGGI COSMICI**

Oltre la radioattività ambientale abbiamo anche i raggi cosmici: particelle massive che sciamando nell'atmosfera producono  $\pi^+$  che decadono in  $\mu^+$  che arrivano nel nostro apparato.



Si raggiungono energie molto alte

I raggi cosmici sono composti principalmente da protoni e nuclei pesanti. Qui a destra viene mostrata la composizione e i relativi spettri.

I  $\mu$  che arrivano in superficie con un flusso di  $10^6$  conteggi  $\frac{m^2 \cdot \text{hour}}$  possono interagire con l'apparato, fare una cascata e produrre  $\gamma$  che mi fanno background.

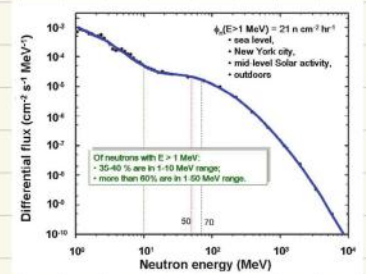
## NEUTRONI VELOCI

I neutroni veloci sono uno dei background più difficili da eliminare. Si comportano infatti in un modo molto simile alle WIMP: sono neutri, massivi e fanno scattering elastico lasciando un segnale praticamente indistinguibile dalla WIMP. Oltretutto avendo una lunga distanza penetrativa possono facilmente entrare nel volume attivo.

Tuttavia i neutroni interagiscono forte  $\sigma_n \sim 1b$  ( $\sigma_x \sim 10^{-10} pb$ ) e quindi sono capaci di interagire più volte nello stesso tempo. Questo ci permette di capire a posteriori se il segnale è da parte di un neutrone o di una  $x$ .

Possono essere generati da diversi processi:

- Fissione spontanea di U e Th
- Spallazione nucleare da parte dei  $\mu$  cosmici
- Reazione  $\alpha$ -n (interazione tra  $\alpha$  e nucleo di U o Th, ...)



Siccome i neutroni producono lo stesso segnale delle WIMP, spesso sono usati per calibrare il rivelatore.

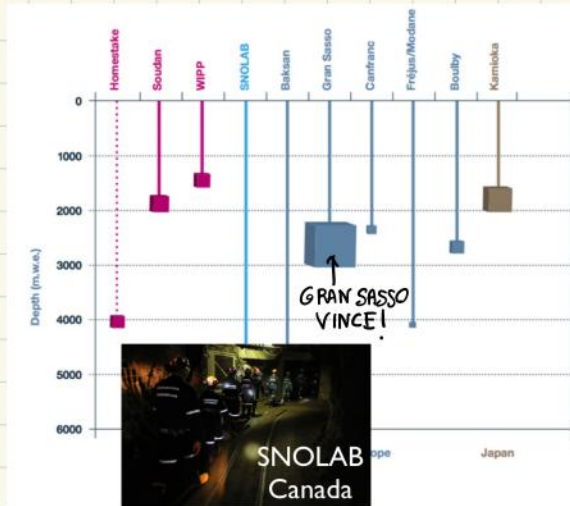
Il sistema di schermaggio più usato fa uso di sistemi veto ad acqua/acqua pesante che rallentando i neutroni favoriscono una maggiore probabilità di cattura neutronica.

## NEUTRONI LENTI

I neutroni lenti non sono problematici quanto quelli veloci poiché non possiedono una sufficiente energia cinetica per interagire e produrre segnale. Tuttavia potrebbero essere catturati da qualche nucleo portando alla creazione di isotopi radioattivi.

## AN UNDERGROUND SOLUTION TO $\mu$ PROBLEM

Per schermare passivamente i nostri apparati dai  $\mu$  prodotti dai raggi cosmici che comporterebbero a numerosi segnali non voluti:  $\gamma$  generati dalle cascate e n generati per spallazione si sceglie di mettere l'intero apparato sotto terra.



Come vediamo ci sono numerosi esperimenti in funzione sottoterra con grandezze differenti. La maggior parte sono vecchie miniere o miniere.

Ai laboratori del Gran Sasso il flusso di  $\mu$  è ridotto da  $10^6 \frac{\mu}{m^2h}$  a  $1 \frac{\mu}{m^2h}$  → **attenuazione di  $10^6$ !**

Qual è il laboratorio migliore? :)

Più profondo è il lab. più grande è la soppressione. Per poter comparare i laboratori, siccome ognuno di loro ha materiali di shielding differenti, tutto il quantitativo di materiale è **normalizzato in metri equivalenti di acqua.**

Per esempio al Gran Sasso si è 1.5 Km sotto la montagna e questo è equivalente a 2.5 Km di acqua.

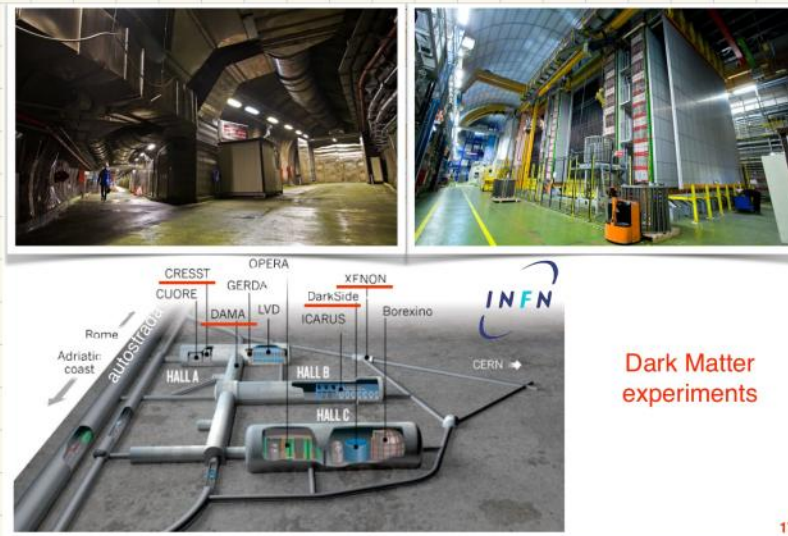
Avere un buon accesso al laboratorio è importante: sia per i ricercatori sia per trasportare nuovi rivelatori. Al Gran Sasso è semplice: i laboratori sono accessibili direttamente dall'autostrada (1h di guida da Fiumicino).

La situazione dei laboratori in Europa è la seguente:

Laboratory	LNGS	LSC	LSM	Boulby
Country	Italy	Spain	France	UK
Depth (m.w.e)	3600	2450	4800	2820
Muon Flux ( $\mu/m^2/s$ )	$3 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-3}$	$5 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-4}$
Volume ( $m^3$ )	180000	8250	3500	4000
Access	Road	Road	Road	Shaft
Personnel	O(100)	O(10)	O(10)	O(5)
DM Experiments*	8	2	3	1

**Table 12:** Main features of the large European underground laboratories hosting DM experiments: Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), Laboratorio Subteraneo de Canfranc (LSC), Laboratoire Subterrain de Modane (LSM), and Boulby Underground Laboratory (Boulby). \*Only projects running or under commissioning.

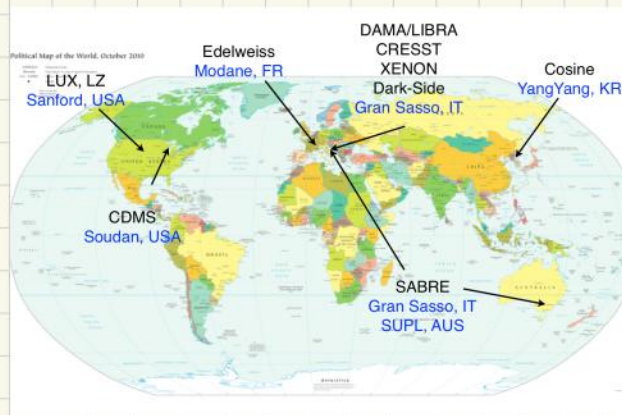
## IMMAGINI INTERNE E MAPPA DEI LNGS



Dark Matter experiments

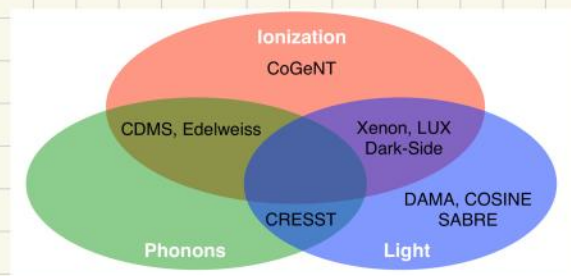
17

## LABORATORI UNDERGROUND NEL MONDO



La maggior parte degli esperimenti è localizzata nell'emisfero superiore

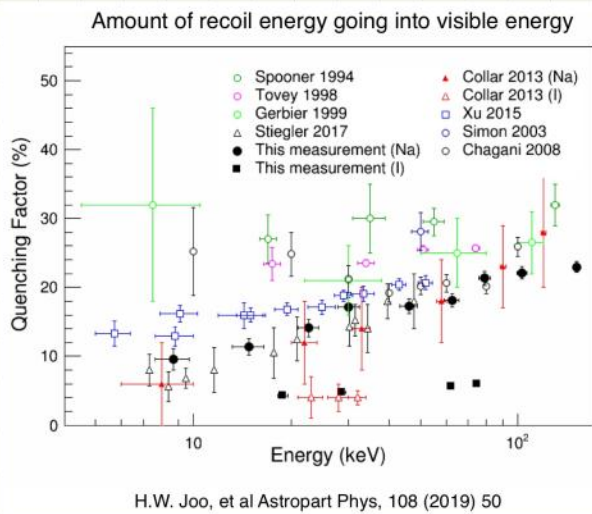
A seconda di quale rivelatore usiamo dobbiamo capire come convertire  $E_e$  in qualcosa di osservabile



## QUENCHING FACTOR

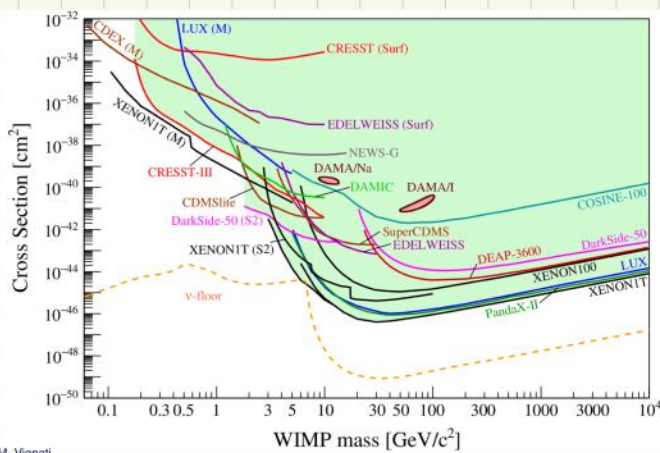
Il principale processo a cui siamo interessati è il nuclear recoil. In un nuclear recoil una frazione dell'energia andrà sotto forma di ionizzazione/scintillazione e una frazione sotto forma di calore (fononi). In un electron recoil quasi tutta l'energia è usata per ionizzazione/scintillazione e la perdita di energia per calore è quasi assente. L'obiettivo del processo di calibrazione è capire quanta energia siamo in grado di rivelare da un nuclear recoil. Per farlo usiamo una sorgente di  $\gamma$  (ER) e una sorgente di neutroni (NR) alla stessa energia e calcoliamo il rapporto tra le 2 energie misurate:

$$QF = \frac{E_n}{E_\gamma}$$



- Quello che abbiamo qui è il Quenching factor in funzione dell'energia vera di nuclear recoil
- Per esempio a 100 KeV solo il 20% dell'energia va nel canale visibile
- Ad energie più basse la frazione di energia che va nel canale visibile è più bassa e quindi la sensibilità del detector è ridotta a basse energie.

## OVERVIEW DEI LIMITI DI ESCLUSIONE DEGLI ESPERIMENTI DAL 2021 AD OGGI



Se la WIMP fosse nella regione sopra queste linee gli esperimenti relativi le avrebbero dovute vedere. Quindi siccome non è stato visto nulla esse rappresentano i "confini" sopra i quali possiamo escludere al 90% di CL la presenza di WIMP

Ad alte energie le curve aumentano con l'energia ed è dovuto al fatto che la sezione d'urto aspettata è più piccola ad alte energie

Infatti sappiamo che  $\rho = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$  quindi più alta è la massa più piccolo sarà il numero di WIMP e quindi un flusso minore. Per questo ad alta massa la sezione d'urto aspettata è più bassa.

Notiamo che in esperimenti a scintillatori liquidi come DSSO sono in grado di sondare nuclear recoils sopra un range di massa ampio (ed a alta massa). Loro sono in grado di escludere la regione dove ci si aspetta il "WIMP miracle".

Per sondare regioni a bassa massa il N.R. aspettato sarà più piccolo e se non abbiamo una threshold energetica sufficientemente piccolo non saremo in grado di rivelarlo. Quindi

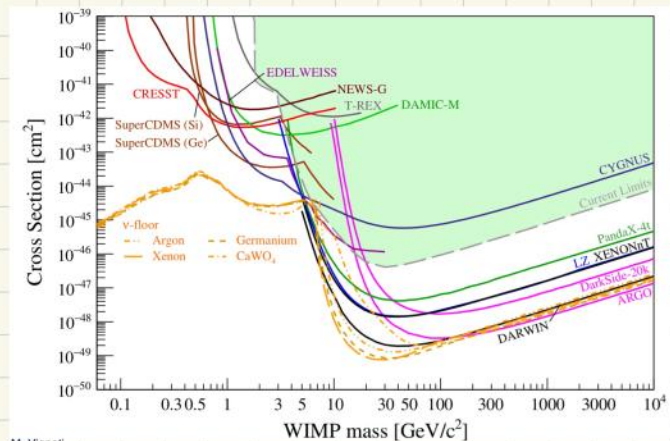
sulla sinistra la sensibilità sulla sezione d'urto è più povera poiché il N.R. è aspettato essere sotto soglia (la maggior parte delle volte). A livello pratico per sondare regioni a bassa massa vengono usati detector non troppo grandi (in quanto il flusso aspettato è quindi il numero di eventi è grande) e sensori allo stato solido con bassa energia di threshold in ambiente usualmente criogenico.

Questa procedura di esclusione si fermerà ad un certo punto quando si raggiungerà il fondo di nuclear recoil dovuti ai neutrini i quali rappresentano un fondo ineliminabile e indistinguibile.

Per comparare i vari risultati abbiamo bisogno di un'ipotesi teorica comune: viene assunto che le WIMP interagiscono debolmente attraverso nuclear recoils. Combinando tutte le curve generiamo un'unica regione esclusa (di colore verde).

Possiamo osservare che i risultati di DAMA dovuti alla modulazione annuale, presentati dalla collaborazione in modalità "model independent" se interpretati sotto l'ipotesi WIMP otteniamo una regione che si trova esattamente nella zona esclusa. Quindi ne tracciamo che il segnale ottenuto da DAMA non può essere dovuto all'ipotesi di WIMP, poiché altrimenti sarebbe già stato visto da altri esperimenti.

## OVERVIEW DEI LIMITI DI ESCLUSIONE FUTURI



- Per andare a sinistra dobbiamo abbassare la threshold energetica (minore  $m_\chi$ )

- Per andare giù dobbiamo incrementare la massa del target, quindi la grandezza dell'apparato. (minore  $\sigma_\chi$ )

## RIVELAZIONE DIREZIONALE

La galassia sta ruotando e le particelle di DM sono come un gas a riposo rispetto alla galassia. Quindi nel nostro sistema di riferimento aspettiamo di osservare un vento apparente di DM che proviene dalla costellazione del Cigno. Quindi la direzionalità della traccia di nuclear recoil potrebbe essere una signature potentissima di particelle di D.M. che potrebbe permetterci di discriminare eventi di background dovuti ai neutrini (solari o atmosferici).

Tuttavia la rivelazione direzionale presenta dei problemi. Anzitutto c'è la difficoltà sperimentale di osservare delle piccolissime tracce di rinculi nucleari, cosa che obbliga ad usare gas che, avendo una densità minore dei liquidi necessitano di grandi volumi. Poi vi è il fatto che sebbene conosciamo la direzione di provenienza, l'angolo di scattering rimane diffuso.

Un altro fatto interessante è la modulazione stagionale del segnale dovuta alla rotazione della Terra attorno al Sole. Quindi alla velocità delle particelle di DM rispetto al Sole dobbiamo sommare (vettorialmente) la velocità della Terra rispetto al Sole. Pertanto avremo che ad esempio il 2 Giugno la Terra, muovendosi a sfavore del vento di DM, porterà ad avere una minore energia cinetica e un flusso minore che implica una rate più bassa (integrale di  $\frac{dR}{dE_R}$ ) e una curva più soft. Il 2 Dicembre accade invece l'esatto opposto.



Earth velocity combines to solar system velocity in the galaxy.

Dark matter "wind" in the heart rest frame is modulated:

$$v(t) = v_{\text{sun}} + v_{\text{orb}}^{\parallel} \cos[\omega(t - t_0)]$$

and affects the counting rate:

$$S(E, t) = S_0(E) + S_m(E) \cos[\omega(t - t_0)]$$

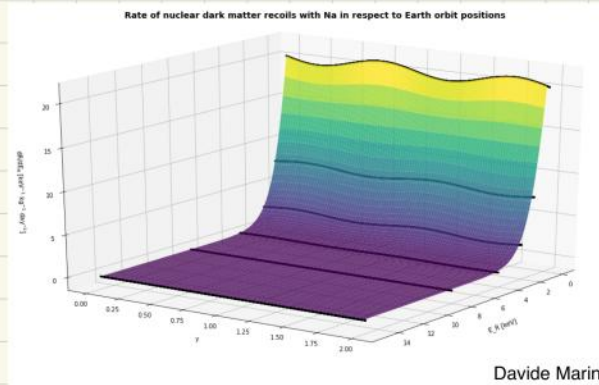


Distinctive modulation signal features:

$$T = 1 \text{ year} \quad t_0 = 2^{\text{nd}} \text{ June}$$

**Pro:** model independent      **Con:** requires detector stability and bkg control.

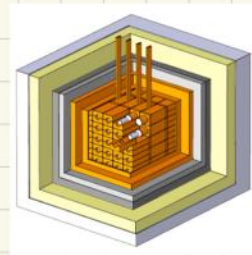
Una simulazione di una WIMP da 10 GeV su Na con  $\sigma \sim 10^{-40}$  porta: (stesso di Dama)



Davide Marin

Una cosa interessante che ancora nessuno si è messo in testa di osservare è che lo spettro in funzione dell'energia ha una fase opposta; ossia facendo la differenza tra due spettri misurati in periodi dell'anno diversi possiamo trovare una differenza positiva o negativa a seconda dell'energia. Questo flip di fase sarebbe una signature unica di segnale di DM. Il problema è che al momento non è stato ancora visto poiché nel caso di WIMP da 10 GeV accade ad energie talmente basse che la nostra scorsa conoscenza del Q.F. non ci permette di osservarlo.

## DANA / LIBRA



- L'esperimento è iniziato 30 anni fa.
- Costituito da 25 cristalli di NaI purissimo di 9.7 Kg ognuno. Per gli ultimi 30 anni sono stati i migliori mai realizzati in termini di radiopurezza ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{40}\text{K} < 20 \text{ ppb}$ ). Alla fine di ogni cristallo c'è un PMT (da ambo le parti): dual readout. con una threshold energetica di 1-2 KeV.
- Un segnale è caratterizzato dalla coincidenza su entrambi i PMT mentre il BG da una sola attivazione. Quindi per distinguere rumore da segnale loro fanno analisi di coincidenza.
- Sono stati in grado di calibrare l'apparato usando la contaminazione naturale di  $^{40}\text{K}$ . Da  $^{40}\text{K}$  sono emessi in coincidenza 2 raggi X ( $\mu\text{m}$ ) da 3keV + un  $\gamma$  da 1.5 MeV ( $\sim \text{cm}$ ). Quindi usando

la coincidenza di 2 segnali poco energetici nei PHT + un segnale molto energetico in un sensore più lontano possiamo spottare il BG di  $^4\text{He}$ .

• Questi sono i risultati presentati nel paper del 2018:

R. Bernabei<sup>1,2,\*</sup>, P. Belli<sup>1,2</sup>, A. Bussoletti<sup>1</sup>, F. Cappella<sup>3,4</sup>, V. Caracciolo<sup>5</sup>, R. Cerulli<sup>1,2</sup>, C. J. Dai<sup>6</sup>, A. d'Angelo<sup>3,4</sup>, A. Di Marco<sup>2</sup>, H. L. He<sup>6</sup>, A. Incicchitti<sup>3,4</sup>, X. H. Ma<sup>6</sup>, A. Mattei<sup>1</sup>, V. Merlo<sup>1,2</sup>, F. Montecchia<sup>2,7</sup>, X. D. Sheng<sup>6</sup>, Z. P. Ye<sup>6,8</sup>

<sup>1</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>2</sup> INFN, sez. Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>3</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy

<sup>4</sup> INFN, Sezione di Roma, Rome, Italy

<sup>5</sup> INFN Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi, Italy

<sup>6</sup> Key Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, P.R. China

<sup>7</sup> Dipartimento Ingegneria Civile e Ingegneria Informatica, Università di Roma "Tor Vergata", Rome, Italy

<sup>8</sup> University of Jinggangshan, Ji'an, Jiangxi, P.R. China

\*Corresponding author: rita.bernabei@roma2.infn.it

**FIRST MODEL INDEPENDENT RESULTS FROM DAMA/LIBRA-PHASE2**

The first model independent results obtained by the DAMA/LIBRA-phase2 experiment are presented. The data have been collected over 6 annual cycles corresponding to a total exposure of 1.13 t · yr, deep underground at the Gran Sasso National Laboratory (LNGS) of the I.N.F.N. The DAMA/LIBRA-phase2 apparatus, ≈ 250 kg highly radio-pure NaI(Tl), profits from a second generation high quantum efficiency photomultipliers and of new electronics with respect to DAMA/LIBRA-phase1. The improved experimental configuration has also allowed to lower the software energy threshold. New data analysis strategies are presented. **The DAMA/LIBRA-phase2 data confirm the evidence of a signal that meets all the requirements of the model independent Dark Matter (DM) annual modulation signature, at 9.5  $\sigma$  C.L. in the energy region (1 - 6) keV. In the energy region between 2 and 6 keV, where data are also available from DAMA/NaI and DAMA/LIBRA-phase1 (exposure 1.33 t · yr, collected over 14 annual cycles), the achieved C.L. for the full exposure (2.46 t · yr) is 12.9  $\sigma$ ; the modulation amplitude of the single-hit scintillation events is: (0.0103 ± 0.0008) cpd/kg/keV, the measured phase is (145 ± 5) d and the measured period is (0.999 ± 0.001) yr, all these values are well in agreement with those expected for DM particles. No systematics or side reaction able to mimic the exploited DM signature (i.e. to account for the whole measured modulation amplitude and to simultaneously satisfy all the requirements of the signature), has been found or suggested by anyone throughout some decades thus far.**

Keywords: scintillation detectors, elementary particle processes, Dark Matter.

PACS numbers: 29.40.Mc; 95.30.Cq; 95.35.+d.

- Hanno confermato qualcosa che è model independent: qualsiasi sia il modello di DM bisogna vedere una modulazione annuale.
- Siccome i risultati sono model independent loro parlano di E.R. (nella regione 1-6 keV) e non dicono nulla su i nuclear recoil.
- cpd sta per "counts per day". Quindi hanno utilizzato ciò che è chiamata DRU = 1 count / Kg KeV day
- La significanza è a 13  $\sigma$ : altissima.
- La fase misurata è 145 giorni ~ 2 Giugno, compatibile con la fase di DM ma non con la fase stagionale che è il 21 Giugno.
- Il periodo misurato è ~ 1 anno
- Non hanno trovato nulla che possa spiegare l'andamento eccetto D.M.
- I dati presentati sono i seguenti:

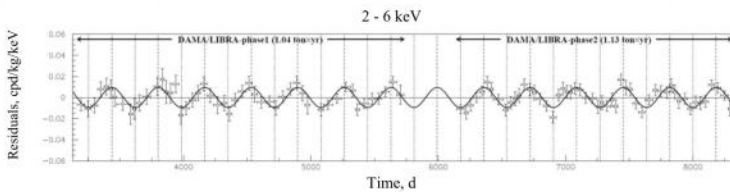


Fig. 3. Experimental residual rate of the single-hit scintillation events measured by DAMA/LIBRA-phase1 and DAMA/LIBRA-phase2 in the (2 - 6) keV energy intervals as a function of the time. The superimposed curve is the cosinusoidal functional forms  $A \cos \omega(t - t_0)$  with a period  $T = 2\pi/\omega = 1$  yr, a phase  $t_0 = 152.5$  d (June 2<sup>nd</sup>) and modulation amplitude,  $A$ , equal to the central value obtained by best fit on the data points of DAMA/LIBRA-phase1 and DAMA/LIBRA-phase2. For details see Fig. 2.

- Non hanno mostrato lo spettro differenziale ma solo le differenze (lungo dibattito). Hanno cioè plottato i (conteggi - conteggi mediati mensilmente).
- Hanno anche preso array dal loro dataset ad energie differenti e plottato l'ampiezza della modulazione in funzione dell'energia

hanno anche osservato una differenza  $< 0$  che come sappiamo è una grossa signature di DM che è tuttavia possibile senza DM per E.R sopra threshold ( $\pm 1$  KeV)

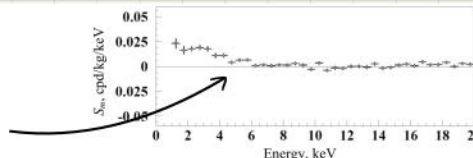


Fig. 11. Modulation amplitudes,  $S_m$ , for the whole data sets: DAMA/NaI, DAMA/LIBRA-phase1 and DAMA/LIBRA-phase2 (total exposure 2.46 t · yr) above 2 keV; below 2 keV only the DAMA/LIBRA-phase2 exposure (1.13 t · yr) is available and used. The energy bin  $\Delta E$  is 0.5 keV. A clear modulation is present in the lowest energy region, while  $S_m$  values compatible with zero are present just above. In fact, the  $S_m$  values in the (6 - 20) keV energy interval have random fluctuations around zero with  $\chi^2$  equal to 42.6 for 28 d.o.f. (upper tail probability of 4%).

si vede chiaramente come l'ampiezza di modulazione vada giù con l'energia

- Hanno anche investigato possibili candidati che potrebbero mimare la modulazione annuale:

R. Cerulli at IDM2012

Source	Main comment	Cautious upper limit (90%C.L.)
RADON	Sealed Cu box in HP Nitrogen atmosphere, 3-level of sealing, etc.	$<2.5 \times 10^{-4}$ cpd/kg/keV
TEMPERATURE	Installation is air conditioned+ detectors in Cu housings directly in contact with multi-ton shield $\rightarrow$ huge heat capacity + T continuously recorded	$<10^{-4}$ cpd/kg/keV
NOISE	Effective full noise rejection near threshold	$<10^{-4}$ cpd/kg/keV
ENERGY SCALE	Routine + intrinsic calibrations	$<1-2 \times 10^{-4}$ cpd/kg/keV
EFFICIENCIES	Regularly measured by dedicated calibrations	$<10^{-4}$ cpd/kg/keV
BACKGROUND	No modulation above 6 keV; no modulation in the [2-6] keV multiple-hits events; this limit includes all possible sources of background	$<10^{-4}$ cpd/kg/keV
SIDE REACTIONS	Muon flux variation measured at LNGS	$<3 \times 10^{-4}$ cpd/kg/keV

+ they cannot satisfy all the requirements of annual modulation signature
Thus, they cannot mimic the observed annual modulation effect

DAMA phase: May 26 $\pm$ 7     $\mu$  phase @LNGS: July 6 $\pm$ 6    31

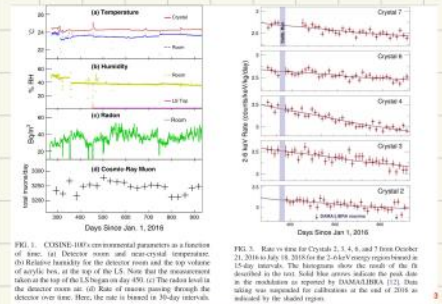
- dovuto alla variazione annuale della falda acquifera sopra i laboratori, e di conseguenza del  $\mu$  stopping power.
- dovuto alla variazione della densità dell'atmosfera stagionale

L'unico modo per confermare ciò che è stato visto da DAMA è riproporre lo stesso esperimento nell'emisfero opposto e osservare una fase opposta. Tuttavia la collaborazione DAMA non ha mai condiviso la ricetta dei cristalli ed è stata sempre restia a fornire ulteriori informazioni in modo che nessuno potesse ripetere l'esperimento.

La comunità scientifica ha quindi iniziato a ideare esperimenti DAMA-like.

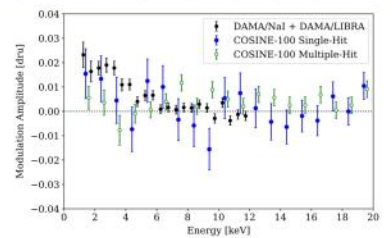
### COSINE:

- Non come DAMA loro hanno presentato tutti i loro dati
- Presentavano un alto BG (DAMA era + sensibile con detector 30 anni più vecchi).
- Hanno anche confrontato i dati con i risultati di DAMA e come possiamo osservare COSINE ha barre di errore ~5 volte maggiori: non hanno concluso nulla
- Ora stanno cercando di incrementare le dimensioni dell'esperimento.



### SABRE:

- Questo esperimento è stato proposto dal capo dell'INFN per controllare i risultati di DAMA.
- Ha l'obiettivo di usare lo stesso detector sia nell'emisfero NORD sia SUD.
- Al momento stanno producendo cristalli di NaI migliori di DAMA (per radiopurezza)



G. ADHIKARI et al. PHYS. REV. D 106, 052005 (2022)

## SUPERCONDUTTIVITA' FOR DUMMIES

Molti materiali a temperature criogeniche hanno zero impedenza DC. Tale fenomeno accade a temperature piu' basse di una certa temperatura critica  $T < T_c$ . Sotto tale temperatura gli elettroni non scatterano piu' sul reticolo e sono legati in coppie di Cooper con un'energia di legame  $\sim 0.4$  meV in Al, mentre elettroni di spin opposto formano un condensato di Bose.

Substance	Class	$T_c$ (K)	$H_c$ (T)	Type	BCS	Pb	Element	7.19	0.08	I	yes
Al	Element	1.20	0.01	I	yes	Re	Element	2.4	0.03	I	yes
Bi	Element	$5.3 \times 10^{-4}$	$5.2 \times 10^{-6}$	I	no	Rh	Element	$3.25 \times 10^{-4}$	$4.9 \times 10^{-6}$	I	
Cd	Element	0.52	0.0028	I	yes	Ru	Element	0.49	0.005	I	yes
Diamond:B	Element	11.4	4	II	yes	Si:B	Element	0.4	0.4	II	yes
Ga	Element	1.083	0.0058	I	yes	Sn	Element	3.72	0.03	I	yes
Hf	Element	0.165		I	yes	Ta	Element	4.48	0.09	I	yes
$\alpha$ -Hg	Element	4.15	0.04	I	yes	Tc	Element	7.46-11.2	0.04	II	yes
$\beta$ -Hg	Element	3.95	0.04	I	yes	$\alpha$ -Th	Element	1.37	0.013	I	yes
In	Element	3.4	0.03	I	yes	Tl	Element	0.39	0.01	I	yes
Ir	Element	0.14	0.0016	I	yes	Tl	Element	2.39	0.02	I	yes
$\alpha$ -La	Element	4.9		I	yes	$\alpha$ -U	Element	0.68		I	yes
$\beta$ -La	Element	6.3		I	yes	$\beta$ -U	Element	1.8		I	yes
Li	Element	$4 \times 10^{-4}$		I		V	Element	5.03	1	II	yes
Mo	Element	0.92	0.0096	I	yes	$\alpha$ -W	Element	0.015	0.00012	I	yes
Nb	Element	9.26	0.82	II	yes	$\beta$ -W	Element	1-4			
Os	Element	0.65	0.007	I	yes	Zn	Element	0.855	0.005	I	yes
Pa	Element	1.4		I	yes	Zr	Element	0.55	0.014	I	yes

Then there are compounds, like YBCO with  $T_c = 95$  K (high- $T_c$  superconductivity)

M Vinnati

45

## SUPERCONDUTTIVITA' AC

Prima di tutto ricordiamo che per il modello di Drude applicando un campo elettrico  $\vec{E}$  possiamo generare una densita' di corrente  $\vec{J}$  pari a:

$$\vec{J} = \frac{nq^2\tau}{m} \vec{E} \equiv \sigma_0 \vec{E}$$

dove  $n$ : densita' di  $e^-$ ,  $q$ : carica  $e^-$ ,  $\tau$ : tempo libero medio tra 2 collisioni e  $m$ : massa  $e^-$ . Nel caso alternato abbiamo che:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2\tau^2} - j\omega\tau \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2\tau^2} \equiv \sigma_1 + \sigma_2$$

La parte immaginaria  $\sigma_2$  appare quando  $\omega \sim \frac{1}{\tau}$ . I conduttori normali  $\tau \sim 10^{-14}$  s  $\rightarrow f \sim 16$  THz. Nei superconduttori  $\tau \rightarrow \infty$ , quindi:

$$\sigma_1 = 0 \quad \sigma_2 = -j \frac{nq^2}{\omega m} \quad \rightarrow \text{abbiamo solo la parte immaginaria}$$

## INDUTTANZA CINETICA $L_k$

Copiamo meglio cosa e' di preciso  $\sigma_2$ . L'impedenza sappiamo essere pari a:

$$Z = \frac{\ell}{A} \frac{1}{\sigma} = j\omega \frac{\ell}{A} \frac{m}{nq^2} = j\omega L_k \quad L_k: \text{induttanza}$$

dove  $\ell$  e  $A$  sono la lunghezza e la sezione del conduttore. L'induttanza  $L_k$  e' correlata alla massa dei portatori di carica i.e. essi esibiscono un'inerzia alla variazione del campo poiche' hanno massa. L'inerzia si manifesta nel circuito sotto forma di induttanza, in questo caso e' l'induttanza cinetica ed e' una proprieta' dei portatori di carica. Essa differisce dalla classica induttanza magnetica dovuta alla geometria del conduttore.

Possiamo vedere il fenomeno anche calcolando l'energia cinetica immagazzinata nei portatori di carica.

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 n l A$$

Ricordando che la corrente è definita come

$$I = n q v A$$

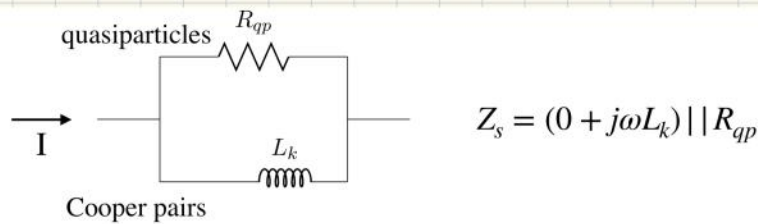
riscriviamo  $E_k$  come:

$$E_k = \frac{1}{2} \frac{m}{A n q^2} I^2 = \frac{1}{2} L_k I^2$$

In presenza di un'induttanza cinetica, l'inerzia è dovuta all'energia cinetica immagazzinata nei portatori di carica. In presenza di un'induttanza geometrica l'inerzia è dovuta all'energia immagazzinata nel campo magnetico.

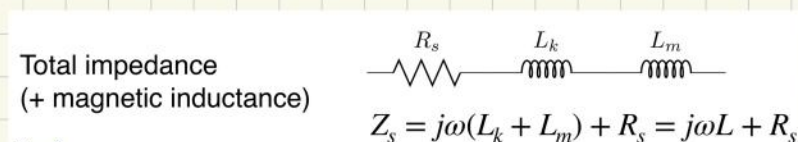
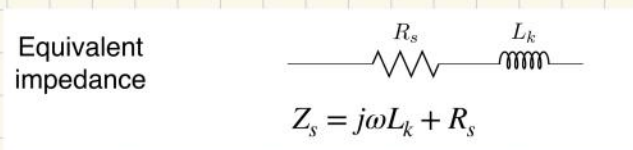
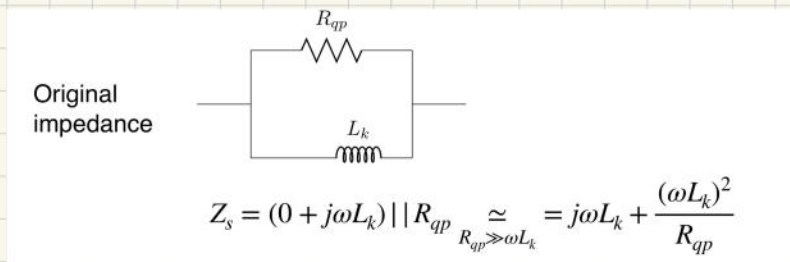
### MODELLO A 2 FLUIDI

In un superconduttore a seconda della temperatura parte degli elettroni può non essere legata in coppie di Cooper. Gli elettroni non accoppiati sono chiamati quasiparticelle, siccome sono sovrapposizione di elettroni e buchi. Le quasiparticelle agiscono come un secondo canale per la corrente, in parallelo con le coppie di Cooper con alta resistenza. Modellizzando, abbiamo:



N.B. In DC  $R_{qp}$  non è vista siccome la corrente scorre interamente attraverso le coppie di Cooper, mentre in AC parte della corrente può scorrere attraverso le quasiparticelle.

### IMPEDENZA TOTALE



## ESPERIMENTI CROGENICI (quando la sensibilità conta)

Come visto precedentemente, uno dei problemi principali della ricerca di DM è rappresentato dal *Quenching factor* soprattutto se si vuole sondare il range a bassa massa. Per cercare di sondare tale range abbiamo bisogno di rivelatori che lavorino a soglia energetica molto bassa.

- Una prima idea potrebbe essere l'utilizzo di rivelatori a semiconduttore in cui per vedere un segnale devo promuovere un elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione. Tipicamente con Si o Ge si ha un band gap di  $\sim 1\text{eV}$ .
- Una seconda idea propone l'utilizzo di rivelatori termici in cui si utilizza la variazione di temperatura generata dal rilascio di energia termica i.e. vibrazioni del reticolo i.e. fononi all'interno del materiale.

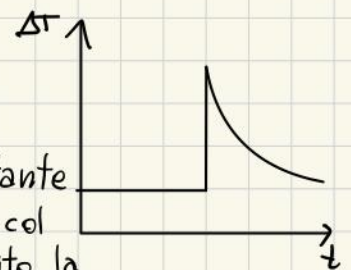
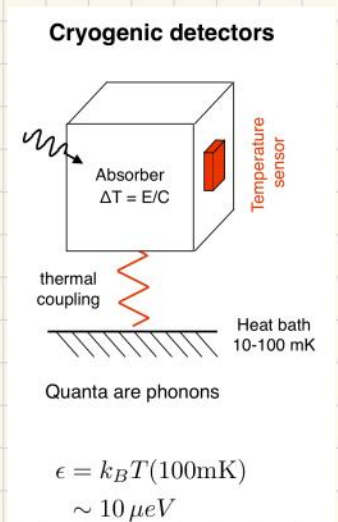
Innanzitutto i fononi essendo vibrazioni del reticolo cristallino necessitano di rivelatori solidi, composti da cristalli. In questi rivelatori l'energia del fonone è dell'ordine  $\sim k_B T$  che è un'energia piccola se comparata con quella tipica dell' $\sim \text{eV}$  dei rivelatori a luce o scintillazione:

$$k_B = 9 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K} \rightarrow k_B T \Big|_{T=300\text{K}} = 2.7 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \ll 1\text{eV}$$

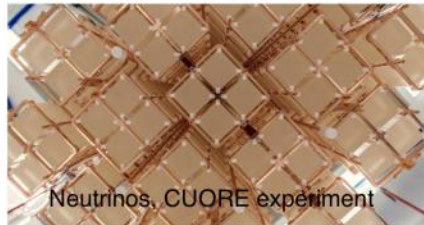
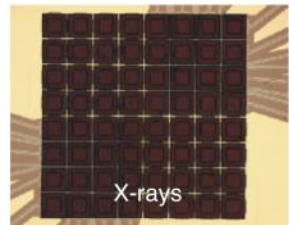
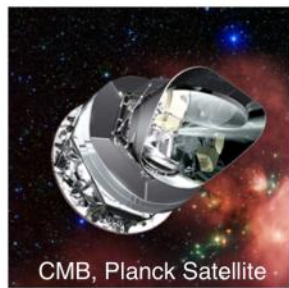
Sebbene la soglia sia già molto piccola, a Tamb vi sono fluttuazioni che rendono impossibile osservare piccoli rilasci di energia che vogliamo osservare (dell'ordine del  $\sim 1\text{KeV} \approx 10^{16}\text{eV}$ ). Dunque è necessario abbassare la temperatura del rivelatore che mediante tecniche ormai affermate può arrivare facilmente a  $\sim 10-100\text{mK}$ . A queste temperature il singolo fonone ha un'energia di  $\sim 10\mu\text{eV}$  e questo ci fa essere sensibili a bassissimi rilasci di energia.

### Come funziona un rivelatore termico

- Vi è un cristallo, con una certa capacità termica  $C$  che funge da assorbitore. Al rilascio di energia una parte va subito in energia termica il resto in vari processi. Aspettando un po' il sistema termalizza e l'energia rilasciata causa un aumento di temperatura.  $\Delta T = E/C$ .
- Vogliamo dunque un cristallo con bassa capacità termica di modo che l'aumento di temperatura sia il maggiore possibile.
- Attaccato al cristallo vi è un termometro che ne misura la temperatura.
- Il cristallo è inoltre attaccato a un frigo che lo mantiene a  $10\text{mK}$ .
- A seguito di un trasferimento di energia il cristallo cambia la sua temperatura su scale temporali molto brevi. Successivamente essendo a contatto con il frigo, la sua temp. viene riportata a quella del frigo, con una scala di tempo di  $RC = \frac{C}{G}$ , dove  $G = \frac{1}{R}$  è la conduttanza termica.
- Noi vogliamo che il segnale sia ben visibile per cui la costante di tempo deve essere grande e ciò vuol dire che il link termico col frigo non deve essere buono, altrimenti il cristallo scaricherebbe subito la temperatura acquisita al frigo.



# Applicazioni dei rivelatori criogenici:



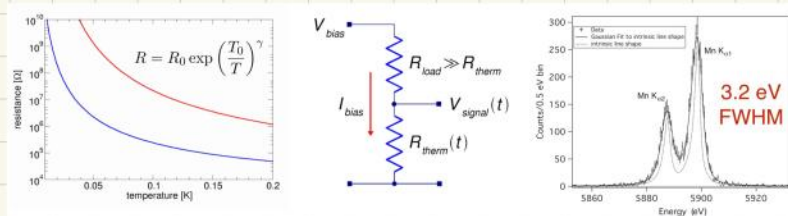
ati

3f

## SENSORI CRIOGENICI

### TERMISTORE

- Usato per l'esperimento CUORE e sul satellite PLANCK per osservare la CMB.
- Sono semiconduttori in cui la resistività dipende dalla temperatura.
- Le variazioni di resistenza le sappiamo misurare molto bene dato che comportano variazioni di tensione da cui inferiamo la variazione di temperatura (sono dei veri e propri termometri).

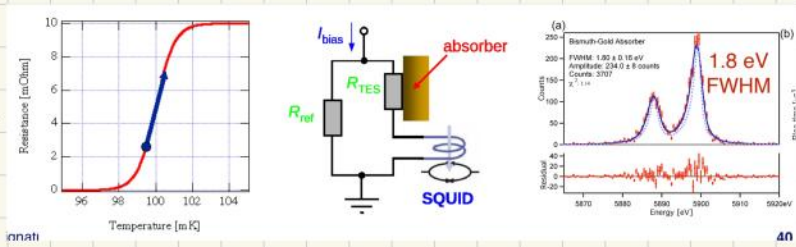


### TES (Transition Edge Sensor)

- Tecnologia principe del momento (inizio sviluppo negli anni '60).
- Sono sensori costituiti da un metallo superconduttore che viene portato esattamente alla temperatura a cui avviene la sua transizione a superconduttore.
- Dunque un cambiamento di temperatura comporta un cambiamento di resistenza repentino che possiamo misurare (termometro).
- Il problema è che la resistenza ha valori  $\sim m\Omega$  non facili da misurare ed inoltre le variazioni di resistenza del segnale hanno valori ancora più piccoli. Per effettuare la misura faccio scorrere una corrente fissa nella resistenza variabile ed in parallelo ci attacco una resistenza fissa. In questo modo variazioni di resistenza sono convertite in variazioni di corrente sulla mia resistenza di riferimento.
- Il problema diventa dunque il saper misurare correnti piccolissime ( $\sim pA/fA$ ) e per misurare si usa un oggetto chiamato SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). La corrente variabile viene convertita in flusso di campo magnetico variabile (mediante bobine). Lo SQUID, misura variazioni del flusso con una precisione quantistica (misura i singoli quanti di campo magnetico).

• La precisione arriva sotto l'eV ma purtroppo questi oggetti sono difficili da far funzionare.

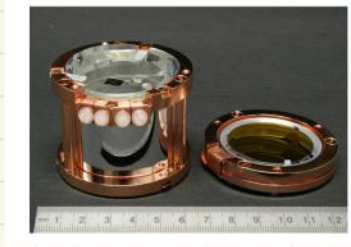
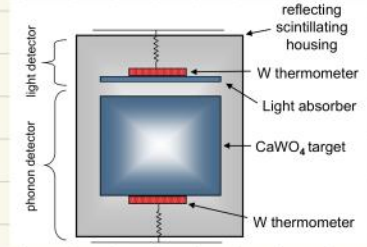
più  $\alpha = \frac{d(\log R)}{d(\log T)}$  è grande più alta la sensibilità è alta (misura piccole variazioni di resistenza)



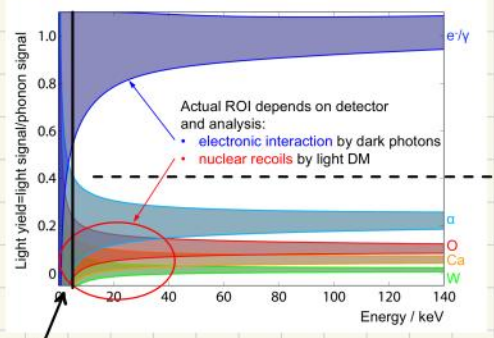
**Esempio sperimentale: CRESST**

• L'esperimento CRESST usa cristalli di  $CaWO_4$  (300g)

- Tali cristalli vengono usati principalmente come bolometri (rivelatori di fononi)
- Sono capaci di scintillare e dunque a seguito di un rilascio di energia oltre che ad una variazione di temperatura vi è anche un'emissione di luce rivelabile (capace di poter discriminare i N.R.)
- Il tungstato di calcio va bene più o meno per tutte le WIMP: l'ossigeno (O) per quelle leggere, il tungsteno (W) per quelle pesanti e il calcio (Ca) per quelle intermedie.



• Luce di scintillazione come metodo di rivelazione del fondo: la luce di scintillazione, come accennato, dato che varia a seconda se si tratta di E.R. (fondo) o N.R. è un metodo molto potente per discriminare eventi di fondo non voluti:



• sull'asse x abbiamo la vera energia di N.R. e sull'asse y vi è invece la luce emessa normalizzata ad un gamma di 100 KeV (che è sostanzialmente il Q.F.)

• come possiamo osservare, la discriminazione tra N.R. e E.R. avviene bene ad energie di decine di KeV.

• CRESST vuole lavorare ad energie dell'ordine del KeV ed inferiori dove altri esperimenti, come Xenon, non vedono più nulla ma dove CRESST invece riesce a vedere l'energia sotto forma di fononi. In questo range energetico non c'è sufficiente rilascio di luce e dunque la discriminazione dei N.R. dal fondo non è possibile.

• Il detector di CRESST è riportato sulla destra:

- in blu: muon veto
- in grigio: piombo per schermare i  $\gamma$  esterni
- in arancione: rame per schermare i  $\gamma$  generati dal piombo
- tutto è inserito in un frigo anche le parti schermanti (poiché il frigo potrebbe essere radioattivo).

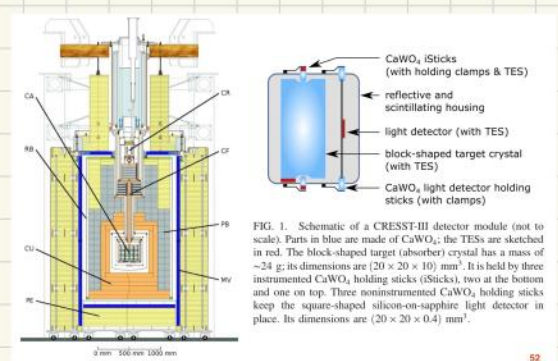
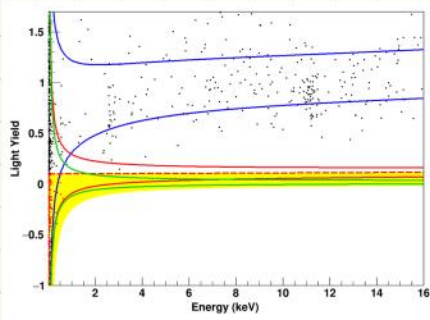


FIG. 1. Schematic of a CRESST-III detector module (not to scale). Parts in blue are made of  $CaWO_4$ ; the TES's are sketched in red. The block-shaped target (absorber) crystal has a mass of ~24 g; its dimensions are  $(20 \times 20 \times 10)$  mm<sup>3</sup>. It is held by three instrumented  $CaWO_4$  holding sticks (Sticks), two at the bottom and one on top. Three noninstrumented  $CaWO_4$  holding sticks keep the square-shaped silicon-on-sapphire light detector in place. Its dimensions are  $(20 \times 20 \times 0.4)$  mm<sup>3</sup>.

• Discutiamo ora i risultati di CREEST:

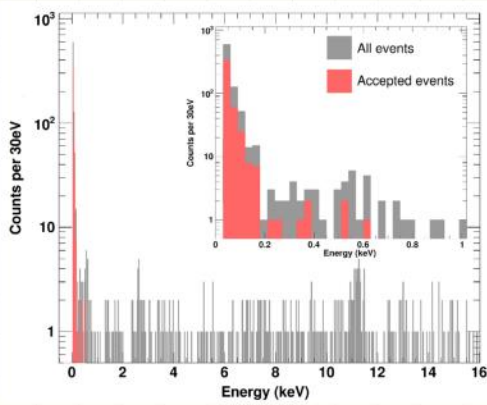
- La loro misura di light yield v.s. energia misurata e' la seguente:



- l'energia viene misurata nel canale termico, dunque non c'e' quenching factor e dunque non c'e' differenza fra  $\gamma$  e N.R.
- si osserva che nella parte dove il L.Y. > 0 vi sono principalmente  $\gamma$ . Cio' suggerisce di eseguire un selection cut in fase di analisi prendendo in considerazione solo la parte a LY < 0. (rimuovendo gran parte del fondo).

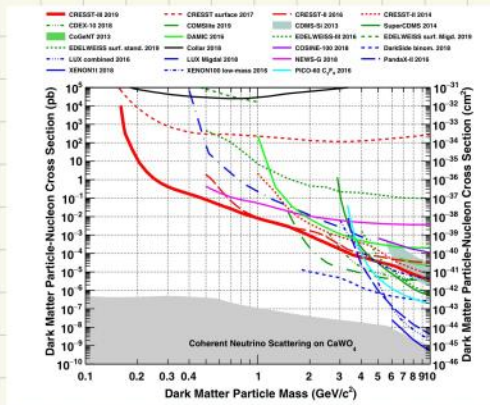
Il L.Y. puo' essere < 0 poiche' la misura nel canale di luce e' affetta da fluttuazioni attorno allo 0 la misura viene effettuata quando nel canale termico viene registrato un segnale e puo' capitare che (nello stesso istante) il voltaggio nel canale di luce sia < 0.

- Il grafico dei conteggi in funzione dell'energia e' il seguente:



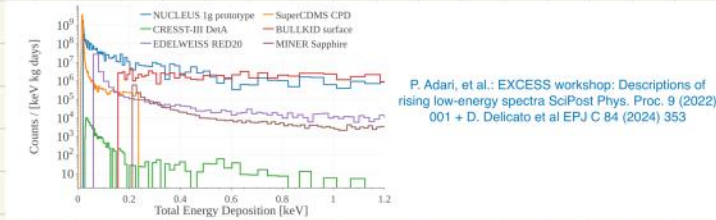
- in rosso c'e' la parte sopravvissuta al taglio LY < 0, mentre in grigio sono tutti gli eventi
- quello che rimane dopo il taglio e' dunque uno spettro che cresce esponenzialmente a basse energie. Si potrebbe pensare che tale eccesso di eventi (rossi) sia attribuibile a WIMP ma non e' cosi' dato che la crescita esponenziale e' troppo alta per essere attribuita alle WIMP. Inoltre ognuno dei 20 cristalli vede un esponenziale diverso e l'intensita' di tali conteggi varia nel tempo  $\rightarrow$  NODM.

A livello pratico quello che fanno, dopo aver ottenuto l'istogramma dei conteggi e plottarci sopra le curve del segnale di DM variando i valori di massa e sezione d'urto fino a che questi non arrivano a toccare la curva con i conteggi sperimentali: in questo modo sono in grado di escludere la presenza della DM in tutta la regione di sezione d'urto e massa che produce un segnale al di sopra dei loro conteggi sperimentali, poiche' se la DM fosse li' l'avrebbero gia' vista. Procedendo in questo modo, sono stati in grado di tracciare il limite (rosso) di esclusione (il piu' competitivo in quella regione di massa). Rimangono ancora ~ 5 ordini di grandezza da sondare prima di arrivare a vedere il fondo di neutrini.



• Discutiamo ora riguardo l'eccesso di eventi che CREST vede a basse energie e che non è attribuibile ad un segnale.

Ad oggi questo fondo è stato visto da tutti i rivelatori criogenici a basse energie.

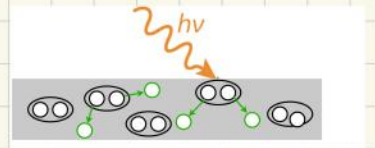


• Non è ancora noto a cosa possa essere attribuito tale fondo, ci sono diverse ipotesi:

- stress meccanici su i supporti del detector che per frizione rilasciano energia
- passaggio di  $\gamma$  molto energetici in parti inerti dell'apparato che possono indurre la creazione di fononi nel rame
- rilassamento del cristallo: infatti # conteggi diminuisce col tempo e ciò potrebbe essere dovuto ad alcune proprietà del reticolo cristallino
- passaggio di una particella come ad es. neutroni (ipotesi quasi del tutto esclusa).

• Dei 20 cristalli in realtà ne viene sfruttato solamente uno avente la risoluzione migliore di tutti (minore energia di soglia). Gli altri cristalli servono ad avere un modo rapido per capire se l'eccesso può essere riconducibile a DM o meno. Tuttavia l'utilizzo di più cristalli con risoluzioni comparabili sarà necessario per poter scendere in sezione d'urto.

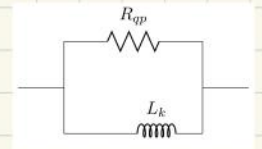
## • KID (Kinetic Inductance Detectors)



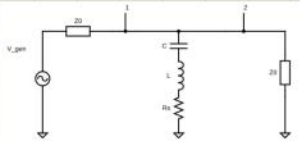
• Tali sensori criogenici si basano sull'utilizzo di un superconduttore a  $T \ll T_c$

• La particella (fotone o fonone) assorbita può rompere le coppie di Cooper se  $E >$  binding energy (che per Al può essere  $\sim 400 \mu\text{eV}$ ). Questo implica:

- diminuzione delle coppie di Cooper  $\rightarrow L_k$  aumenta
- un aumento del numero di quasiparticelle  $\rightarrow R_{qp}$  aumenta e  $R_s$  diminuisce



Per misurare la variazione di  $L$  e  $R_s$  il superconduttore è inserito in un circuito risonante ad alto fattore di qualità  $Q$ :

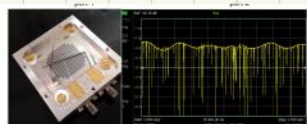
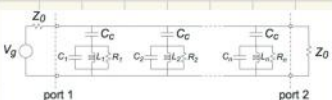


$$\frac{1}{Q} = R_s \sqrt{\frac{L}{C}} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

$$\frac{2V_2}{V_{gen}} \approx 1 - \frac{1}{1 + 2jQ \frac{f_{gen} - f_0}{f_0}}$$

- Per misurare le variazioni di  $R_s$  misuro lo shift di ampiezza  $\delta(1/Q)$
- Per misurare le variazioni di  $L$  misuro lo shift di frequenza  $\delta(f_0)$
- N.B.  $f_{gen}$  viene impostata alla frequenza di risonanza  $f_0$  (il detector viene biasato alla frequenza di risonanza)

• KID multiplexing: Risonatori differenti possono essere accoppiati con frequenze di risonanza differenti (modificate attraverso il pattern di capacitori):

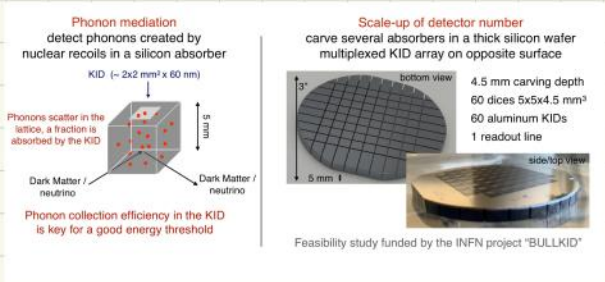


Multiplexing of 1000 KIDs with a single cryogenic amplifier demonstrated

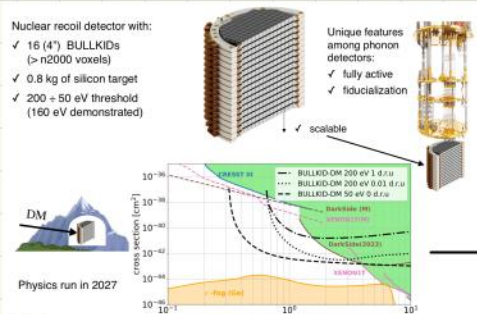
- PRO : - di semplice fabbricazione  
 - non sensibile a rumore elettromagnetico  
 - non sensibile a instabilità di temperatura  
 - multiplexing possibile
- CONTRO : - sensibilità più bassa dei TES ( $\times 2x$ )

Esempio sperimentale : BULLKID

- L'obiettivo di BULLKID è studiare il range di bassa massa (stesso di CREEST)
- BULLKID fa uso di rivelatori a fononi: a seguito di un N.R. vengono prodotti fononi e vengono rivelati. A differenza degli altri detector non si attende la termalizzazione ma vengono rivelati i fononi della botta, prodotti immediatamente dopo l'interazione
- Per ideare il sistema di rivelazione è stato preso un monolite di silicio, diviso in 60 cubetti e incisi su di essi i circuiti e messi i sensori di fononi:



- Tutti i KID sono accoppiati tra di loro con una singola linea sulla quale viene poi mandata un'unica di lettura che, eccitando un determinato circuito alla sua frequenza di risonanza ne riesce a leggere le variazioni della stessa, che sono direttamente legate al rilascio di energia nel relativo cristallo. È dunque possibile leggere 60 induttanze contemporaneamente e questa è una cosa importante negli esperimenti di DM poiché permette un facile scale-up del numero di rivelatori.
- Al momento si hanno a disposizione i risultati preliminari di misure prese in laboratorio a Sapienza, senza schermo e dunque con tutto il fondo.
- Non si è visto l'eccesso a basse energie e ciò è confortante:
- Il prossimo passo sarà equipaggiare il frigo del laboratorio con uno schermaggio
- Per scendere ancora di più verso il  $\nu$ -floor possiamo aumentare il volume impilando più wafer uno sopra l'altro (arrivando per es. a  $\sim 2000$  KID). In questo modo si riesce anche ad avere un volume completamente attivo e questo rende possibile fiducializzare. Questo è quello che avverrà nel detector che sarà installato ai LNGS.

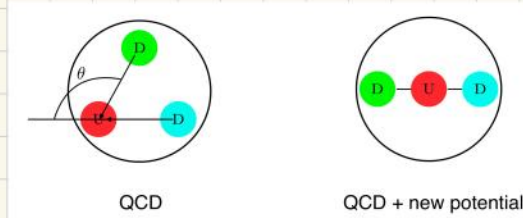


→ limiti di esclusione aspettati

# ASSIONI

## Introduzione

L'idea degli assioni nasce dallo studio del momento di dipolo elettrico del neutrone. Il neutrone lo possiamo pensare come fatto da 3 quarks, e senza perdita di generalità possiamo pensare due di questi allineati ad un terzo disposto ad un certo angolo  $\theta$  rispetto ad essi (l'interazione forte non ci dice nulla su come sono disposti questi nucleoni)



Dato che quest'angolo mi determina la distribuzione di carica all'interno del neutrone, in base al suo valore posso avere uno sbilanciamento di carica all'interno del neutrone, con conseguente momento di dipolo del neutrone diverso da zero.

Il valore medio predetto dalla QCD è  $|d_n| \sim 10^{-13} \text{ e}\cdot\text{cm}$  mentre il valore misurato è di  $|d_n| \sim 10^{-26} \text{ e}\cdot\text{cm}$ ,  $\sim 13$  ordini sotto rispetto a quello predetto. Questo vuol dire che l'angolo  $\theta \approx 0$  e la QCD da sola non riesce a spiegarlo.

## Come è legato con la simmetria CP?

- Sotto parità, le coordinate spaziali cambiano segno, di conseguenza anche il momento di dipolo mentre lo spin rimane invariato:

$$P: \quad \vec{x} \rightarrow -\vec{x} \quad d \rightarrow -d \quad s \rightarrow s$$

- Sotto time reversal (e quindi sotto CP essendo CPT conservata) le coordinate spaziali e dunque il momento di dipolo non cambiano segno mentre lo spin sì.

$$T: \quad t \rightarrow -t \quad \vec{x} \rightarrow \vec{x} \quad d \rightarrow d \quad s \rightarrow -s$$

Quindi la misurazione di un  $|d_n| \approx 0$  implica che CP è conservata e non violata.

Per spiegare questa invarianza CP sotto le interazioni forti c'è bisogno di introdurre un nuovo campo scalare  $a(x)$ , il campo Assione, la cui Lagrangiana è:

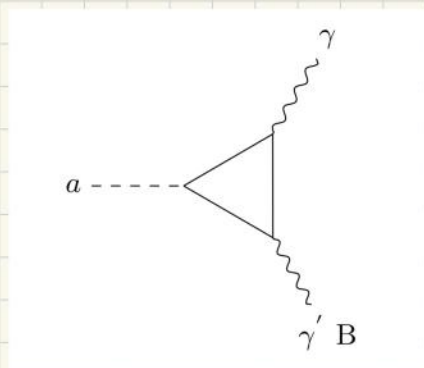
$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2} (\partial_\mu a)(\partial^\mu a) + \mathcal{L}(\partial_\mu a, \psi) + \frac{g_s^2}{32\pi^2 f_a} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\rho\sigma}^\alpha$$

Sotto la trasformazione di shift  $a \rightarrow a + \kappa f_a$  possiede  $\delta\mathcal{L} = \kappa \frac{g_s^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\rho\sigma}^\alpha$ , termine che può essere usato per cancellare il termine problematico dipendente da  $\theta$  presente all'interno della Lagrangiana della QCD usato per risolvere il problema  $U(1)_A$  (e che da solo violerebbe CP)

N.B.  $f_a$  è un parametro di scala della massa  $\sim 10^{12} \text{ GeV}$  che porta ad avere un assione di massa dell'ordine del  $\mu\text{eV}$ .

## Interazioni degli assioni

Gli assioni interagiscono sicuramente con gluoni e fermioni tramite le interazioni forti. Con i fotoni non interagiscono direttamente ma possono accoppiarsi con essi tramite diagrammi a loop di questo tipo:



$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -g_\gamma \frac{\alpha}{\pi} \frac{a}{f_a} \vec{E} \cdot \vec{B} \equiv -g_{a\gamma\gamma} a \vec{E} \cdot \vec{B},$$

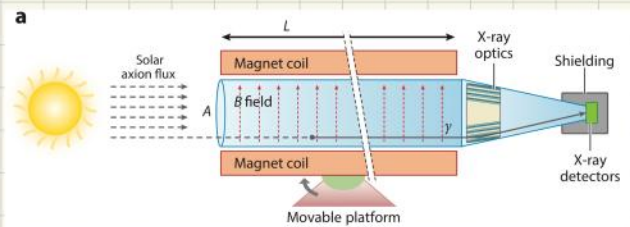
L'assione si accoppia ad un loop in cui gira un quark. Questo quark si accoppia ad un campo EM e così riesco a convertire un assione in fotone.

- Il processo può quindi essere utilizzato per rivelare assioni dalla rivelazione dei fotoni.
- Il diagramma può anche essere letto al contrario e ci dice che in ambienti in cui sono presenti molti fotoni e forti campi magnetici vi è produzione di assioni (es. assioni solari). Quindi il processo può essere anche usato per produrre assioni.

## ASSIONI SOLARI

Gli assioni solari possono essere prodotti all'interno del Sole attraverso la conversione di fotoni in assioni nel campo EM generato dal plasma ionizzato.

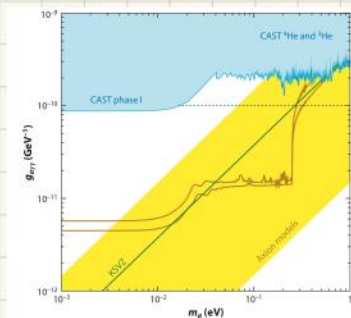
In questi esperimenti l'apparato sperimentale è costituito da un magnete seguito da un rivelatore di fotoni:



## ELIOSCOPIO

Dato che ci si aspetta un flusso di assioni proveniente dal Sole, puntando l'apparato verso di esso si dovrebbe assistere ad una conversione di assioni in fotoni (raggi X  $E_\gamma \sim 1-10 \text{ KeV}$ ) con conseguente eccesso di raggi X.

Attualmente gli assioni non si sono ancora visti e si sono tracciati quindi dei limiti di esclusione sui parametri della teoria (costante di accoppiamento col loop al variare della massa):



# ASSIONI come D.M.

Da calcoli di QCD gli assioni predetti hanno un range di massa di  $1-100 \mu\text{eV}$ . Abbiamo però visto che la DM deve essere fredda. Bisogna quindi conciliare la necessità di particelle non relativistiche con masse molto leggeri. Ciò è possibile mediante un processo di equilibrio molto complicato (processo di misalignment).

N.B. In generale dato che ci sono particelle simili agli assioni predette da altre teorie (es. String theory), ci riferiamo alle ALPs (Axion-Like-Particles).

## Rivelazione degli assioni DM: haloscopia

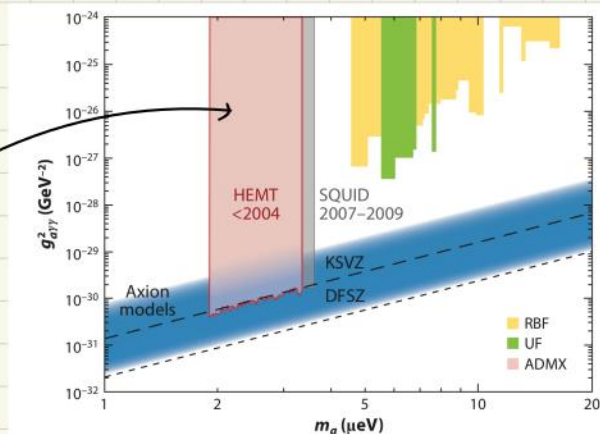
La ricetta per produrre un haloscopia è la seguente:

- ▶ Magnete: necessario per convertire assioni in fotoni
- ▶ Cavità risonante: necessario per massimizzare la conversione e la potenza del segnale
- ▶ Frigido: necessario per garantire un campo magnetico elevato e per lavorare con il più basso rumore
- ▶ Antenna di ricezione del segnale
- ▶ Sistema di amplificazione
- ▶ Sistema di digitalizzazione

## Sfide sperimentali:

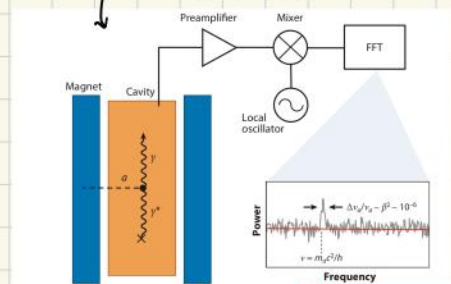
- Massa dell'assione ignota → necessario un sistema di tuning modificabile che selezioni una specifica banda di frequenza su cui concentrarsi.
- Segnale debolissimo → necessari amplificatori supersensibili oltre che avere un sistema di criogenia molto buono. Basti pensare che una resistenza  $R(T)$  per il solo fatto di trovarsi ad una temperatura  $T$  produrrà un rumore ad una densità  $N = 4k_B T R$  (rumore Johnson).
- Rumori pericolosi sono le sinusoidi con frequenze nella stessa regione in cui si cercano assioni (sentire storia dell'esperimento PVLAS).

Attualmente i limiti ottenuti sono i seguenti:



ADMX sono i più forti: sono riusciti a campionare la regione da  $2 \mu\text{eV}$  a  $3.5 \mu\text{eV}$ .

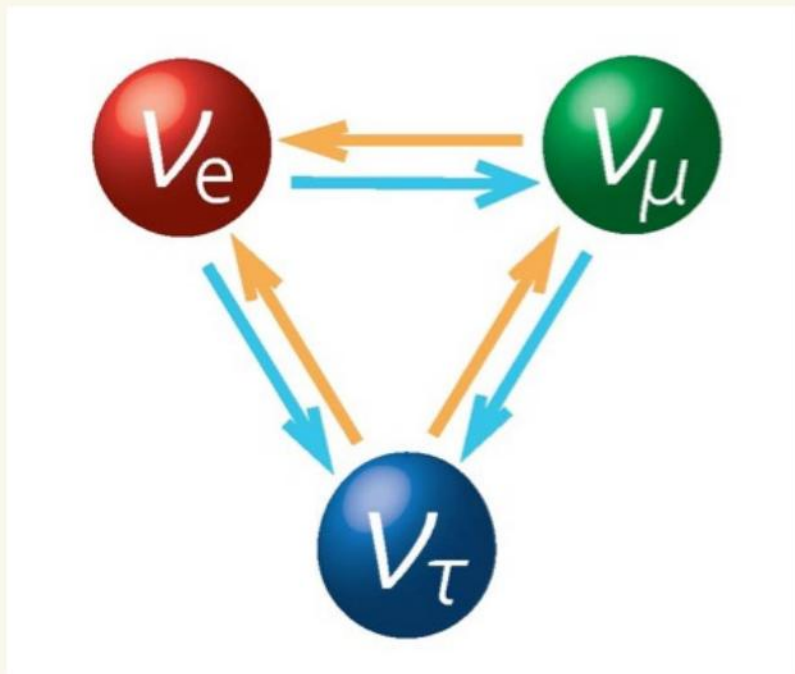
n.b. siccome  $\rho_{DM} \sim 0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$   
e  $M_a \sim 1-100 \mu\text{eV}$   
→ ci troviamo in un mare di assioni.



• Microwave frequencies,  $\mu\text{eV}$  mass scale  
a seconda della massa dell'assione mi aspetto un eccesso di segnale ad una certa frequenza.

n.b. grafici logaritmici → per ottenere un miglioramento significativo bisogna agire in maniera esponenziale sui parametri sperimentali

## §3 Neutrini



## DECOUPLING DEI NEUTRINI

Per avere il decoupling dobbiamo richiedere che la rate di interazione sia minore della costante di Hubble  $\Gamma \leq H$ .

Iniziamo quindi calcolando la rate di interazione dei  $\nu$  con i protoni ed elettroni del plasma primordiale. Per semplicità guardiamo solo all'interazione con gli elettroni dato che siamo interessati solo all'ordine di grandezza.

$$\Gamma \approx \sigma_{\nu e} \cdot n_e \cdot c$$

- velocità: usiamo il fatto che i  $\nu$  al tempo erano relativistici  $v = c$ .
- densità: dal calcolo del corpo nero, per i fotoni avevamo trovato che  $n_\gamma = \beta T^3$ ; per gli elettroni (a statistica  $e^-$ -diversa (fermi) ma il conto  $e^-$  analogo e alla fine si trova che  $n_e \propto T^3$
- sezione d'urto:  $\sigma_{\nu e} \propto G_F^2 E_e E_\nu$  .  $\xrightarrow{\text{eq. termico}}$   $E_e \approx E_\nu \approx KT \rightarrow \sigma_{\nu e} \propto G_F^2 (KT)^2$

$$\rightarrow \boxed{\Gamma \propto G_F^2 (KT)^5 \cdot c}$$

Per quanto riguarda la costante di Hubble abbiamo invece che:

$$H^2 \propto \frac{G}{a^4} \propto G T^4 \rightarrow \boxed{H \propto \sqrt{G} T^2}$$

Dunque al decoupling avevamo che

$$\Gamma = H \rightarrow G_F^2 (KT)^5 c = \sqrt{G} T^2 \rightarrow \boxed{T_{\text{DEC}} = 10^{10} \text{ K}}$$

Questa temperatura corrisponde ad un tempo di 1-10 ns dopo il Big Bang, dunque il decoupling dei neutrini avviene molto prima del decoupling dei fotoni.

Per convertire in un'energia di decoupling:

$$k_B \sim 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \rightarrow E_{\text{DEC}} = k_B T_{\text{DEC}} \sim 1 \text{ MeV}$$

da un conto più preciso si ricava  $\boxed{E_{\text{DEC}} \sim 2.5 \text{ MeV}}$

Possiamo rappresentare cosa è successo ai neutrini v.s fotoni in un grafico nel seguente modo:



Per i fotoni un processo che avviene all'eq. in entrambe le direzioni  $e^+ e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ . Scendendo sotto  $\sim 1 \text{ MeV}$  i  $\gamma$  non sono più in grado di produrre  $e^+ e^-$  e la reazione può avvenire solo verso destra con conseguente aumento del numero di  $\gamma$ .

Quindi non appena i  $\gamma$  si disaccoppiano dagli  $e^-$  questi ne aumentano improvvisamente il loro numero ed  $e^-$  per questo che la densità dei fotoni (normalizzata rispetto a  $n_\gamma$ ) subisce un balzo rispetto quella dei  $\nu$ .

Quindi:

$$n_{\gamma \text{ relativi}} > n_{\nu \text{ relativi}}$$

I  $\gamma$  relitti sono stati osservati e oggi sappiamo che la loro temperatura è  $T_\gamma \approx 2.7\text{K}$ . I  $\nu$  relitti non sono ancora stati osservati tuttavia la loro temperatura può essere inferita da quella dei  $\gamma$  relitti

Se indichiamo con  $T_2$  la temp. dei  $\gamma$  dopo il decoupling e con  $T_1$  la temperatura dei  $\gamma$  prima, che coincide con la temp. dei  $\nu$ , calcolandone il rapporto accediamo al rapporto tra la temp. dei  $\gamma$  e quello dei  $\nu$  relitti (ad ogni tempo). Se indichiamo con  $g$  il # d.o.f. e  $S$  l'entropia:

$$S \propto gT^3$$

nel balzo che subiscono i  $\gamma$   $S$  non cambia dunque:

$$S_1 = S_2 \rightarrow g_1 T_1^3 = g_2 T_2^3 \rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \sqrt[3]{\frac{g_2}{g_1}}$$

Per quanto riguarda  $g$ , dopo il disaccoppiamento ci sono solo fotoni, che essendo bosoni contribuiscono con 2 (2 polarizzazioni) mentre prima del disaccoppiamento ci sono anche elettroni e positroni che essendo fermioni contribuiscono ognuno con un fattore  $7/4$ ; dunque:

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt[3]{\frac{2}{2 + 7/4 + 7/4}} = \sqrt[3]{\frac{4}{11}} \approx 0.7 \rightarrow \boxed{T_\nu = 0.7 T_\gamma}$$

La formula appena calcolata lega l'energia dei fotoni subito prima del decoupling, ossia l'energia dei neutrini, a quella dei fotoni subito dopo il decoupling. Dato che  $T_\nu$  e  $T_\gamma$  diminuiscono allo stesso modo a causa dell'espansione abbiamo che la formula è valida ad ogni istante dopo il decoupling, in particolare anche oggi, in cui  $T_\gamma$  è nota. Quindi abbiamo che:

$$\boxed{T_{\nu, t_0} = T_{\gamma, t_0} \cdot 0.7 = 1.9\text{K}}$$

Dunque la temperatura dei  $\nu$  relitti è simile a quella dei fotoni relitti, ma più bassa a causa del decoupling (a causa di  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ).

Analogamente, per la densità dal calcolo di corpo nero si scopre che per ogni famiglia di neutrini la densità è  $3/11$  di quella dei fotoni (fattore che viene dalla statistica). Allora:

$$\frac{n_\nu}{n_\gamma} = 3 \cdot \frac{3}{11} = \frac{9}{11} ; \quad n_{\gamma, t_0} = 4 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{m}^3} \rightarrow \boxed{n_{\nu, t_0} = 3.36 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{m}^3}}$$

Questo è il valore della densità totale, dunque dividendo per 6 ( $3\nu$  e  $3\bar{\nu}$ ) otteniamo la densità media di  $\nu$  per sapore.

$$\boxed{n_{\nu_e} = n_{\bar{\nu}_e} = 56 \text{ cm}^{-3}}$$

Possiamo ora vedere come il processo di formazione delle strutture a larga scala ci permetta di ottenere info. sui  $\nu$ .

Abbiamo visto che in le strutture a larga scala indicavano DM fredda ed il limite superiore sulla hot DM era

$$\Omega_{\text{HDM}} < 4 \cdot 10^{-3}$$

I  $\nu$  al tempo di formazione di tali strutture erano relativistici, erano dunque una possibile componente della DM calda e questo ci permette dal limite sulla hot DM di inferire un limite sull'energia dei  $\nu$ , ossia sulla loro massa.

$$\frac{E_\nu}{E_c} < 4 \cdot 10^{-3} \rightarrow \boxed{m_\nu < 0.1 \text{ eV}} \quad \text{Limite cosmologico a } m_\nu$$

Questo fondo di  $\nu$  relitti CMB è molto difficile da misurare; Idee sperimentali:

- SCATTERING COERENTE: dato che tali  $\nu$  hanno  $E \sim 10^{-6} \text{ eV}$   $\lambda_\nu \sim 0 \text{ (mm-cm)}$  si può pensare di sfruttare lo scattering coerente con gli elettroni: dato che sulla scala del cm ho un numero di Avogadro di elettroni e ciò aumenterebbe molto la sezione d'urto. Tuttavia è necessario misurare il rinculo di un oggetto macroscopico i.e. l'accelerazione che è dell'ordine di  $10^{-50} \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$ . Oggi si riescono a misurare accelerazioni dell'ordine di  $10^{-13} \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$  (forse in futuro  $10^{-23} \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$ ) Dunque non possibile.

- DECADIMENTO  $\beta$ : è un processo senza soglia i.e. avviene indipendentemente da  $E_\nu$ . Vado a misurare la piccola modifica nello spettro dovuta a  $E_\nu$ . Praticamente vado a misurare l'energia dell'elettrone emesso  $E = Q - E_{\text{cin},\nu} - m_\nu$ . Abbiamo visto che  $E_{\text{cin},\nu} \approx 10^{-6} \text{ eV}$  mentre  $m_\nu \approx 10^{-2} \text{ eV}$  per cui  $E_{\text{cin}}$  trascurabile rispetto a  $m_\nu$ . Per cui la distanza tra  $Q$  e l'endpoint è determinata da  $m_\nu \rightarrow$  ad oggi unico metodo per determinare  $m_\nu$ .

- + CATTURA  $\nu$ : processo a 2 corpi  $\rightarrow e^-$  monocromatico  $\rightarrow E$  determinata solamente dalle masse in gioco  $E = Q + m_\nu$

Dunque la distanza tra l'endpoint del decadimento  $\beta$  e il picco della cattura neutrinica è il doppio della massa del  $\nu$ .

Se in un esperimento riuscissimo a misurare sia il decadimento  $\beta$  che la cattura neutrinica misurando  $E_{e^-}$  e guardando alla distanza tra l'endpoint del dec.  $\beta$  e il picco della cattura neutrinica sarebbe possibile sia misurare  $m_\nu$  che effettuare un'osservazione dei neutrini relitti.

Per realizzare un esperimento bisogna scegliere un nucleo adatto:

- il nucleo deve essere abbondante oppure facile da produrre
- frazione di eventi vicino all'end point del decadimento  $\beta$  alta. È possibile dimostrare che la frazione di eventi che si trovano in un intervallo  $\Delta$  a sinistra dell'end-point va come  $F \propto \left(\frac{\Delta}{Q}\right)^3 \rightarrow Q$  piccolo è meglio
- buona sezione d'urto di cattura neutrinica

Di circa 200 nuclei sono stati selezionati e Tritio e Renio

	Q (keV)	$T_{1/2}$ (y)	$\sigma$ ( $10^{-45} \text{ cm}^2$ )
$^3\text{H}$	18.6	12.33	7.84
$^{187}\text{Re}$	2.66	$4.35 \cdot 10^{10}$	$4.3 \cdot 10^{-7}$

La risoluzione sperimentale necessaria per poter discriminare l'endpoint dal picco di cattura neutrinica è dettata dal rapporto fra i  $\nu$  relitti assorbiti e gli eventi di decadimento  $\beta$  vicini all'end point (indipendente dal nucleo)

$$\frac{N_\nu}{N_\beta} = 2.2 \cdot 10^{-10}$$

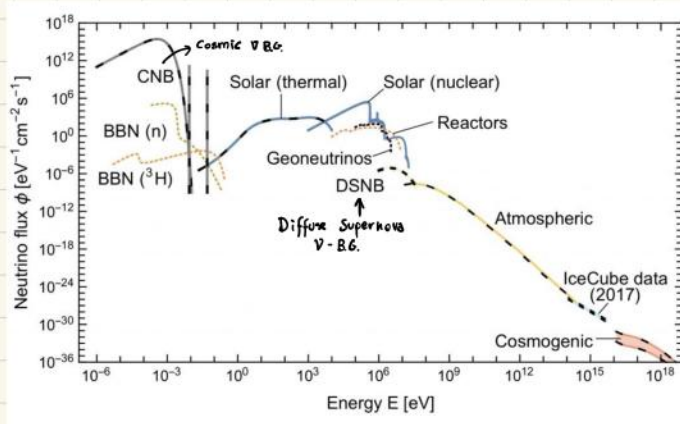
- IDEA DEL PROF VIGNATI: sostituire il decadimento  $\beta$  con la cattura elettronica dove un elettrone delle shell più interne viene assorbito dal nucleo; nello stato finale viene emesso un  $\nu$  e  $\gamma$  emesso dalla diseccitazione del nucleo eccitato.

Quello che si vede in questo esperimento sono una serie di delta inerenti alle energie dei fotoni, quindi non mi danno info sul  $\nu$ . Tuttavia nella realtà sono Breit-Wigner e se capita che la larghezza si avvicina al Q value del decadimento è possibile trarre info sul  $\nu$  producendo un  $\nu$  con energia nulla

E' necessario trovare un elemento con energia di shell vicina al  $Q$  value  $\rightarrow$   $^{463}\text{Ho}$  (Olmio). L'Olmio ha un basso  $Q$  value  $Q \sim 2.5 \text{ KeV}$  e permette di guardare vicino l'endpoint con la Breit-Wigner per ottenere info sul  $\nu$ . Facendo i conti e' uscito fuori che per avere 10 eventi di segnale in un anno sarebbero necessari 307 kg di Ho (task difficile dal momento che se ne producono pochi grammi all'anno). Ottretutto nuove misure riportano  $Q \sim 2.8 \text{ KeV}$   $\rightarrow$  misura peggiorata di un fattore 30

## SORGENTI DI NEUTRINI

Possiamo raggruppare le sorgenti di neutrini in funzione del flusso di neutrini misurato sulla Terra in funzione dell'energia (spettro differenziale):

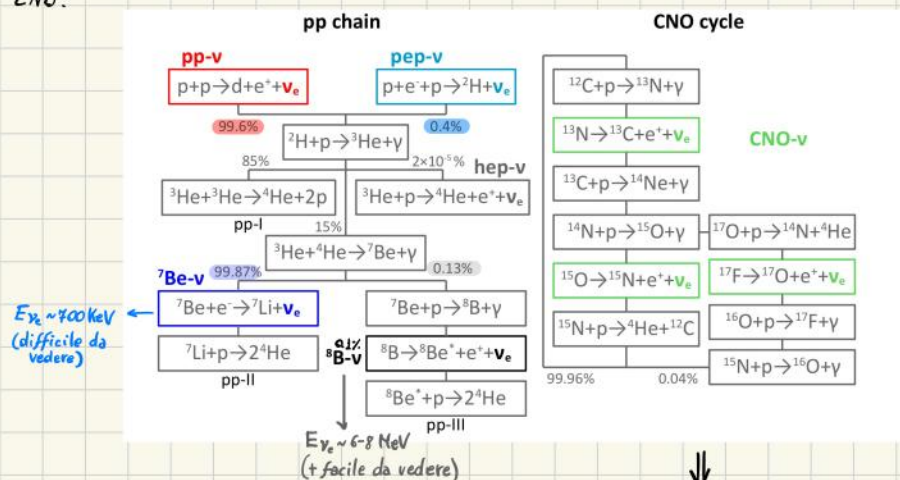


## NEUTRINI SOLARI

Il Sole e' una sorgente di neutrini gratis. (neutrini elettronici)

- Composizione:  $\text{H}_2$  (71%),  $^4\text{He}$  (27%),  $\text{F}$  &  $\text{Z}$  (2%)
  - Luminosita':  $L_\odot = 3.846 \cdot 10^{26} \text{ W}$
  - Distanza Terra-Sole: 500 secondi luce.
- } Sapendo tali informazioni e' possibile fare un modello per predire il flusso di  $\nu$  sulla Terra.

Sul Sole avvengono 2 catene di produzione principali: il contributo maggiore viene dalla catena pp ed un contributo minoritario dal ciclo CNO.



$E_{\nu_e} \sim 400 \text{ KeV}$   
(difficile da vedere)

$E_{\nu_e} \sim 6-8 \text{ MeV}$   
(+ facile da vedere)

La reazione complessiva e'  
 $4p \rightarrow ^4\text{He} + 2e + 2\nu_e$   
 $Q = 26.73 \text{ MeV}$   
 $\langle E_{\nu} \rangle \approx 0.3 \text{ MeV}$

- Interessante poiche' e' un ciclo
- Prima osservazione da Borexino

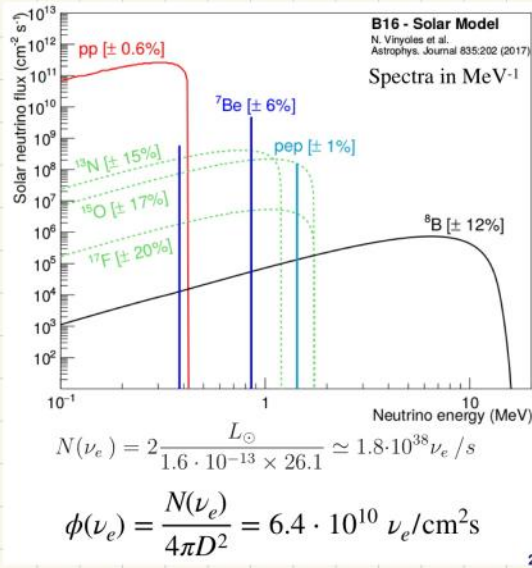
## COME PREVEDERE IL FLUSSO DI NEUTRINI SOLARI : SOLAR STANDARD MODEL

$$\Phi = \frac{N}{\Delta S \Delta t}$$

← # di  $\nu$  inferito dalla luminosità del Sole dovuta principalmente alla catena pp (si basa sulla conoscenza delle sezioni d'urto dei processi interessati).  
 ← tempo impiegato per arrivare sulla Terra  $\sim 500$  s (assumendo  $v \sim c$ )

N.B. La luminosità ci fornisce i fotoni che arrivano sulla Terra. Essi sono prodotti all'interno del Sole (principalmente con la catena pp) con energie  $\sim 0$  (MeV). Il Sole è però un oggetto ad alta densità e prima di uscire da esso i fotoni sono downgradati in energia  $\sim 0$  (eV) (per cui noi li osserviamo nel visibile) (un fotone prodotto al centro del Sole ci mette  $10^5$  anni per uscire)

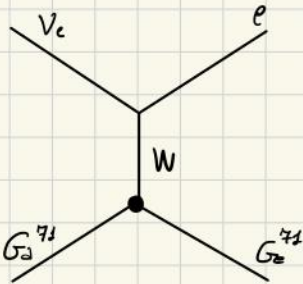
Le previsioni del modello Solare Standard vengono continuamente aggiornate a seconda delle ultime misurazioni di carattere astrofisico e di sezioni d'urto dei processi interessati, (ultimo paper del 2017)



## OSSERVAZIONE DI NEUTRINI SOLARI

### ESPERIMENTO DI DAVIS

La prima osservazione è avvenuta negli anni 60 mediante l'esperimento di Raymond Davis Jr. (Nobel). L'esperimento di Davis utilizza un metodo chimico per rivelare i neutrini. Il processo alla base dell'esperimento è rappresentato nel diagramma



Un  $\nu_e$  converte in un  $e^-$  scambiando corrente carica con un nucleo che quindi cambia numero atomico.

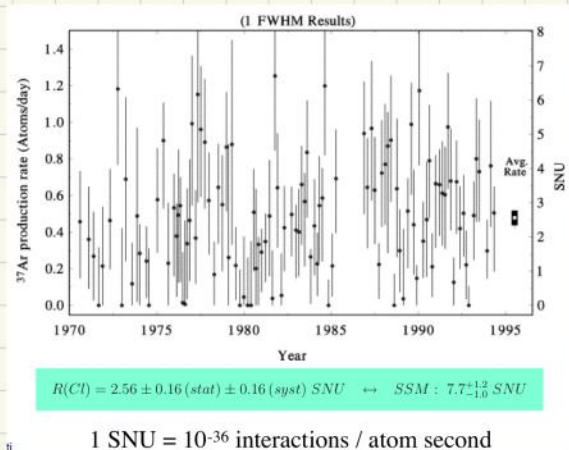
Sfruttando le proprietà chimiche dei 2 elementi è possibile distinguere  $^{71}\text{Ga}$  da  $^{71}\text{Ge}$  ed inferire il numero di  $\nu_e$  con cui si è interagito (in base al numero di atomi modificati)

### Caratteristiche dell'esperimento :

- Operativo dal 1970 al 1994 nella miniera di Homestake (USA) sotto 1800 m di roccia
- Usati  $380 \text{ m}^3$  di  $^{37}\text{Cl}$  (24% di abbondanza in Natura) derivato da  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ .
- Metodo di rivelazione :
  - ▶ Reazione :  $\nu_e + ^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + ^{37}\text{Ar}$
  - $^{37}\text{Ar}$  decade attraverso e-capture ( $T_{1/2} \sim 34$  days) con emissione di raggi  $\gamma \rightarrow$  inferiamo il flusso di neutrini.

- Processo a soglia:  $E_\nu = 814 \text{ KeV} \rightarrow$  non possiamo vedere lo spettro di emissione pp ma si vedono  ${}^9\text{Be}$  e pep.
- Molta furbizia: usato un materiale presente commercialmente sul mercato in larga scala: il tetracloroetene (usato per il lavaggio a secco)
- Complicazioni sperimentali: si vuole rivelare l'Argon che è un gas che si va a creare in un mare di Clao, quindi è necessario estrarlo; lo si fa attraverso l'operazione di flushing di azoto

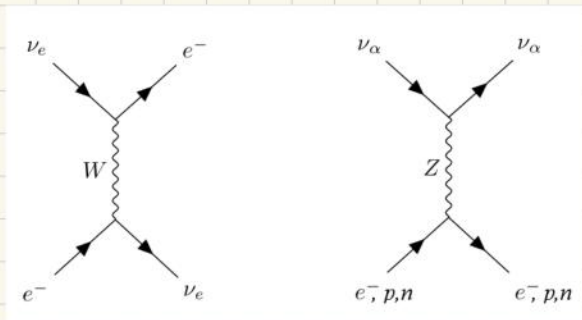
## Risultati



- In asse y abbiamo il # di  ${}^{37}\text{Ar}$  prodotti al giorno che tramite modelli vengono convertiti in SNU (Solar ν unit) che ci danno la rate di interazione per atomi e per secondi.
- La rate osservata è di  $2.56 \text{ SNU} \sim 1/3$  della rate predetta dallo SSM (Standard Solar Model). Oggi sappiamo che ciò è dovuto alle oscillazioni dei neutrini ma al tempo queste non erano note e si mise in dubbio la validità dello SSM. (Soluzione al problema arrivata negli anni 2000)

## RIVELAZIONE MODERNA DEI NEUTRINI

Oggi i neutrini non si studiano più chimicamente ma mediante lo scambio di correnti cariche  $W$  o neutre  $Z$ .

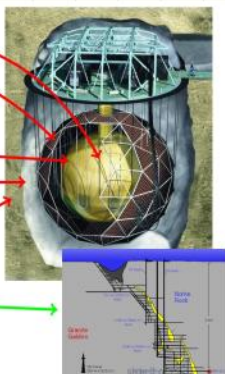


## ESPERIMENTO SNO (Sudbury Neutrino Observatory)

### • APPARATO SPERIMENTALE

### • REAZIONI UTILIZZATE PER LA RIVELAZIONE DEI $\gamma$ SOLARI

- Heavy Water ( $\text{D}_2\text{O}$ ) as active medium.
  - 1000t of ultra-pure  $\text{D}_2\text{O}$ .
- PMT Support Structure
  - 9500 PMTs provide  $\sim 54\%$  coverage.
  - 80 outward looking PMTs provide cosmic veto.
- Acrylic Vessel (AV).
  - 12m diameter, 5cm thick.
- Light water ( $\text{H}_2\text{O}$ ) shielding.
  - 1700 t internal shielding.
  - 5300 t external shielding.
- Urlyon liner.
  - Seal backgrounds from rock (Radon).
- 2039m deep (6000 mwe) in Creighton Mine (Sudbury, Ontario).
  - Very low cosmic rate ( $\sim 80 \mu$  per day).



**Neutrino Reactions on Deuterium**

**CC**  $\nu_e + d \Rightarrow p + p + e^-$

- Gives  $\nu_e$  energy spectrum well
- Weak direction sensitivity  $\propto 1 - 1/3 \cos(\theta)$
- $\nu_e$  only.

**NC**  $\nu_x + d \Rightarrow p + n + \nu_x$

- Measure total  ${}^8\text{B}$   $\nu$  flux from the sun.
- Equal cross section for all  $\nu$  types

**ES**  $\nu_x + e \Rightarrow \nu_x + e$

- Low Statistics
- Mainly sensitive to  $\nu_e$ , some sensitivity to  $\nu_\mu$  and  $\nu_\tau$
- Strong direction sensitivity

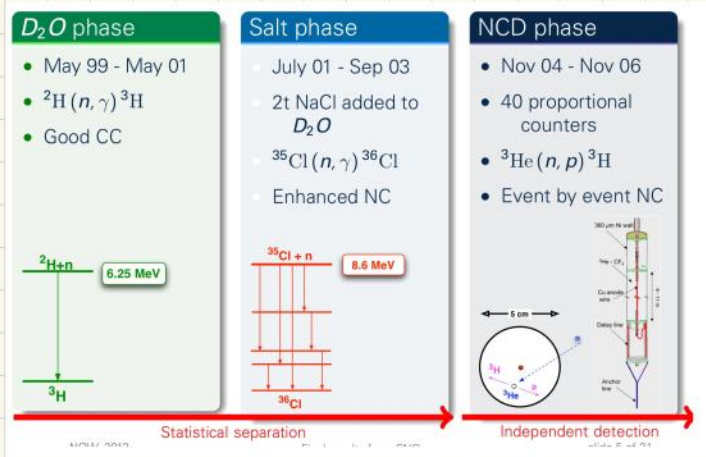
→ solo  $\nu_e$  (ben riconoscibile mediante Cherenkov)

→ tutti i tipi di  $\nu$  perché  $E_\nu > 2.2 \text{ MeV}$  (riconoscibili dai  $\gamma$  da  $2.2 \text{ MeV}$  prodotti dalla ricombinazione di  $p+n$ )

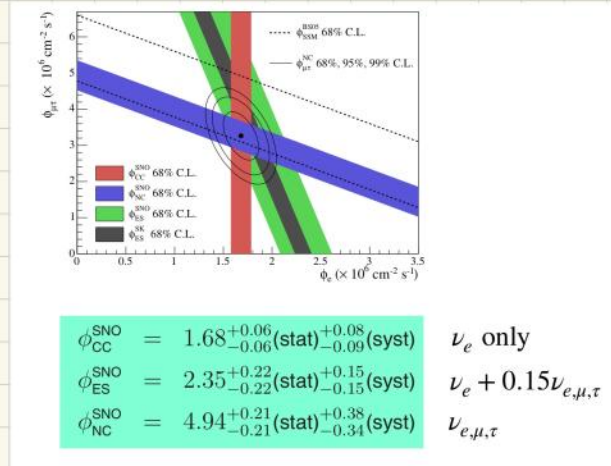
→ scattering elastico CC per  $\nu_e$  e NC per  $\nu_\mu, \nu_\tau$

↓  
L'esperimento è in grado di distinguere fra interazioni CC NC grazie al deuterio

## • FASI DELL'ESPERIMENTO



## • RISULTATI DI SNO



## • CONCLUSIONI

Si trova che  $\frac{\nu_e}{\nu_{e,\mu,\tau}} \sim \frac{1}{3}$  e cio' spiega il problema di Homestake: l'esperimento era sensibile solo a  $\nu_e$  e non  $\nu_\mu, \nu_\tau$ . Ma aspetta, non abbiamo detto che il Sole produceva solo  $\nu_e$ ? Si, ma durante il viaggio essi sono diventati  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  che sono stati invece visti da SNO.

• **CONSEGUENZE**: a seguito dell'esperimento abbiamo iniziato ad interrogarci sulla natura dei neutrini:

- I  $\nu$  oscillano di sapore senza cambiare il numero (non decadono).
  - Cio' significa che i  $\nu$  hanno massa  $\neq 0$ .  $\rightarrow$  particelle di Dirac o Majorana?
  - Necessaria matrice 3x3 di mixing  $\rightarrow$  violazione CP possibile

## FORMALISMO DELLE OSCILLAZIONI NEL VUOTO

Indichiamo con

$$\begin{aligned} \nu_\alpha & \quad \alpha: (e, \mu, \tau) & : \text{campi di sapore} \\ \nu_i & \quad i: (1, 2, 3) & : \text{campi di massa} \end{aligned}$$

I campi di sapore possono essere scritti come sovrapposizione di quelli di massa come:

$$\nu_\alpha = U \nu_i \quad \text{con} \quad UU^\dagger = \mathbb{1}$$

passando ai Ket abbiamo:

$$|\nu_\alpha\rangle = U^* |\nu_i\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

n.b. il complesso coniugato esce poiche' per creare il Ket dal vuoto abbiamo bisogno dell'operatore di creazione.

Il fenomeno dell'oscillazione permette di avere una probabilita' non nulla di trovare al tempo  $t$  il neutrino, inizialmente nell'autostato di sapore  $\alpha$  in un altro autostato di sapore  $\beta$

$$|\nu_\alpha(t=0, x=0)\rangle \longrightarrow |\nu_\beta(t=T, x=L)\rangle$$

Innanzitutto determiniamo  $\nu_\alpha(T, L)$  come:

$$\nu_\alpha(T, L) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i T - p_i L)} |\nu_i\rangle$$

ed ora calcoliamo l'elemento di matrice:

$$\begin{aligned} \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(T, L) \rangle &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i \rangle e^{-i(E_i T - p_i L)} \\ &= \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \delta_{ij} e^{-i(E_i T - p_i L)} \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i T - p_i L)} \end{aligned}$$

$$\longrightarrow P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(T, L) \rangle|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)T + i(p_i - p_j)L}$$

Quando rileviamo un neutrino noi sappiamo quando lo abbiamo rivelato ma non quando il neutrino è stato emesso, dunque non conosciamo  $T$ . e quindi la fase  $\psi \equiv e^{-i(E_i - E_j)T}$ . Eseguendo una media su  $E_i$  fosse diverso da  $E_j$  otterremmo  $\langle \psi \rangle = 0$  il che sarebbe in contraddizione con ciò che osserviamo sperimentalmente ( $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq 0$ ) quindi  $E_i = E_j$ .  
Dunque impariamo che gli autostati di massa hanno la stessa energia.

Dato che i neutrini sono relativistici il loro impulso può essere approssimato nel seguente modo:

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} = E \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{E^2}} \approx E \left(1 - \frac{m_i^2}{2E^2}\right) \longrightarrow p_i - p_j = -\frac{m_i^2}{2E} + \frac{m_j^2}{2E} = \frac{\Delta m_{ji}^2}{2E}$$

Nella fisica dei neutrini quando si parla di  $\Delta m^2$  si intende la differenza delle masse al quadrato e non il quadrato della differenza delle masse.

Dunque si ha che:

$$\longrightarrow P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \equiv P_{\alpha\beta} = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{\frac{i \Delta m_{ji}^2}{2E} \cdot L}$$

Da questa formula notiamo che le quantità che dobbiamo conoscere sono:

- La matrice di mixing  $U$
- La distanza di propagazione  $L$
- La differenza di massa  $\Delta m_{ij}^2$
- L'energia del neutrino rivelato.

Possiamo riscrivere tutto in forma matriciale come:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| U \begin{pmatrix} e^{-i \frac{m_1^2}{2E} L} & & \\ & e^{-i \frac{m_2^2}{2E} L} & \\ & & e^{-i \frac{m_3^2}{2E} L} \end{pmatrix} U^\dagger \right|^2 = \left| U \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{-i \frac{(m_2^2 - m_1^2)L}{2E}} & \\ & & e^{-i \frac{(m_3^2 - m_1^2)L}{2E}} \end{pmatrix} U^\dagger \right|^2$$

Possiamo definire la cosiddetta Hamiltoniana di oscillazione nel vuoto come:

$$H_{osc} \equiv U \begin{pmatrix} 0 & & \\ & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & \\ & & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger \longrightarrow P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| e^{-i H_{osc} L} \right|^2$$

Vediamo ora un esempio di conto esplicito nel caso 2x2.

La matrice di mixing  $U$ , essendo la rotazione che porta gli autostati di sapore negli autostati di massa, nel caso 2x2 può essere scritta nel seguente modo:

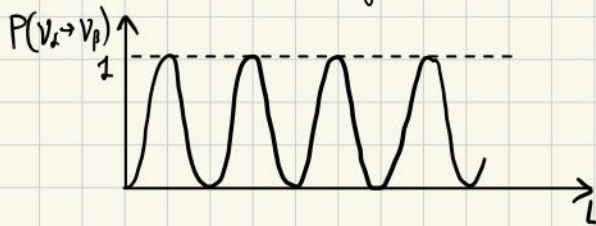
$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \rightarrow H_{osc} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

Il processo che vogliamo studiare è  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ , che è un processo detto "sparizione", poiché  $\nu_\alpha$  sparisce diventando un  $\nu_\beta$ . La probabilità di tale evento è:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_{i,j=1}^2 U_{\alpha_i}^* U_{\beta_i} U_{\alpha_j} U_{\beta_j}^* e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} = \\ &= U_{\alpha_1}^* U_{\beta_1} U_{\alpha_1} U_{\beta_1}^* + U_{\alpha_2}^* U_{\beta_2} U_{\alpha_2} U_{\beta_2}^* + U_{\alpha_1}^* U_{\beta_1} U_{\alpha_2} U_{\beta_2}^* e^{i \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E}} + U_{\alpha_2}^* U_{\beta_2} U_{\alpha_1} U_{\beta_1}^* e^{i \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E}} = (\Delta m_{ij}^2 = -\Delta m_{ji}^2) \\ &= (\cos\theta \cdot \sin\theta)^2 + (\cos\theta \sin\theta)^2 - (\cos\theta \cdot \sin\theta)^2 e^{i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} - (\cos\theta \cdot \sin\theta)^2 e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} = \\ &= 2 (\cos\theta \cdot \sin\theta)^2 \left[ 1 - \cos\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}\right) \right] = \\ &= 2 (\cos\theta \cdot \sin\theta)^2 \cdot 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) = \\ &= 2 \cdot \left(\frac{1}{2} \sin 2\theta\right)^2 \cdot 2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\ &= \underbrace{\sin^2 2\theta}_{\substack{\text{ampiezza di} \\ \text{oscillazione} \\ \text{(indipendente da} \\ \text{spazio e tempo)}}} \cdot \underbrace{\sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right)}_{\substack{\text{fase (dipendente} \\ \text{da distanza e} \\ \text{tempo)}}} \end{aligned}$$

$$\rightarrow P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \quad ; \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$$

La probabilità di sparizione ha il seguente andamento:



La frequenza del processo di sparizione è data da:

$$\frac{\Delta m^2 L}{4E} = 1.27 \frac{L}{\text{km}} \frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \frac{\text{GeV}}{E}$$

dunque questa frequenza diventa di ordine 1 per un neutrino di 1 GeV, dopo 1 km se la differenza di massa fra i 2 autostati è di 1 eV.

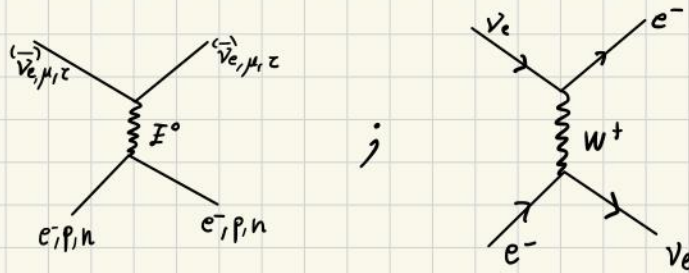
Le famiglie di neutrini sono 3 e per ognuna ci sono 2 differenze di massa con le altre due; per cui ogni famiglia avrà la sua frequenza tipica di oscillazione. Inoltre neutrini con energie diverse avranno frequenze di oscillazioni diverse.

Per poter osservare al meglio le oscillazioni, fissata  $\Delta m$  che vogliamo osservare, dobbiamo scegliere l'energia del  $\nu$  e la distanza  $L$  in modo tale che la frequenza

sia di ordine 1. Per quanto riguarda i  $\nu$  solari non siamo in grado di misurare le oscillazioni in funzione della distanza infatti poiché il Sole è grosso la distanza dal punto di emissione del neutrino non la conosciamo precisamente e dunque dobbiamo mediare anche sopra  $L$ .  $\rightarrow$  misuriamo una media di oscillazioni. Per i neutrini da reattore invece siamo in grado di vedere le oscillazioni precisamente poiché sappiamo esattamente dove si trova il reattore e quindi conosciamo  $L$ .

## OSCILLAZIONI NELLA MATERIA

Finora abbiamo assunto che i  $\nu$  oscillano nel vuoto. Nel nostro caso non è vero sia per esperimenti a reattore sia per quelli solari. Quindi ci sono delle correzioni da fare. Come già visto in precedenza per i neutrini ci sono due tipi di diagrammi con corrente neutra o corrente carica.



Tuttavia il diagramma da considerare è quello con corrente carica. Infatti con la corrente neutra tutti i neutrini subirebbero la stessa modifica. Invece i  $\nu_e$  essendo gli unici soggetti a corrente carica subiscono un'ulteriore modifica rispetto agli altri neutrini. Questo fenomeno è analogo a quanto accade ad i fotoni ottici che attraversano la materia, per i quali vi è un indice di rifrazione, e per questo motivo questa modifica che subiscono solo i neutrini elettronici è detta rifrazione.

L'Hamiltoniana della rifrazione è data da:

$$H_{\text{rifrazione}} = \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} ; \quad V = \sqrt{2} G_F N_e$$

Di conseguenza:

$$H_{\text{tot}} = U \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} \\ \frac{\Delta m_{32}^2}{2E} & 0 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Specializziamoci ora al caso di 2 famiglie ed andiamo a vedere l'effetto che questo termine di rifrazione ha sulle oscillazioni.

$$\begin{aligned} H_{\text{tot}}^{2\text{famiglie}} &= U \begin{pmatrix} 0 & \\ & \frac{\Delta m^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V & \\ & 0 \end{pmatrix} = \text{sfruttando nuovamente l'invarianza della fisica per trasformazioni unitarie} \\ &= U \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} & \\ & \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} \frac{V}{2} & \\ & -\frac{V}{2} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{\Delta m^2}{4E} U \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} U^\dagger + \frac{V}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{\Delta m^2}{4E} \left[ U \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} U^\dagger + \frac{2VE}{\Delta m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \end{aligned}$$

Risulta naturale introdurre un parametro di modifica  $X$  definito come:

$$X \equiv \frac{2EV}{\Delta m^2} = \frac{2E \sqrt{2} G_F N_e}{\Delta m^2} \rightarrow H_{tot}^{2famiglie} = \frac{\Delta m^2}{4E} \left[ U \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} U^\dagger + X \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right]$$

Abbiamo visto in precedenza che  $U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$

$$\rightarrow U \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} U^\dagger = \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \rightarrow H_{tot}^{2famiglie} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{bmatrix} -\cos 2\theta + X & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - X \end{bmatrix}$$

In assenza di rifrazione avevamo una matrice con determinante unitario per un prefattore davanti. Ora, a causa del termine  $X$  la matrice non ha più determinante unitario

$$\Delta = \det \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + X & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - X \end{pmatrix} = -(\cos 2\theta - X)^2 - \sin^2 2\theta$$

Dato che vorremmo avere una matrice unitaria (con determinante  $\pm 1$ ) posso fattorizzare  $\sqrt{\Delta}$  e definirmi:

$$\sin(\theta_{eff}) = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{\Delta}} ; \cos(\theta_{eff}) = \frac{\cos 2\theta - X}{\sqrt{\Delta}} ; \Delta m_{eff}^2 = \Delta m^2 \sqrt{\Delta}$$

$$\rightarrow H_{tot}^{2famiglie} = \frac{\Delta m_{eff}^2}{4E} \begin{bmatrix} -\cos(\theta_{eff}) & \sin(\theta_{eff}) \\ \sin(\theta_{eff}) & \cos(\theta_{eff}) \end{bmatrix}$$

Il parametro  $X$  parametrizza la modifica che abbiamo a causa del passaggio dei neutrini nella materia: se  $X=0$  non c'è modifica, se invece  $X \neq 0$  vi è modifica. Facendo i conti con i numeri dei neutrini solari abbiamo che:

- $N_{e, Sole} = 6.4 \cdot 10^{34} \text{ m}^{-3}$
- $G_F = 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
- $\Delta m^2 = 7.6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$

$$\rightarrow X_{Sole} = 0.27 \cdot E [\text{MeV}]$$

Considerando che  $E \in 0 \div 10 \text{ MeV}$

$$\cos 2\theta_{eff} \in \cos 2\theta \div \approx 1 ; \sin 2\theta_{eff} \in \sin 2\theta \div \approx 0$$

L'ampiezza di oscillazione è data da  $\sin 2\theta_{eff}$  e, a seconda dell'energia del neutrino, cambia. Avevamo visto che il neutrino emesso può essere scritto in termini di autostati di massa come:

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta_{eff} |\nu_1\rangle + \sin \theta_{eff} |\nu_2\rangle$$

Per quanto detto prima si ha:

- A basse energie  $|\nu_e\rangle \approx \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \rightarrow$  oscillerà fra i 2 autostati di massa
- Ad alte energie  $\theta_{eff} \rightarrow \frac{\pi}{2} \rightarrow |\nu_e\rangle = |\nu_2\rangle$  (o  $|\nu_1\rangle$ )  $\rightarrow$  in tal caso non vi è oscillazione

Per cui a seconda che il neutrino sul Sole venga emesso a basse o a alte energie si troverà in un autostato diverso e ciò ha implicazioni sulla sua probabilità di transizione in

un altro neutrino al momento in cui questo viene rivelato. Sappiamo che:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{2E} ; \quad P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{2E}$$

Quando con i detector sulla Terra riveliamo un neutrino quello che facciamo è proiettarlo su un autostato di sapore.

- Se  $\nu_e$  viene emesso con  $E \sim 0$ :  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E \sim 0) \approx 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{2E}$
- Se  $\nu_e$  viene emesso con  $E \sim 10 \text{ MeV}$ :  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E \sim 10 \text{ MeV}) \approx \sin^2 \theta$  ( $= |\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2$ )

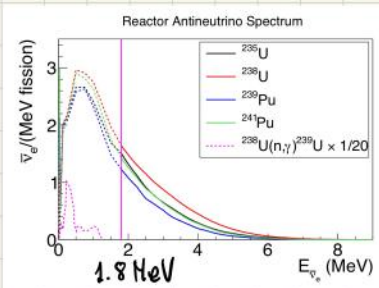
## NEUTRINI DA REATTORE

Con i neutrini da reattore, essendo nota la distanza, è possibile osservare la sinusoidale delle oscillazioni.

In un reattore vi sono le seguenti caratteristiche:

- nel reattore avviene un processo di fissione usando isotopi di Uranio e Torio e per fissione vengono prodotti circa 200 MeV
- In una fissione vengono prodotti neutroni, che poi decadono  $\beta$  e producono antineutrini  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
- In totale si hanno **6  $\bar{\nu}_e$  per fissione**
- La produzione di  $\bar{\nu}_e$  è di  $2 \cdot 10^{20} \frac{\bar{\nu}_e}{s}$  per  $\text{GW}_{th}$ . N.B. nei reattori si usa il GigaWatt per indicarne la potenza stimata tenendo conto dell'efficienza che si ha nel processo di conversione da energia termica a elettrica. Noi usiamo invece  $\text{G}_{th}$  dove "th" sta per "thermal" che tiene conto dell'energia termica prodotta ma non dell'efficienza della conversione, poiché a noi interessa sapere il numero di reazioni al secondo.

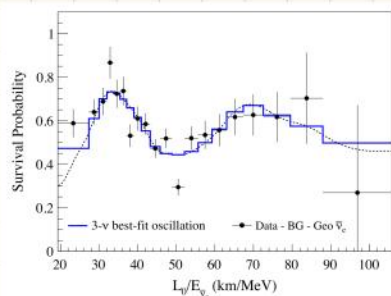
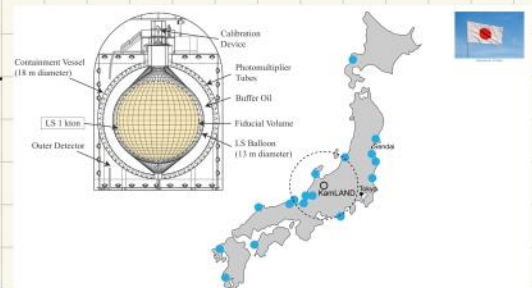
Lo spettro degli antineutrini da reattore è il seguente:



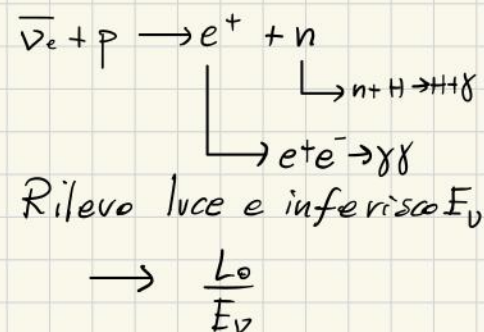
$E_{\bar{\nu}_e} > 1.8 \text{ MeV}$  (soglia dell'inverse  $\beta$  decay  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ )

## KAMLAND

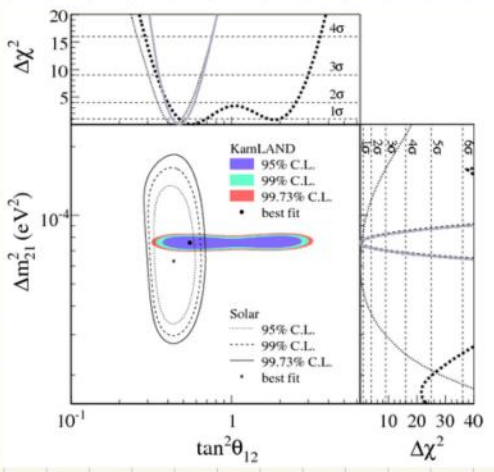
- Primo esperimento in cui si sono osservati neutrini da reattore.
- Situato nella miniera di Kamioka (Giappone) con attorno molte centrali n. situate ad una distanza media  $L$ .
- Scintillatore liquido da 1 ton riempito di idrocarburi (pieni di protoni)
- Risultati:



- asse y: #  $\bar{\nu}_e$
- asse x: fase delle oscillazioni



Risultati combinati: KAMLAND + SNO

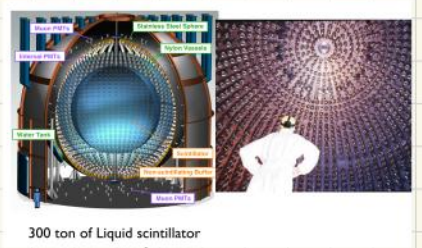


- con le linee nere sono riportati i risultati di SNO con aree colorate i risultati di KAMLAND.
- $\Delta m^2_{21}$  è ciò che determina la fase,  $\tan^2 \theta_{12}$  era usato come misura dell'ampiezza di oscillazione
- con SNO misuriamo  $\Delta m^2_{21}$  con grande incertezza a causa di L. → mettiamo un limite superiore. Mentre  $\tan^2 \theta_{12}$  lo misuriamo molto bene a causa del grande flusso di neutrini
- con KAMLAND abbiamo la situazione opposta

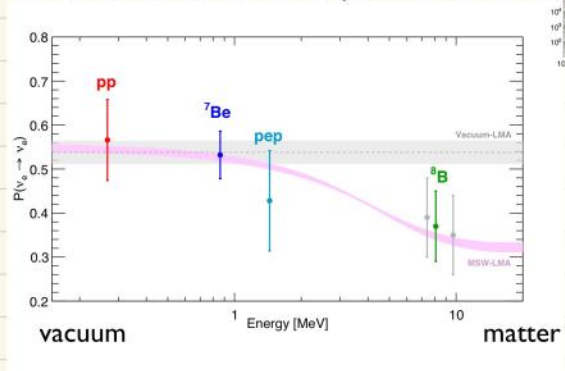
Mettendo assieme le 2 osservazioni è possibile ottenere delle buone stime per  $\theta_{12}$  e  $\Delta m^2_{12}$

BOREXINO

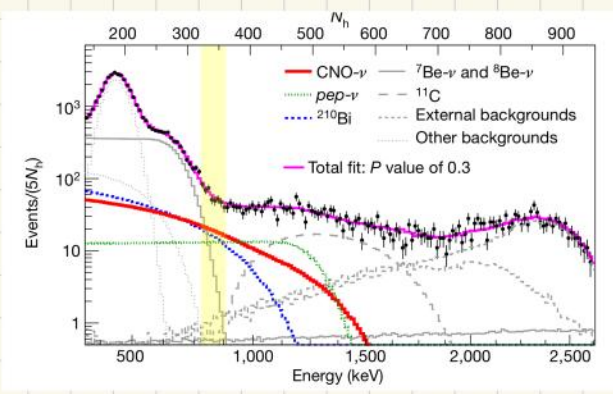
- Situato ai laboratori del Gran Sasso
- Concettualmente identico a Kamland ma i Giapponesi sono stati più veloci.
- Non essendoci reattori vicini Borexino è un esperimento per neutrini solari.
- I risultati sono arrivati in ritardo ma i migliori in assoluto: grazie alla purezza altissima dello scintillatore liquido → permette di abbassare la soglia di energia, minore bg, migliore acquisizione di luce. Sono riusciti a misurare varie componenti dello spettro dei  $\nu$  solari: tra cui anche i  $\nu$  del ciclo CNO (che hanno uno spettro continuo a basse energie)



300 ton of Liquid scintillator



- $P(\text{sopravvivenza})$  v.s. energia
- si vede chiaramente il pattern di transizione tra il vuoto e materia (che è il Sole in questo caso) (a basse energie abbiamo un  $\nu_e$  invece ad alte vengono prodotti  $\nu_e$  e  $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$  è diversa nei 2 casi) Il pattern di transizione è visibile poiché Borexino è il primo esperimento che riesce a vedere contemporaneamente i  $\nu$  solari prodotti con diversi processi.



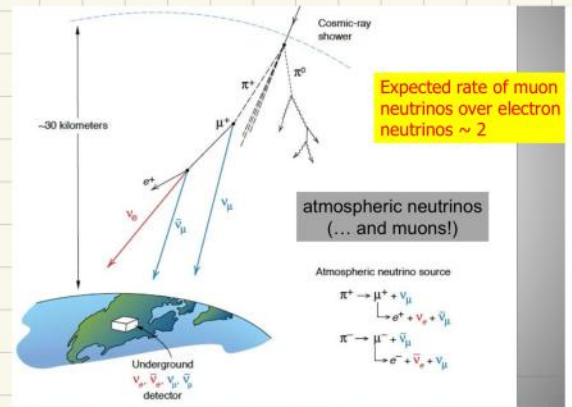
I neutrini del ciclo CNO sono molto difficili da vedere a causa del loro spettro continuo a basse energie → necessaria un'ottima conoscenza del fondo

# NEUTRINI ATMOSFERICI

Per andare a sondare diverse frequenze di oscillazione dobbiamo variare  $L$  ed  $E$  siccome  $\varphi = \frac{\Delta m^2 L}{4E}$ .

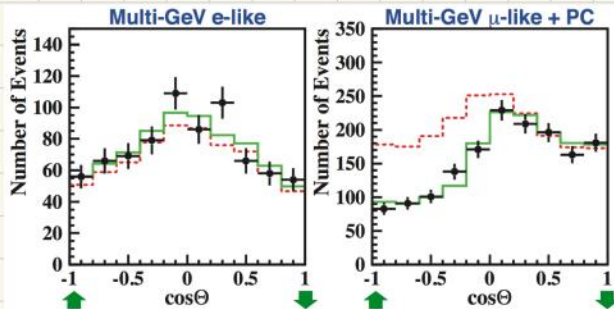
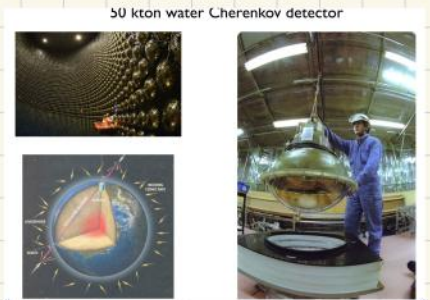
Per fare ciò si utilizzano i neutrini atmosferici, le cui caratteristiche sono le seguenti:

- flusso sulla superficie è molto più piccolo dei  $\nu$  solari (ma non troppo basso). Essendo flussi minori servono esperimenti con un maggior numero di kton.
- nell'atmosfera vengono prodotti sia neutrini elettronici che muonici e per ogni  $\nu_e$  ve ne sono 2  $\nu_\mu$ .



# SUPERKAMIOKANDE (Nobel)

- Situato nelle miniere di Kamioka (stesse di Kamland)
- L'apparato si basa su un water Cherenkov da 50 kton: usano l'effetto Cherenkov per rivelare il tipo di  $\nu$ , misurarne l'energia ed anche l'angolo con cui attraversano il detector.
- u.b. da misura dell'angolo permette di stabilire da quale parte dell'atmosfera viene il  $\nu$  e questo permette di misurare  $L$ .
- Il suo predecessore era Kamiokande il cui obiettivo era quello di misurare la vita media del protone.
- I risultati ottenuti da Superkamiokande sono i seguenti:



$\cos \theta = 1$  :  $\nu$  viene da sopra  
 $\cos \theta = -1$  :  $\nu$  viene da sotto

- I  $\nu$  che vengono da sopra non hanno avuto tempo per oscillare mentre i  $\nu$  che provengono da sotto hanno attraversato tutta la Terra ed hanno avuto tempo per farlo
- per  $\cos \theta = 1$  : ricaviamo il # di  $\nu$  che ci aspettiamo di rivelare senza oscillazione
- per  $\cos \theta = -1$  : il # di  $\nu$  che riveliamo dopo l'oscillazione

Red: no oscillation Green: oscillation fit  
 No deviation observed in the electron neutrino signal  
 Oscillation is  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

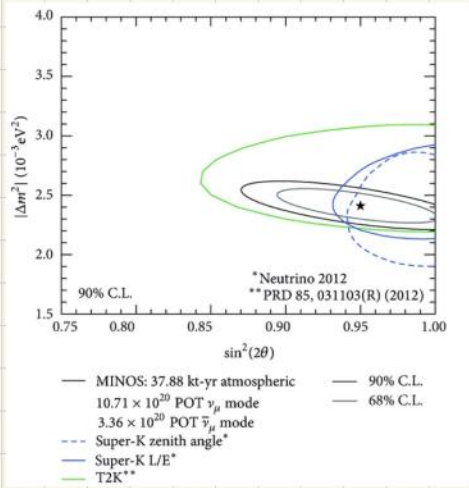
- Se l'oscillazione avviene il #  $\nu$  a  $\cos \theta = -1 < \# \nu$  a  $\cos \theta = 1$
- Se l'oscillazione non avviene il #  $\nu$  a  $\cos \theta = -1 = \# \nu$  a  $\cos \theta = 1$
- Se  $\# \nu$  a  $\cos \theta = -1 > \# \nu$  a  $\cos \theta = 1$  vuol dire che un altro tipo di  $\nu$  ha oscillato ed è stato rivelato (erroneamente)

Si osserva che  $\# \nu_\mu$  a  $\cos \theta = -1 \approx 50\%$  di  $\# \nu_\mu$  a  $\cos \theta = +1 \rightarrow$  alla frequenza dei  $\nu$  atmosferici circa la metà dei  $\nu_\mu$  oscilla.  
 Si osserva invece che  $\# \nu_e$  a  $\cos \theta = -1 \approx \# \nu_e$  a  $\cos \theta = +1 \rightarrow$  alla freq. dei  $\nu$  atmosferici  $\nu_e$  non oscillano e i  $\nu_\mu$  non oscillano in  $\nu_e$  e quindi che  $\nu_\mu$  oscilla solo in  $\nu_\tau$ .

Quindi complessivamente Superkamiokande scopre che i  $\nu_e$  non oscillano e che i  $\nu_\mu$  oscillano al 50% andando in  $\nu_e$ .

Ma aspetta, perché con i  $\nu$  solari siamo stati in grado di misurare le oscillazioni dei  $\nu_e$ ? Con i  $\nu$  solari L/E è molto più grande e quindi la frequenza di oscillazione è molto più piccola e siamo quindi in grado di vedere i  $\nu_e$  che oscillano

Anche per i  $\nu$  atmosferici è possibile realizzare un grafico come quello già visto per i solari (freq. v.s. ampiezza):



- Osserviamo che l'ampiezza di oscillazione è  $\sin^2(2\theta) \sim 1$  e dunque che il mixing è massimo. La frequenza di oscillazione invece come già preannunciato è molto maggiore di quella dei solari:  $|\Delta m_{atm}^2| \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  v.s.  $|\Delta m_{solar}^2| \sim 7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ .

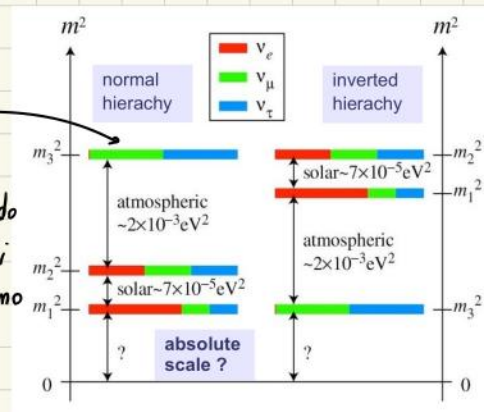
## RECAP

Abbiamo visto che  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  dipende dal parametro  $X$ .  $X$  dipende da  $\Delta m^2$  e a seconda del suo segno avremo un  $\sin^2(\theta_{eff})$  diverso e dunque una diversa prob. di transizione. Borexino che va a vedere la Prob. di transizione in funzione dell'energia ha accesso al segno di  $\Delta m^2$  e scopre che  $m_2 > m_1$ . Con un esperimento come Superkamiokande invece non abbiamo accesso al segno e quello che otteniamo è un'informazione su  $|\Delta m|$ . infatti non essendo presenti gli effetti di materia non entra in gioco il parametro  $X$  e quindi non è possibile risalire al segno di  $\Delta m$ .

## GERARCHIE DI MASSA

- Dall'oscillazione dei  $\nu$  solari sappiamo che  $m_2 > m_1$
- Dall'oscillazione dei  $\nu$  atmosferici sappiamo che  $|\Delta m^2|$  fra  $\nu_3$  e una sovrapposizione di  $\nu_1$  e  $\nu_2$  è più grande del  $|\Delta m^2|$  fra  $\nu_1$  e  $\nu_2$  (non conosciamo il segno in questo caso)

Questo porta ad avere 2 possibili gerarchie di massa: normale o inversa:



alla freq atm. SuperK. ha osservato solo oscillazioni tra  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ ; per ciò costruendo la composizione in sapore degli autostati di massa abbiamo che ciò che non è  $\nu_e$  si divide al 50% tra  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ .

## ANGOLI DI MIXING

Attualmente abbiamo misurato 2 angoli di mixing e ce ne manca uno, quello fra gli autostati di massa  $m_1$  e  $m_3$ .

- $\theta_{12}$  e' per l'oscillazione fra gli autostati 1 e 2 ed e' quello che misuriamo con i neutrini solari.
- $\theta_{23}$  e' per l'oscillazione fra gli autostati 2 e 3 ed e' quello che misuriamo con i neutrini atmosferici.
- $\theta_{13}$  lo misuriamo andando a vedere il  $\bar{\nu}_e$ , che e' principalmente composto dal primo autostato di massa, oscillare alla frequenza atmosferica nel terzo autostato di massa. Per fare cio' dobbiamo produrre  $\bar{\nu}_e$  e vedere se oscillano intorno alla freq atmosferica.; per esempio vicino ad un reattore cercando di osservare le oscillazioni veloci.

## DAYA BAY

- Situato vicino i 6 reattori della centrale di Daya Bay.
- Per minimizzare la sistematica relativa al flusso dei neutrini l'esperimento usa near detectors (vicino ai reattori) per misurare il flusso non oscillato.
- Per misurare i  $\nu$  oscillati vengono usati dei far detectors.



- Liquid scintillator doped with Gd

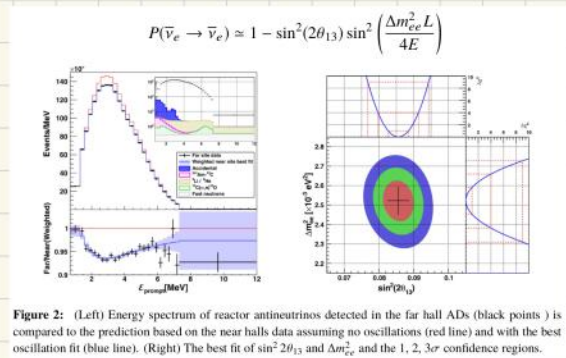
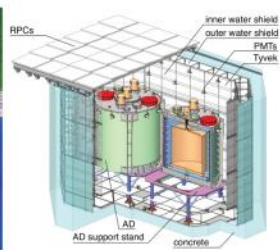


Figure 2: (Left) Energy spectrum of reactor antineutrinos detected in the far hall ADs (black points) is compared to the prediction based on the near halls data assuming no oscillations (red line) and with the best oscillation fit (blue line). (Right) The best fit of  $\sin^2 2\theta_{13}$  and  $\Delta m_{ee}^2 L$  and the 1, 2, 3 $\sigma$  confidence regions.

Come possiamo vedere i dati sono compatibili con l'ipotesi di oscillazione. Possiamo quindi concludere che il mixing dei neutrini e' completo ma con 2 canali preferenziali (si parla di Tri-Bi Maximal Mixing).

Dunque la matrice di mixing  $U$  puo' essere parametrizzata come il prodotto di 3 matrici in cui ognuna contiene un angolo di mixing.

$$U = \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix}$$

## VIOLAZIONE CP

Dato che il mixing e' a 3 famiglie e' possibile avere violazione di CP.  
Avere violazione di CP vuol dire che:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

Cio' e' impossibile nel caso vi fossero solo 2 famiglie, infatti in tal caso, supponendo esistano solo  $\mu$  e  $e$ , per avere CP le percentuali di mixing per  $\nu_e$  e  $\bar{\nu}_e$  dovrebbero essere diverse (analogamente per  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$ )

Schematicamente :

$$\nu_e \longrightarrow \boxed{\nu_e \quad \nu_\mu} \neq \bar{\nu}_e \longrightarrow \boxed{\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu}$$

tuttavia questo è impossibile con 2 famiglie poiché CPT implica che  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ , ossia la prob. di non avere mixing deve essere la stessa per particella ed antiparticella.

Con 3 famiglie è invece possibile rispettare il constraint imposto da CPT ed avere violazione di CP (sbilanciando le altre due famiglie).

Schematicamente

$$\nu_e \longrightarrow \boxed{\nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau} \neq \bar{\nu}_e \longrightarrow \boxed{\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\tau}$$

questo esempio di configurazione è CPT compliant poiché  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  ma viola CP poiché  $\nu$  e  $\bar{\nu}$  non oscillano allo stesso modo.

Il fatto che vi sia una violazione CP implica la presenza di una fase nella matrice di mixing  $e^{i\delta}$  vicino al mixing 1-3 (poiché questo è il mixing con l'angolo più piccolo, il cui non essere  $\neq$  implica la possibilità di violazione CP).

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}$$

la violazione CP è connessa con l'invariante di Jarlskog  $J$ :

$$|J| = |\text{Im}(U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j})| = c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} |\sin \delta|$$

Come è possibile osservare se anche la fase dovesse essere grande, la violazione CP è piccola (essendo piccolo l'angolo di mixing 1-3)

Ad oggi sappiamo che le entrate della matrice di mixing sono le seguenti (NuFIT 4.1 2019)

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0.797 \rightarrow 0.842 & 0.518 \rightarrow 0.585 & 0.143 \rightarrow 0.156 \\ 0.243 \rightarrow 0.490 & 0.473 \rightarrow 0.674 & 0.651 \rightarrow 0.772 \\ 0.295 \rightarrow 0.525 & 0.493 \rightarrow 0.688 & 0.618 \rightarrow 0.744 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad \text{NuFIT 4.1 (2019) } 3\sigma \text{ ranges} \\ \text{assuming unitarity}$$

## Cosa sappiamo finora sui neutrini:

- Vi sono 3 famiglie di neutrini
- Gli autostati di sapore non sono gli autostati di massa
- Oscillano  $\rightarrow$  hanno massa
- Conosciamo gli angoli di mixing ed i valori di  $\Delta m_{21}^2$  e  $|\Delta m_{13}^2|$

## Questioni aperte:

- Gerarchia: normale o inversa
- Natura dei  $\nu$ : Dirac o Majorana
- Esistenza della violazione CP.
- Scala assoluta di massa
- Esistono neutrini sterili? Neutrini che non interagiscono tramite interazione debole.

Parameter	Ordering	Best fit	$1\sigma$ range	$2\sigma$ range	$3\sigma$ range	" $1\sigma$ " (%)
$\delta m^2/10^{-5} \text{ eV}^2$	NO	7.34	7.20 - 7.51	7.05 - 7.69	6.92 - 7.90	2.2
	IO	7.34	7.20 - 7.51	7.05 - 7.69	6.92 - 7.91	2.2
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	NO	3.05	2.92 - 3.19	2.78 - 3.32	2.65 - 3.47	4.5
	IO	3.03	2.90 - 3.17	2.77 - 3.31	2.64 - 3.45	4.5
$ \Delta m^2 /10^{-3} \text{ eV}^2$	NO	2.485	2.453 - 2.514	2.419 - 2.547	2.389 - 2.578	1.3
	IO	2.465	2.434 - 2.495	2.404 - 2.526	2.374 - 2.556	1.2
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$	NO	2.22	2.14 - 2.28	2.07 - 2.34	2.01 - 2.41	3.0
	IO	2.23	2.17 - 2.30	2.10 - 2.37	2.03 - 2.43	3.0
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$	NO	5.45	4.98 - 5.65	4.54 - 5.81	4.36 - 5.95	4.9
	IO	5.51	5.17 - 5.67	4.60 - 5.82	4.39 - 5.96	4.7
$\delta/\pi$	NO	1.28	1.10 - 1.66	0.95 - 1.90	0 - 0.07 $\oplus$ 0.81 - 2	16
	IO	1.52	1.37 - 1.65	1.23 - 1.78	1.09 - 1.90	9

$\delta m^2 \equiv \Delta m_{21}^2$ ;  $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{31(32)}^2$  (+)  $0.5 \Delta m_{21}^2$ , **NO (IO)**;  
 $\Delta m_{31}^2 \leq 2.617 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta m_{23}^2 \geq 2.410 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ,  $\cos 2\theta_{12} \geq 0.31$  (all at  $3\sigma$ ).

• Data favors NO ( $\Delta m_{31(32)}^2 > 0$ ): IO ( $\Delta m_{31(32)}^2 < 0$ ) disfavored at  $3.2\sigma$ .

## ERA DELLA PRECISIONE

### JUNO

**Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO)**

- JUNO has a rich program in neutrino physics and astrophysics

Supernova  $\nu$ 's  $\sim 10^4$  in 10 s for 10 kpc  
 Atmospheric  $\nu$ 's several/day  
 Cosmic muons  $\sim 250k$ /day  
 Solar  $\nu$ 's (10-1000)/day  
 reactor  $\nu$ 's  $\sim 60$ /day  
 Geo- $\nu$ 's 1-2/day

Nuclear power plant	Status	Power
Dayu Bay	Operational	17.4 GW
Huizhou	Planned	17.4 GW
Lufeng	Planned	17.4 GW
Yangjiang	Operational	17.4 GW
Taishan	Operational	9.2 GW (2 reactors online now)

Total thermal power will be 26.6 GW<sub>th</sub> when JUNO will start data taking.

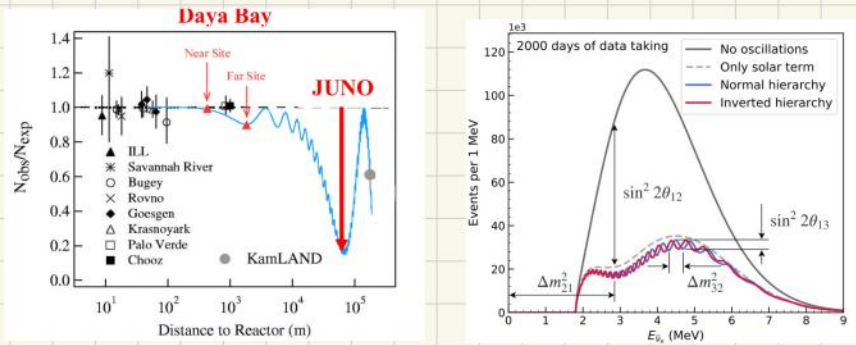
**Central detector (CD)**

- 35 m diameter acrylic sphere
- Stainless steel truss
- 20,000 tons purified liquid scintillator
- 18,000 20-inch PMTs
- 25,600 3-inch PMTs
- Filling/Overflow/Circulation (FOC) system

20 kton

Sfruttando tutti i reattori cinesi l'esperimento Juno ha l'obiettivo di fare una misura di oscillazione dei neutrini sia alla frequenza solare che atmosferica

Per fare ciò l'apparato è posto ad una distanza dal reattore tale da vedere il primo minimo dovuto alle oscillazioni solari (alla frequenza tipica dei neutrini solari), e può dunque essere in grado di vedere entrambe le oscillazioni.



← è possibile osservare effetti dovuti alla gerarchia

**Neutrino oscillation parameters**

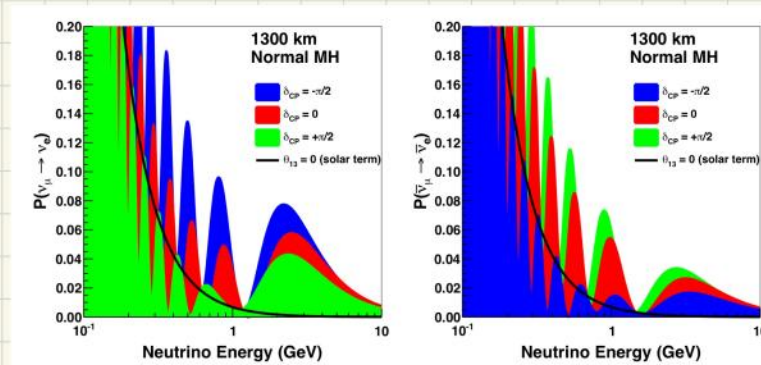
- Sub-percent accuracy for  $\theta_{12}$ ,  $\Delta m^2_{21}$  and  $\Delta m^2_{31}$
- Current precision

	$\Delta m^2_{21}$	$ \Delta m^2_{31} $	$\sin^2 \theta_{12}$	$\sin^2 \theta_{13}$	$\sin^2 \theta_{23}$	$\delta$
Dominant Exps.	KamLAND	T2K	SNO+SK	Daya Bay	NOvA	T2K
Individual $1\sigma$	2.4%	2.6%	4.5%	3.4%	5.2%	70%
Nu-FIT 4.0	2.4%	1.3%	4.0%	2.9%	3.8%	16%

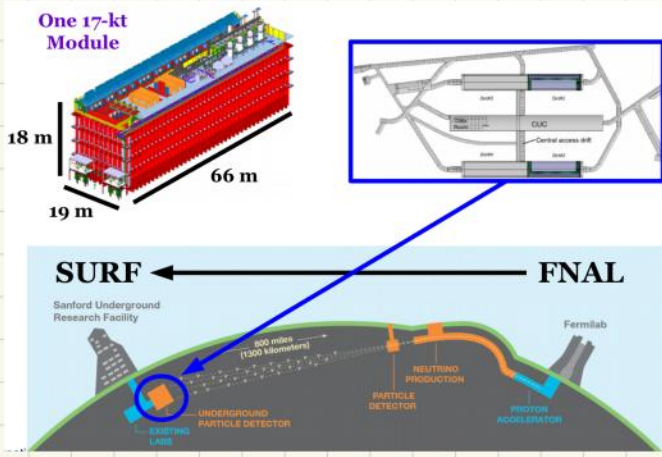
## DUNE

- ♦ "Deep Underground Neutrino Experiment"
  - 1300 km baseline
  - Large (70 kt) LArTPC far detector 1.5 km underground
  - Near detector w/ LAr component
- ♦ Primary physics goals:
  - $\nu$  oscillations ( $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$  disappearance,  $\nu_e/\bar{\nu}_e$  appearance)
    - $\delta_{CP}, \theta_{23}, \theta_{13}$
    - **Ordering of  $\nu$  masses**
  - Supernova burst neutrinos
  - BSM processes (baryon number violation, NSI, etc.)

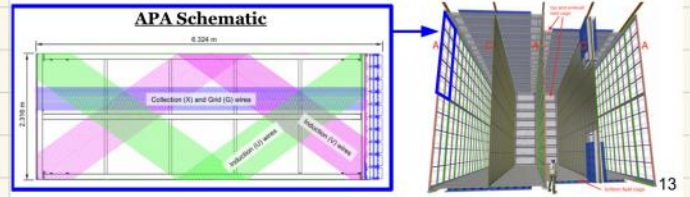
È un esperimento in collaborazione fra Stati Uniti e Roma.  
 • Ha l'obiettivo di vedere sia la gerarchia che la violazione di CP.  
 • Per fare ciò si lavora alla frequenza atmosferica ( $3 \cdot 10^{-2}$ ) e si vanno a guardare le differenze fra  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  e  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (si potrebbe usare anche  $\nu_\tau$ , ma poi mi servirebbe il  $Z$  per vederli e coinvolgerlo richiederebbe energie troppo alte) sfruttando gli effetti di materia.  
 • Quello che ci si aspetta assumendo un normal ordering è:



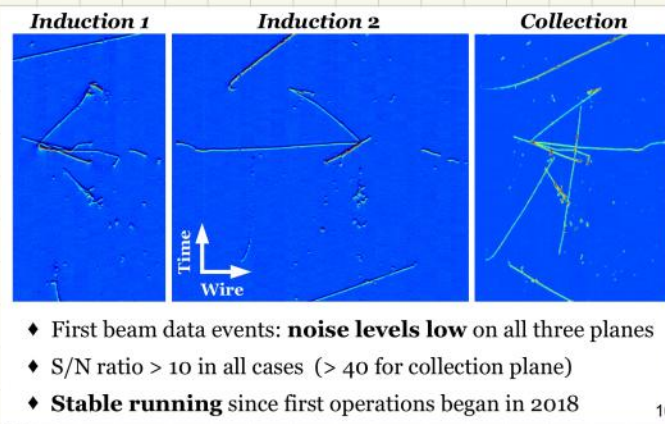
• Per diversi valori della fase CP il valore della probabilità attesa è diverso e come è possibile osservare, queste differenze non sono grandi.  
 • Affinchè vi siano effetti di materia i neutrini vengono fatti passare attraverso 1300 km di terra e vengono rivelati attraverso un far detector.



- ◆ Four 17-kt modules deployed in stages
- ◆ Two far detector designs: single phase (LAr) and dual phase (LAr+GAR) – **first module will be single phase**
- ◆ Single phase FD uses modular drift cells (scalable)
  - Suspended Anode and Cathode Plane Assemblies (APAs and CPAs)
  - **Wrapped wire** to reduce # of readout channels, cabling complexity
  - 3.6 m drift, 500 V/cm field; **photon detectors** for non-beam triggering

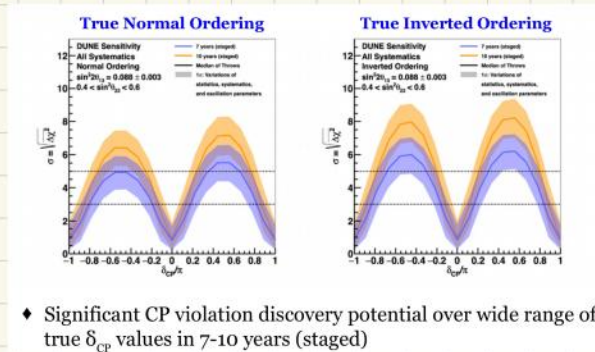


• Esempi di eventi osservati:



→ non è possibile fare particle identification

• Sensibilità CP



→ la sensibilità alla CP violation è limitata solo a certi valori. (5σ)

## MASSA E NATURA DEI NEUTRINI

• La misura della massa dei neutrini può essere effettuata in vari modi:

- La cosmologia, dai limiti su  $\Omega_{\text{DM}}$  ci fornisce i limiti sulla somma delle masse

- Dal decadimento  $\beta$  possiamo ottenere una stima della massa andando a vedere le differenze nell'endpoint dello spettro del decadimento rispetto all'ipotesi di massa nulla.

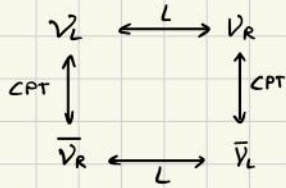
In realtà ciò che accade è che la misura dell'energia dell'elettrone ci fa collassare il  $\nu_e$  in un autostato di massa e siccome la risoluzione che abbiamo è  $\sim 0$  (eV) e non  $\sim 0$  (sub-eV) non riusciamo a discriminare le differenze fra gli autostati di massa dei neutrini. Per ciò misuriamo una sorta di sovrapposizione efficace:

$$m_n^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2$$

- Vedremo in seguito che la massa si può misurare anche con il doppio decadimento  $\beta$  senza neutrini.

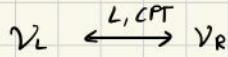
• L'altro problema riguarda la natura dei neutrini. Sappiamo che il neutrino ha massa, per cui tenendo conto di Lorentz (L) e di CPT si aprono 2 scenari:

- Nell'ipotesi in cui il neutrino sia un fermione di Dirac:



Come sappiamo l'interazione debole predilige particelle left e antiparticelle right, per cui possiamo pensare di assegnare un numero leptonico, o carica debole pari a  $L=1$  per particelle e  $L=-1$  per antiparticelle. Tuttavia nel modello standard non c'è nulla che mi garantisca che  $L$  sia conservato quindi se il numero leptonico non conta potrei anche pensare di non distinguere particelle e antiparticelle.

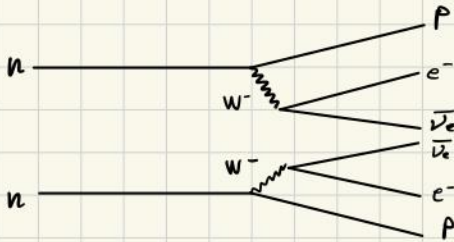
- Nell'ipotesi in cui il neutrino sia una particella di Majorana non c'è distinzione tra  $\nu$  e  $\bar{\nu}$



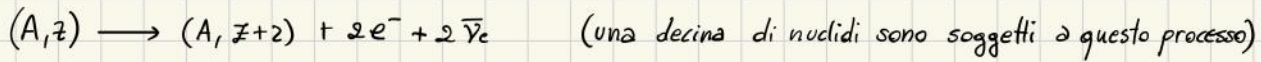
L'unica cosa che conta è la chiralità:  $\nu_L$  produrrà elettroni e  $\nu_R$  produrrà positroni. (la chiralità determina la carica del leptone emesso).

### Comprendere la natura dei neutrini: DOPPIO DECADIMENTO $\beta$

Ad oggi l'unica metodologia escogitata per comprendere la natura dei neutrini è il doppio decadimento  $\beta$ :

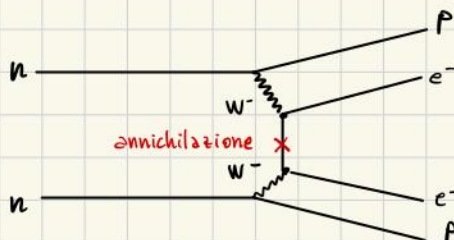


Tale processo avviene poiché esistono nuclei instabili che non possono decadere  $\beta$  con salto  $\Delta Z=1$ . (a causa dell'energia di legame del nucleo figlio più alta). In questi casi quello che è energeticamente favorito è il decadimento  $\beta$  con salto  $\Delta Z=2$  (doppio decadimento  $\beta$ ):



Questo è un processo molto raro poiché è un processo debole del 2° ordine ( $T_{1/2} \sim 10^{20} \text{ y}$ ).

Se i neutrini fossero particelle di Majorana c'è una probabilità non nulla che uno dei due neutrini subisca un flip di chiralità e che quindi venga assorbito dall'altro  $\bar{\nu}_e$ . Quello che si offerrebbe in questo caso è un decadimento doppio  $\beta$  senza neutrini ( $0\nu\beta\beta$ )



Cio che si va a misurare con questo processo è la massa efficace di Majorana

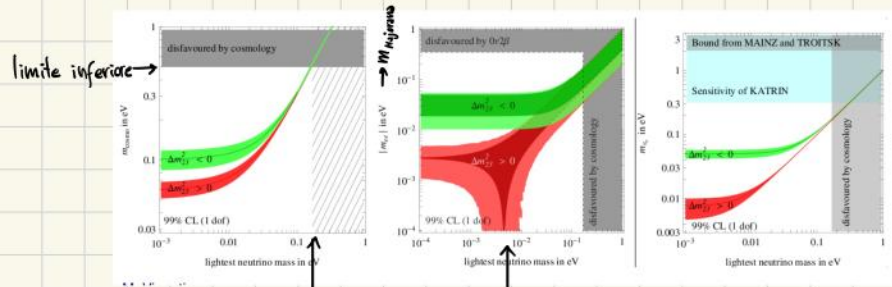
$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right|$$

Vi è la somma su "i" poiché tutti i neutrini contribuiscono, vi è un fattore U per ogni vertice di accoppiamento neutrino elettrone e compare la massa poiché il flip di chiralità è proporzionale alla massa. Questa combinazione di massa è diversa da quella a cui si può accedere con il decadimento  $\beta$  e può essere misurata solo nell'eventualità in cui il neutrino sia una particella di Majorana. Il problema è che il flip di chiralità è  $\propto m_i$  ed essendo questa molto piccola per i neutrini, questo processo diventa molto difficile da vedere.

Uno dei motivi per cui questo processo piace molto è perché questo è un processo di creazione della materia: nello stato finale compaiono 2 elettroni e non una coppia elettrone positrone. Questo è dunque un processo che viene preso in considerazione per spiegare la prevalenza della materia sull'antimateria.

Per questo processo il tempo di dimezzamento è di circa  $T_{1/2} \sim 10^{26} \text{ y} \sim 3$  ordini di grandezza sopra il numero di Avogadro, ed è per questo che si utilizzano detector da diverse tonnellate e si aspetta per tempo scala dell'anno.

I limiti attuali sulla massa dei neutrini sono rappresentati nei seguenti grafici:



verde : gerarchia normale  
rosso : gerarchia inversa

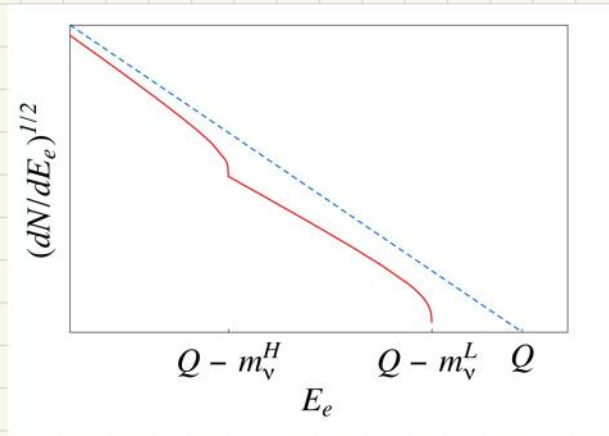
limite inferiore →  
limite superiore a  $m_{\text{lightest}}$  dalla cosmologia

nella sommatoria per calcolare  $m_{\text{Majorana}}$  compaiono  $U_{ei}$  e quindi potenzialmente anche le fasi che se combinate tra loro potrebbero portare a delle cancellazioni rendendo la misura più difficile

L'idea di spiegare l'asimmetria materia antimateria con i neutrini di Majorana è la seguente noi ad oggi misuriamo  $\nu_L$  che possiamo pensare come la controparte leggera di un  $\nu_R$  molto più pesante che doveva essere esistito in passato. Questo  $\nu_R$  sarebbe stato prodotto in modo equo da materia ed antimateria, tuttavia sarebbe stato fortemente CP violating e sarebbe decaduto solamente in particelle di materia. Questo meccanismo spiegherebbe dunque l'asimmetria che osserviamo oggi.

Torniamo ora sulla questione della massa del neutrino. Come detto, quello a cui abbiamo accesso noi, col decadimento  $\beta$  è una massa efficace. Infatti nell'atto di misura il neutrino collassa in un autostato di massa  $m_i$  e non abbiamo la risoluzione necessaria per capire quale.

A livello pratico andiamo a misurare la distanza tra l'endpoint dello spettro e l'endpoint sotto ipotesi di massa nulla.

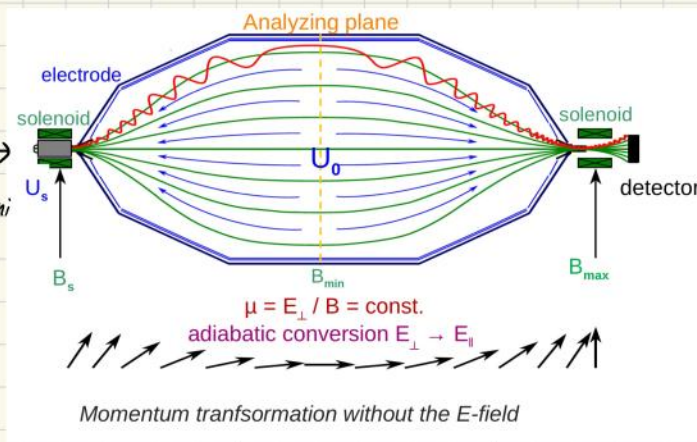


Con sufficiente risoluzione, cosa che ad oggi non c'è si potrebbe avere la sovrapposizione di più spettri, dovuta a i decadimenti in cui negli stati finali vi sono diversi autostati di massa.

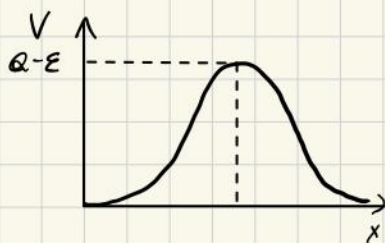
### FILTRO MAC-E (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electron filter)

Ad oggi l'uso di un filtro MAC-E è il metodo più efficace che abbiamo per misurare direttamente la massa dei neutrini:

Qui si trova la sorgente  $\beta$  (tipicamente viene usato Tritio) usata per produrre più elettroni possibile.



Noi siamo interessati solo agli elettroni vicino all'endpoint poiché questi sono quelli che ci daranno più informazioni sulla massa del neutrino. Il filtro MAC-E serve proprio per fare in modo che gli unici elettroni che arrivano fino al rivelatore siano quelli vicino all'endpoint. Per ottenere ciò si fa uso di un potenziale elettrico del seguente tipo:

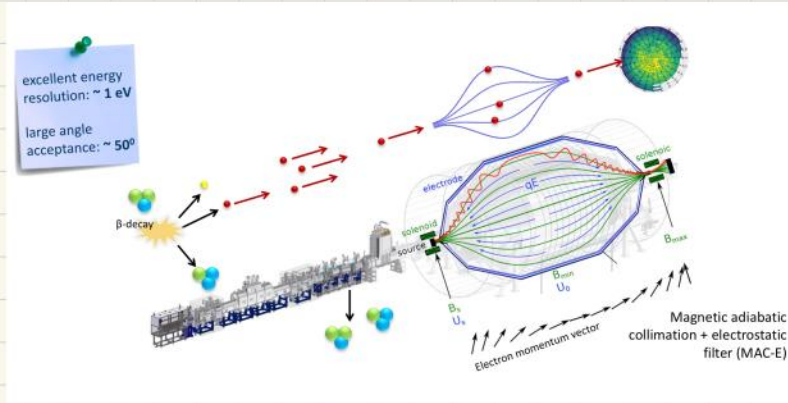


→ solo gli elettroni vicino all'endpoint riescono a scavallare il potenziale e arrivare al detector

Tuttavia un campo elettrico di questo tipo funziona solo con gli elettroni emessi frontalmente (asse  $x$  positivo). Per occuparsi degli altri elettroni c'è un campo magnetico che in maniera adiabatica (senza perdita di energia) riesce a portare tutti gli elettroni nella direzione parallela al campo elettrico. In questo modo si riesce a collezionare di tutti gli elettroni che sono vicino all'endpoint, circa il 50% di essi (quelli emessi nella metà di angolo solido verso il detector).

# KATRIN

KATRIN fa uso di una sorgente di Trizio e un filtro MAC-E e lo schema dell'apparato sperimentale e' il seguente

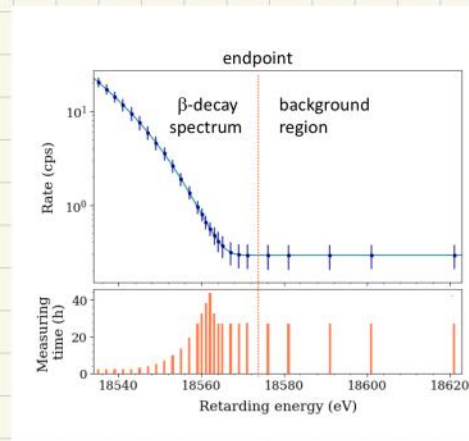


Quello che l'esperimento fa e' contare il numero di elettroni al variare del potenziale elettrico. In questo modo loro sono in grado di ottenere lo spettro in energia degli elettroni e misurare l'endpoint.

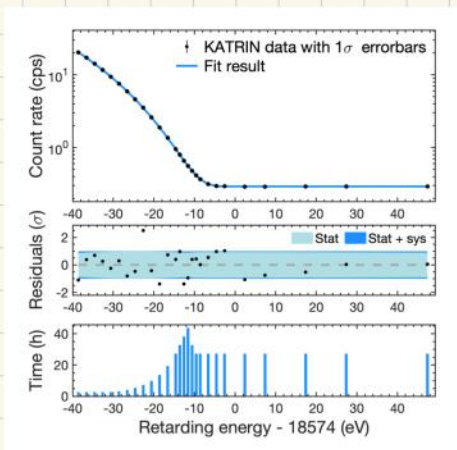
Lo spettrometro e' adiabatico (non comporta perdite di energia). Per fare cio' la curvatura degli elettroni deve essere molto dolce e di conseguenza lo spettrometro molto grosso.

Per quanto riguarda la sorgente di Trizio l'attivita' e' di 24.5 GBq ~ 5g di Tritio al giorno. La percentuale di purezza e' molto alta ~ 97%.

Il tempo di presa dati e' maggiore nella zona di interesse (bassa statistica)



I risultati dell'esperimento sono i seguenti:

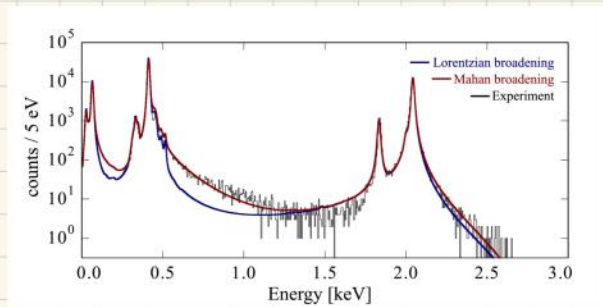


- Hanno ottenuto un valore di  $m_\nu^2 < 0$ . Tenendo conto della prior su  $m > 0$  si riesce a mettere un limite
- Il limite superiore attuale su  $m_\nu e^-$  di 0.8 eV con l'obiettivo di arrivare fino a 0.5 eV
- Tuttavia questa misura oggi ha perso rilevanza in quanto le misure cosmologiche (seppur indirette) hanno abbassato il loro limite superiore a ~ 0.1 - 0.5 eV.

## ECHO

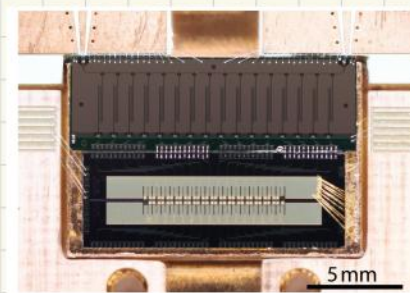
ECHO è un esperimento che fa uso di Holmio anziché Tritio.

Con l'Holmio la situazione potrebbe sembrare migliore dato che  $Q_{\text{Holmio}} < Q_{\text{Tritio}}$ . Come si vede infatti nello spettro di cattura elettronica il  $Q_{\text{Holmio}} \sim 2.8 \text{ eV} \ll Q_{\text{Tritio}}$ :

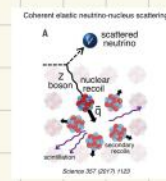


Il problema è che l'elettrone non riesce ad uscire dall'Holmio indenne: l'Holmio è un nucleo pesante, dunque con molti elettroni nelle shell atomiche, e dunque attorno all'elettrone uscente c'è una nube elettronica non trascurabile. L'unico modo per risolvere il problema è quello di fare misure calorimetriche e dunque usare rivelatori criogenici. Si deve cioè usare un setup sperimentale in cui sorgente e rivelatore coincidono: l'Holmio usato come sorgente si riscalda e noi ne misuriamo la temperatura. (no quenching).

ECHO è un esperimento che si basa su tale idea sperimentale facendo uso di particolari rivelatori criogenici (gli MMC, Metallic Magnetic Calorimeters). Nei rivelatori MMC vi è una dipendenza della magnetizzazione dalla temperatura. Anche questi rivelatori hanno la stessa complicazione dei TES: necessitano degli SQUID. Un'altra complicazione deriva dall'impossibilità di usare Holmio puro: si prende dell'oro e ci si impiantano sopra i nuclei di Holmio:  $\# \text{Holmio} \sim 10^{16}$  (sotto il numero di Avogadro). Attualmente sono riusciti a farne funzionare solo 1 di questi rivelatori. Per ottenere gli stessi risultati di Katrin ne servirebbero  $\sim 10^7$ .



# SCATTERING COERENTE DI NEUTRINI CEVENS



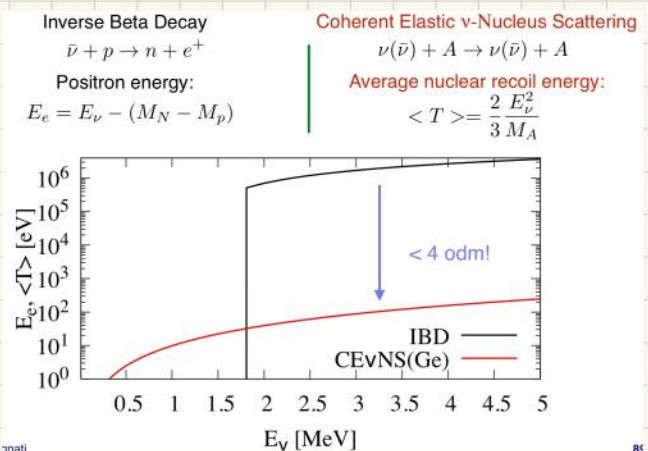
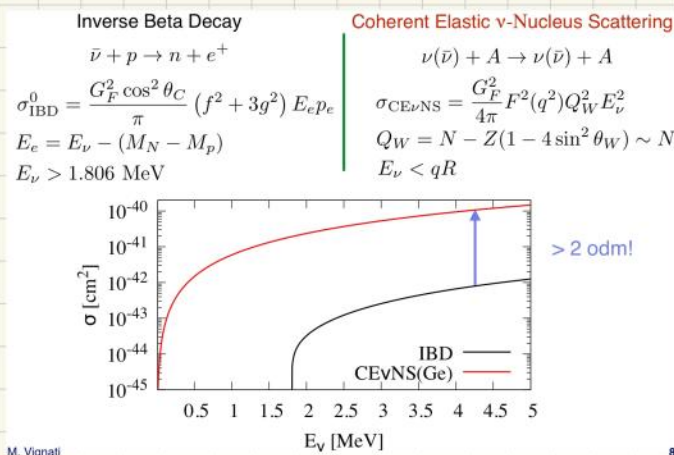
Studiamo ora lo scattering coerente ed elastico di neutrini su nucleo.

Scattering elastico con nucleo: I neutrini scambiano corrente neutra con un nucleo e lo fanno rinculare (processo di S.M. ed è lo stesso che avviene con la D.M.).

Scattering coerente: condizione soddisfatta se i neutrini sono lenti (non sempre soddisfatta dato che possono avere energia variabile). L'energia massima del neutrino tale per cui il processo può ancora avvenire dipende dal nucleo contro cui si scatterà, per esempio, per Elio e Uranio si ha:

$$E_\nu^{\max} [\text{He}] \approx 20 \text{ MeV} \quad ; \quad E_\nu^{\max} [\text{U}] \approx 60 \text{ MeV}$$

La sezione d'urto è la stessa della DM, l'unica differenza è che invece della massa ridotta DM-nucleo compare l'energia dei neutrini.



- In asse x abbiamo l'energia dei neutrini solari.
- Lo scattering coerente con Ge viene confrontato con il β inverso (che è un processo a soglia, che necessita di 1.8 MeV per accadere).
- Come possiamo vedere dal grafico della sezione d'urto, quella dello scattering coerente è 2 ordini di grandezza maggiore.
- Tuttavia il nostro osservabile è l'energia cinetica del nucleo che rincula che va come  $\langle T \rangle \propto \frac{E_\nu^2}{M}$  nel caso dello scattering coerente, e questo andamento rende la misura particolarmente difficile, infatti come possiamo vedere, l'energia cinetica da osservare per lo scattering coerente è di 4 ordini di grandezza minore che per il β inverso.
- Dunque nonostante la sezione d'urto dello scattering coerente sia anche maggiore di altri processi che coinvolgono i neutrini, l'energia cinetica che invece si deve osservare è molto minore che in altri processi e ciò rende lo scattering coerente neutrino-nucleo un processo molto difficile da osservare.

Il processo è stato predetto nel 1973 ed osservato per la prima volta solo 44 anni dopo, nel 2017. L'osservazione non è stata una vera e propria scoperta poiché questo è un processo predetto dallo SM. Le applicazioni di questo processo sono molteplici:

- misura dell'angolo di Weinberg
- misura del momento di dipolo magnetico del neutrino
- non standard interaction (altre correnti oltre allo Z)
- accesso alla struttura dei nuclei (aumentando l'energia si perde coerenza e si può sondare la distribuzione di nucleoni nel nucleo).
- studiare composizione dei reattori nucleari o monitorare le scorie nucleari.

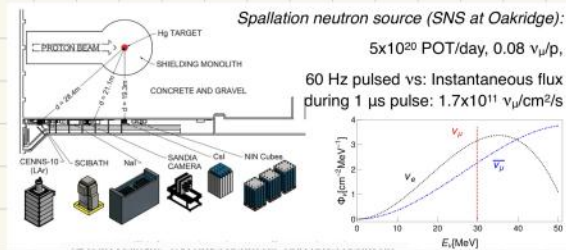
- studiare il fondo della DM (neutrino floor)
- studiare l'esplosione di Supernovae.

Questo è un processo flavor blind, che ci permette di vedere tutti i sapori. L'osservabile del processo è l'energia di rinculo del nucleo. Osservarlo è una sfida (analogamente alla DM)

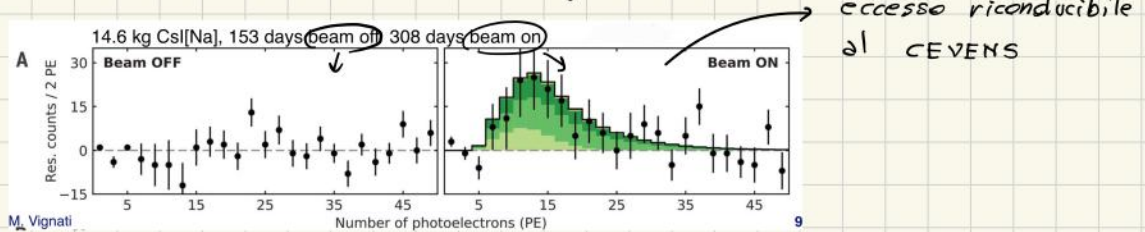
- la sezione d'urto è relativamente alta ma rimane dell'ordine di grandezza di una sezione d'urto debole, dunque serve avere un gran numero di nuclei.
- bisogna inoltre avere un'energia di threshold per la detection bassa

Le sorgenti di neutrini che possono essere usate per questo processo sono i reattori e gli acceleratori, purché l'energia dei neutrini non superi alcune decine di eV o altrimenti si inizia a perdere coerenza. Come abbiamo visto l'energia cinetica di rinculo scala quadraticamente con l'energia del neutrino  $\langle T \rangle \propto E_\nu^2$  per cui ad alte energie è vero che perdiamo in coerenza ma guadagniamo in sezione d'urto ed energia di rinculo. Infatti COHERENT, l'esperimento che fece la scoperta, si mise nella regione di più alte energie (decine di eV)

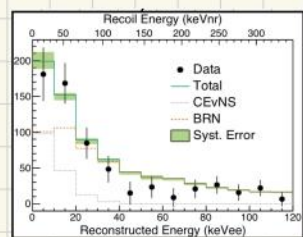
### COHERENT



L'esperimento COHERENT è l'esperimento che nel 2017 ha visto per la prima volta questo processo. In questo esperimento sono stati usati svariati rivelatori diversi fra loro vicino ad un proton beam su target che funge da sorgente di neutrini. Lo spettro visto dal primo rivelatore a CsI è il seguente:

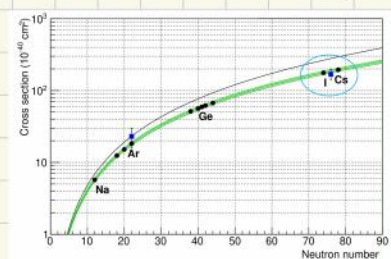


Dopo la scoperta è poi stato messo in funzione il rivelatore di Argon liquido e si è vista la seguente cosa:



ed anche qui sono stati in grado di osservare un eccesso su un fondo riconducibile a CEVENS.

Il loro programma per il futuro è riportato nella seguente figura:



Il problema di questo esperimento è che loro utilizzano dei neutrini ad alta energia e non possono fare misure di precisione, infatti all'aumentare dell'energia la lunghezza d'onda diventa comparabile con le dimensioni del nucleo e dunque la coerenza diminuisce. Dunque quello che si cercherà di fare in futuro sono misure a coerenza completa i.e. a basse energie.

## CONUS

CONUS è un esperimento tedesco fatto con rivelatori al Germanio. Doveva posizionarsi vicino ad uno dei reattori tedeschi. Con lo spegnimento dei reattori tedeschi ora l'esperimento emigra in Svizzera dove realizzeranno CONUS+.

## YGEN

Altro esperimento con rivelatori al Germanio

## PROBLEMA DEL QUENCHING FACTOR

Il problema di questo tipo di esperimenti è il quenching factor che per fare misure di precisione sotto il mezzo KeV bisogna conoscere molto bene attraverso misure che possono essere anche più complesse dell'esperimento stesso.

## USO DELLA CRIOGENIA

Per questi esperimenti si può fare anche uso di rivelatori criogenici che però complicherebbero un po' la situazione: rivelatori che scendono fino a 10 mK sono più difficili da operare ed è anche più difficile arrivare a grandi masse. Tuttavia porterebbero grandi vantaggi: soglia energetica minore, nessun problema legato al quenching factor.

Esperimenti che fanno uso di detector criogenici:

## RICOCHET

- Utilizzano rivelatori al Germanio come rivelatori termici
- Sfruttano il canale di ionizzazione in modo da ridurre il fondo
- Sono riusciti ad arrivare a basse energie (abbassando la soglia del canale di ionizzazione facendo uso di amplificatori dedicati)

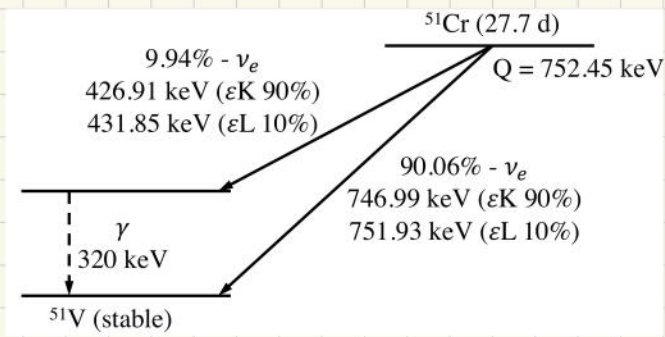
## NUCLEUS

- Sono 10 g di target
- Si vuole misurare lo scattering coerente con una precisione del 20% (che sarebbe il meglio finora)
- Erede di CRESST, usando cristalli di Tungstato di Calcio, dunque si fa scattering col Tungsteno con  $A=184$  e questo aiuta.
- Si dovrebbe arrivare ad una soglia di 20 eV che è ottima
- Lo si sta assemblando in Germania per poi metterlo alla centrale francese di Chooz.

## USO DELL'ELECTRON CAPTURE

Come abbiamo già visto con i reattori si possono raggiungere al massimo le precisioni del %. Questo poiché il flusso del reattore non è conosciuto con grande precisione e questo porta delle sistematiche.

È arrivata dunque la proposta (dal prof e colleghi) di usare l'electron capture, in particolare con il  $^{51}\text{Cr}$  (isotopo del Cromo che decade per electron capture con 2 possibili righe ad energia fissata)



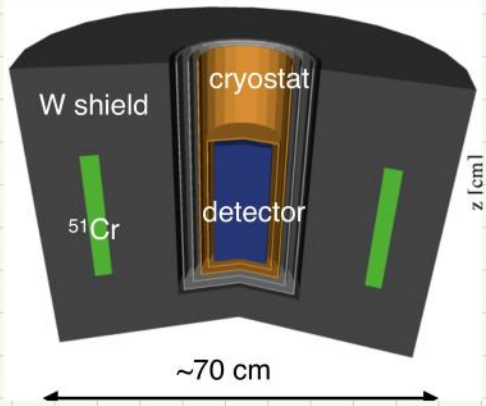
In particolare le energie di questi decadimenti sono molto basse e ciò implica che le energie dei rinculi nucleari anche siano basse (circa 20 eV).

Per fare queste misurazioni sarebbe dunque necessario cambiare materiale (per esempio si potrebbe usare lo Zaffiro).

Dato che con l'electron capture viene anche emesso un  $\gamma$ , la sorgente si scalderebbe e si possono fare dunque misure calorimetriche. Si farebbe uso di una serpentina d'acqua per raffreddare la sorgente e dalla misura della temperatura della serpentina stessa si risale alla temperatura della sorgente e dunque alla sua attività. Ciò è stato dimostrato che porterebbe ad una misura del flusso con un % di precisione.

Un esperimento di questo tipo potrebbe essere realizzato:

- l'INFN ha 56 kg di  $^{50}\text{Cr}$  che possono essere trasformati in  $^{51}\text{Cr}$  mediante un reattore con sufficiente flusso di neutroni
- Il  $^{51}\text{Cr}$  decade in 27 giorni (esperimento one shot, non ci si può affezionare).
- Lo schema di un eventuale esperimento sarebbe il seguente:



→ il criostato con dentro il detector andrebbe messo in mezzo ad uno shielding all'interno del quale si trova la sorgente di  $^{51}\text{Cr}$ .

## Appendice

• La tipica metrica di Minkowski è data da:

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2$$

$$\longrightarrow ds^2 = -dt^2 + a(t) [dr^2 + S_K^2(r) d\Omega^2]$$

$S_K$  prende in considerazione la curvatura ed è la parte che modifica gli angoli

$$S_K(r) = \begin{cases} r_0 \sin \frac{r}{r_0} & K=+1 \\ r & K=0 \\ r_0 \sinh \frac{r}{r_0} & K=-1 \end{cases} \quad r_0: \text{raggio di curvatura}$$

### Interazione assiale - vettore

- $(\bar{\chi} \gamma^\mu \gamma^5 \chi) (\bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q)$  spin dependent
- $(\bar{\chi} \gamma^\mu \chi) (\bar{q} \gamma^\mu q)$  Spin ind.
- $(\bar{\chi} \chi) (\bar{q} q)$  scalare

In generale

$$\sigma = \sigma_{SI} + \sigma_{SD}$$

- $\sigma_{SI} \propto A^2$
- $\sigma_{SD} \propto J_{nucleo}$

In generale si normalizza  $\sigma \sim \sigma_{nucleone} \cdot A^2$

Quando calibriamo un rivelatore usiamo spesso  $\gamma \rightarrow p.e \rightarrow$  calibrazione in risposta degli elettroni. Per un processo di rivelazione a nuclear recoil usiamo l'energia del rinculo trasferita agli elettroni e osserviamo quest'ottimi. NB. necessaria calibrazione!  
1keV di rinculo nucleare non equivale a 1keV di elettroni ma avrà una certa perdita. Questo fenomeno è il cosiddetto Quenching factor