



Il momento di dipolo magnetico del leptone tau a futuri collisori leptonici

Gabriele Levati

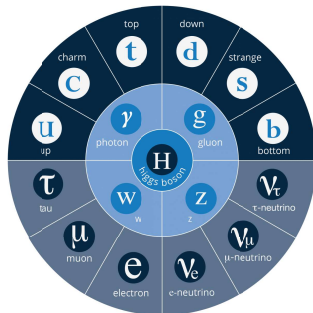
Lavoro con Buttazzo, Maltoni, Paradisi, Wang. In corso d'opera

Università di Padova e INFN

13 Aprile 2023



Il Modello Standard della fisica delle particelle



- Il **Modello Standard** (SM) è estremamente efficace nel descrivere il comportamento delle particelle note
- **Non** è una **teoria completa**: non spiega tutti i fenomeni che osserviamo → **Nuova Fisica (NP)**!

I momenti di dipolo leptonici

Il momento di dipolo magnetico (MDM) dei leptoni $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ è un'osservabile di **precisione a bassa energia**:

$$-\mathcal{L}_{\text{dip}} = \bar{\ell} \sigma^{\mu\nu} \left(\frac{eQ_\ell}{4m_\ell} a_\ell \right) \ell F_{\mu\nu} \quad \text{con} \quad a_\ell = \frac{(g-2)_\ell}{2}$$

I momenti di dipolo leptonici

Il momento di dipolo magnetico (MDM) dei leptoni $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ è un'osservabile di **precisione** a **bassa energia**:

$$-\mathcal{L}_{\text{dip}} = \bar{\ell} \sigma^{\mu\nu} \left(\frac{eQ_\ell}{4m_\ell} a_\ell \right) \ell F_{\mu\nu} \quad \text{con} \quad a_\ell = \frac{(g-2)_\ell}{2}$$

Mentre abbiamo quantificato con precisione $\Delta a_{e,\mu} = a_{e,\mu}^{\text{EXP}} - a_{e,\mu}^{\text{SM}}$, Δa_τ è noto solo a $\mathcal{O}(10^{-2})$:

I momenti di dipolo leptonici

Il momento di dipolo magnetico (MDM) dei leptoni $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ è un'osservabile di **precisione a bassa energia**:

$$-\mathcal{L}_{\text{dip}} = \bar{\ell} \sigma^{\mu\nu} \left(\frac{eQ_\ell}{4m_\ell} a_\ell \right) \ell F_{\mu\nu} \quad \text{con} \quad a_\ell = \frac{(g-2)_\ell}{2}$$

Mentre abbiamo quantificato con precisione $\Delta a_{e,\mu} = a_{e,\mu}^{\text{EXP}} - a_{e,\mu}^{\text{SM}}$, Δa_τ è noto solo a $\mathcal{O}(10^{-2})$:

- $a_\tau^{\text{SM}} = 117721(5) \cdot 10^{-8}$ [Eidelman, Passera, '07];
- $-0.052 < a_\tau^{\text{EXP}} < 0.013$ [DELPHI Collaboration, '04];
- $-0.007 < a_\tau^{\text{NP}} < 0.005$ [Gonzalez-Sprinberg, Santamaria, Vidal, '00];

Nuova fisica pesante e momenti di dipolo leptonici

Effetti di NP pesante sul $(g-2)_\tau$ sono descritti in maniera **indipendente dal modello** da

Lagrangiana efficace ($\Lambda > 1 \text{ TeV}$)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{dim}=6} = & \frac{C_{eB}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) H B_{\mu\nu} + \frac{C_{eW}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) \tau^I H W_{\mu\nu}^I \\ & + \frac{C_T^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L^a \sigma_{\mu\nu} e_R) \varepsilon_{ab} (\bar{Q}_L^b \sigma^{\mu\nu} u_R) + \text{h.c.} \end{aligned}$$

Nuova fisica pesante e momenti di dipolo leptonici

Effetti di NP pesante sul $(g-2)_\tau$ sono descritti in maniera **indipendente dal modello** da

Lagrangiana efficace ($\Lambda > 1$ TeV)

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{dim} = 6} = & \frac{C_{eB}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) H B_{\mu\nu} + \frac{C_{eW}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) \tau^I H W_{\mu\nu}^I \\ & + \frac{C_T^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L^a \sigma_{\mu\nu} e_R) \varepsilon_{ab} (\bar{Q}_L^b \sigma^{\mu\nu} u_R) + \text{h.c.}\end{aligned}$$

- Operatori invarianti sotto $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
- Effetti dominati dagli operatori di **dipolo** (tree-level)
- Operatori di dipolo violano la chiralità: $a_\tau^{\text{NP}} \propto \frac{m_\tau v}{\Lambda^2}$

Nuova fisica pesante e momenti di dipolo leptonici

Effetti di NP pesante sul $(g-2)_\tau$ sono descritti in maniera **indipendente dal modello** da

Lagrangiana efficace ($\Lambda > 1$ TeV)

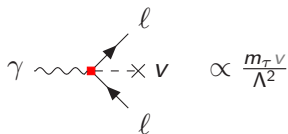
$$\mathcal{L}_{\text{dim} = 6} = \frac{C_{eB}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) H B_{\mu\nu} + \frac{C_{eW}^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L \sigma^{\mu\nu} e_R) \tau^I H W_{\mu\nu}^I + \frac{C_T^\ell}{\Lambda^2} (\bar{\ell}_L^a \sigma_{\mu\nu} e_R) \epsilon_{ab} (\bar{Q}_L^b \sigma^{\mu\nu} u_R) + \text{h.c.}$$

$$\Delta a_\tau \simeq \frac{4m_\tau v}{e\sqrt{2}\Lambda^2} \left(C_{e\gamma}^\ell - \frac{3\alpha}{2\pi} \frac{c_W^2 - s_W^2}{s_W c_W} C_{eZ}^\ell \log \frac{\Lambda}{m_Z} \right) - \frac{4m_\tau m_t}{\pi^2} \frac{C_T^{\tau t}}{\Lambda^2} \log \frac{\Lambda}{m_t}$$

$$C_{e\gamma}^\ell = c_W C_{eB}^\ell - s_W C_{eW}^\ell, \quad C_{eZ}^\ell = -c_W C_{eW}^\ell - s_W C_{eB}^\ell$$

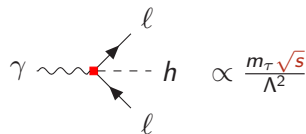
Operatori di dipolo e fisica dell'Higgs

La struttura degli operatori di dipolo ($H \propto v + h$) offre l'opportunità unica di testare a_l^{NP} [Buttazzo, Paradisi, '20] :



A Feynman diagram showing a photon (γ) represented by a wavy line entering from the left and interacting with a red vertex. From this vertex, two neutrinos (ν) emerge, each represented by a solid line with an arrow pointing away from the vertex. The neutrinos are labeled ν and ν . The diagram is proportional to $\frac{m_T \nu}{\Lambda^2}$.

$$\gamma \text{ wavy line} \rightarrow \text{red vertex} \rightarrow \begin{matrix} \nearrow \nu \\ \searrow \nu \end{matrix} \propto \frac{m_T \nu}{\Lambda^2}$$

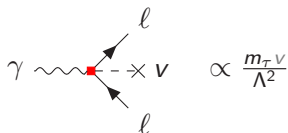


A Feynman diagram showing a photon (γ) represented by a wavy line entering from the left and interacting with a red vertex. From this vertex, two Higgs bosons (h) emerge, each represented by a dashed line with an arrow pointing away from the vertex. The Higgs bosons are labeled h and h . The diagram is proportional to $\frac{m_T \sqrt{s}}{\Lambda^2}$.

$$\gamma \text{ wavy line} \rightarrow \text{red vertex} \rightarrow \begin{matrix} \nearrow h \\ \searrow h \end{matrix} \propto \frac{m_T \sqrt{s}}{\Lambda^2}$$

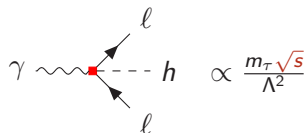
Operatori di dipolo e fisica dell'Higgs

La struttura degli operatori di dipolo ($H \propto v + h$) offre l'opportunità unica di testare a_l^{NP} [Buttazzo, Paradisi, '20] :



A Feynman diagram showing a photon (γ) represented by a wavy line on the left, interacting at a red vertex with a neutrino (ν) represented by a dashed line on the right. Two leptons (l) are shown as arrows emerging from the vertex. The diagram is proportional to $\frac{m_T v}{\Lambda^2}$.

$$\gamma \text{ --- } \nu \propto \frac{m_T v}{\Lambda^2}$$



A Feynman diagram showing a photon (γ) represented by a wavy line on the left, interacting at a red vertex with a Higgs boson (h) represented by a dashed line on the right. Two leptons (l) are shown as arrows emerging from the vertex. The diagram is proportional to $\frac{m_T \sqrt{s}}{\Lambda^2}$.

$$\gamma \text{ --- } h \propto \frac{m_T \sqrt{s}}{\Lambda^2}$$

Studieremo i seguenti processi:

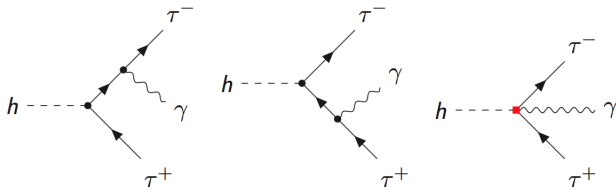
- **Decadimenti** dell'Higgs
- Processi **Drell-Yan (DY)** (a 2 e 3 corpi)
- Processi di **Vector Boson Fusion (VBF)**

a futuri collisori leptonici (es: muon collider)

Decadimenti dell'Higgs

Abbiamo considerato i seguenti processi:

- $h \rightarrow \tau^+ \tau^- \gamma$
- $h \rightarrow \tau^+ \tau^- Z$
- $h \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau W^\mp$

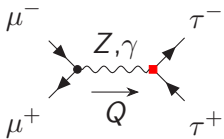


$$\frac{\mathcal{B}_{h\tau\tau\gamma}}{\mathcal{B}_{h\tau\tau\gamma}^{SM}} \approx 1 + 0.02 \left(\frac{\Delta a_\tau}{10^{-4}} \right)$$

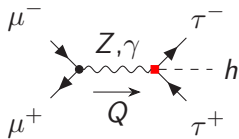
Risolvere $\mathcal{B}_{h\tau\tau\gamma}$ a $\mathcal{O}(10^{-2})$ permette di testare $\Delta a_\tau \sim 10^{-4}$

Processi Drell-Yan

Abbiamo considerato processi di scattering $\mu^+ \mu^- \rightarrow \tau^+ \tau^- (h)$



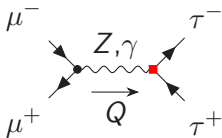
$$\sigma_{\mu\mu\tau\tau} \propto \frac{v^2}{\Lambda^4}$$



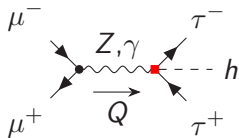
$$\sigma_{\mu\mu\tau\tau h} \propto \frac{s}{\Lambda^4}$$

Processi Drell-Yan

Abbiamo considerato processi di scattering $\mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^- (h)$



$$\sigma_{\mu\mu\tau\tau} \propto \frac{v^2}{\Lambda^4}$$

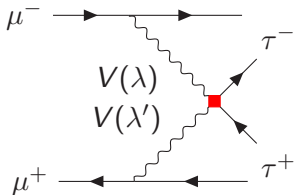


$$\sigma_{\mu\mu\tau\tau h} \propto \frac{s}{\Lambda^4}$$

$$\mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^- \quad \text{vs} \quad \mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^- h$$

Ad alte energie $\mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^- h$ domina su $\mu^+\mu^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ grazie alla **crescita con l'energia** del vertice a contatto, nonostante il **minore spazio delle fasi**

Processi di *Vector Boson Fusion*



$$\sigma_{VBF} = \int_A^S d\hat{s} \sum_{\lambda, \lambda'} L(\lambda, \lambda') \cdot \sigma_{sub}(\lambda, \lambda', \hat{s})$$

I processi di VBF danno effetti che:

- **Crescono con l'energia** $\propto \log^2(\sqrt{s})$
- Il fondo di SM può essere sottratto ponendo **tagli cinematici** sulla massa invariante della coppia di τ

Risultati preliminari

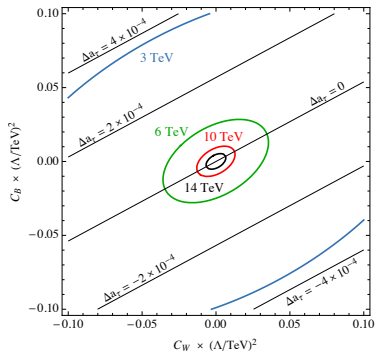
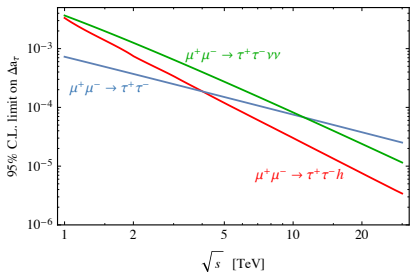


Figure: Risultati preliminari ottenuti per $\mathcal{L} = \left(\frac{\sqrt{s}}{10\text{TeV}}\right)^2 \cdot 10 \text{ ab}^{-1}$.

Sinistra: Limiti su Δa_τ in funzione di \sqrt{s} per i processi considerati.

Destra: Predizioni per Δa_τ nel piano $C_B - C_W$.

Sommario

- Futuri collisori leptonici offrono l'opportunità di testare **NP pesante** nel $(g-2)_\tau$ a livelli di $\Delta a_\tau^{\text{NP}} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$
- Le migliori sensibilità si hanno ad alti valori di \sqrt{s} grazie ai processi $h \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-h$ e $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-l^+(\nu)l^-(\bar{\nu})$
- Il segnale di NP è massimizzato rispetto al fondo di SM attraverso **analisi differenziali** (tagli cinematici)



Sommario

- Futuri collisori leptonici offrono l'opportunità di testare **NP pesante** nel $(g-2)_\tau$ a livelli di $\Delta a_\tau^{\text{NP}} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$
- Le migliori sensibilità si hanno ad alti valori di \sqrt{s} grazie ai processi $h \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-h$ e $l^+l^- \rightarrow \tau^+\tau^-l^+(\nu)l^-(\bar{\nu})$
- Il segnale di NP è massimizzato rispetto al fondo di SM attraverso **analisi differenziali** (tagli cinematici)

Grazie per la vostra attenzione!

