

Theoretische Untersuchungen zur Produktion schwerer, neutraler Higgsbosonen in Hadronkollisionen

Jörg Ziethe
Institut für Theoretische Physik E

- Higgssektor des MSSM und NMSSM (XXS)
- Spindichte -Formalismus
- Leading Order Spindichtematrizen im MSSM
- Status/Ausblick

Einleitung I

Untersuchung von nicht-SM Higgsbosonen, welche **neutral** und **schwer** (200-500 GeV) sind;
Nicht-SM heisst konkret MSSM und NMSSM.

Warum MSSM? - MSSM ist minimale SuSy-Erweiterung des SM

Warum NMSSM? - $\left\{ \begin{array}{l} \text{GUTs sagen SuSy-Modelle mit Higgssingletts vorher,} \\ \mu\text{-Parameter als VEV des Higgssingletts erklärbar,} \\ \text{Higgs-Masseneigenzustände} \neq \text{CP-Eigenzustände} \\ \text{(auf Born-Niveau)} \end{array} \right.$

ZIEL: Präzisionsvorhersagen über Produktions- und Zerfallscharakteristika schwerer, neutraler Higgsbosonen im Kontext des MSSM und NMSSM.

Einleitung II

Higgssektor des MSSM:

Hier benötigt man **zwei Higgsdubletts** mit entgegengesetzten Hyperladungen, damit die Theorie **anomalfrei** bleibt, also

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} (\Phi_1^0)^* \\ -(\Phi_1^-)^* \end{bmatrix} \\ H_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \xrightarrow{\text{SSB}} \begin{array}{|c|c|c|c|c|} \hline & H^+ & h^0 & H^0 & A^0 \\ \hline J^{\text{PC}} & 0^+ & 0^{++} & 0^{++} & 0^{-+} \\ \hline \end{array}$$

im NMSSM: H_1, H_2, N

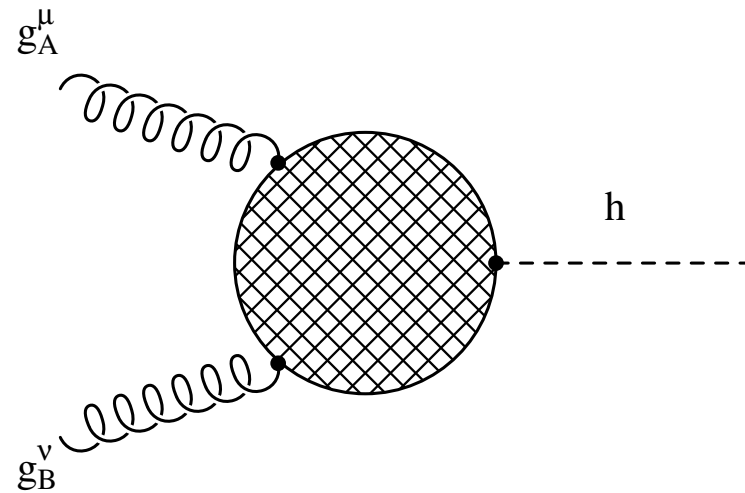
$$\begin{aligned} \Rightarrow V &= V_{\text{Higgs}} + V_{\text{soft}} \\ &\subset \left(H_1^{i*} H_1^i + H_2^{i*} H_2^i \right) (\mu^* N + \text{h.c.}) + m_3 \left(\epsilon_{ij} \kappa H_1^i H_2^j N + \text{h.c.} \right) \end{aligned}$$

für $\mu, \kappa \neq 0, \in \mathbb{C}$:

	H^+	h^0	H^0	a^0	A^0
J^{PC}	0^+	CP indefinit			

Produktion

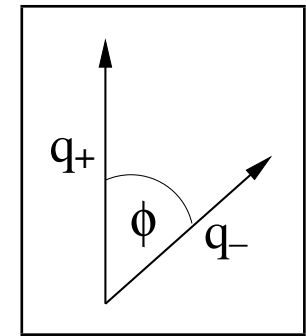
Für den LHC ist der vorwiegende Produktionsprozess von H^0, A^0 die **Gluonfusion**. Interessant sind hier insbesondere Higgsbosonen, die auf Bornniveau nicht an W^\pm, Z^0 koppeln, z.B. A^0 aus dem MSSM: Hier erfolgt die Produktion ausschließlich über Gluonfusion:



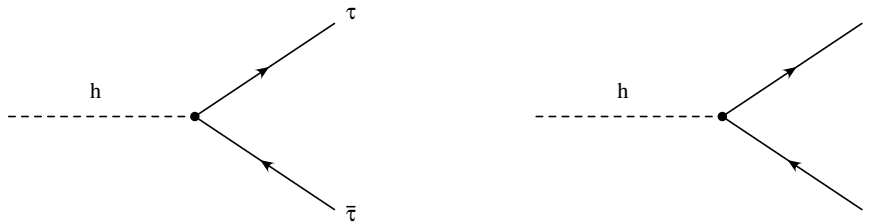
Zerfall I

Nach der Entdeckung von X ($= h^0, H^0, A^0$) und Bestimmung von m_X und Γ_X , will man z.B. **Spin** und **Parität** messen.

1. Spin: Hier studiert man die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte, also Observablen wie z.B. $\frac{d\sigma}{d\cos\phi}$, (ϕ Winkel zw. \hat{q}_+ und \hat{q}_-)



2. Parität: \rightsquigarrow Zerfall in $\tau\bar{\tau}$ oder $t\bar{t}$ betrachten!



z.B. $\tau(\text{top}) \sim 10^{-25} \text{ s}$ (im SM) reicht **nicht** aus um hadron. Bindungszustände zu bilden

\Rightarrow perturbative QCD = adäquate Beschreibung dieser Physik

Insbesondere: Infos über **top-Spin** werden nicht durch Hadronisierungseffekte verwaschen, sind **durch Analyse der Zerfallsprodukte zugänglich.**

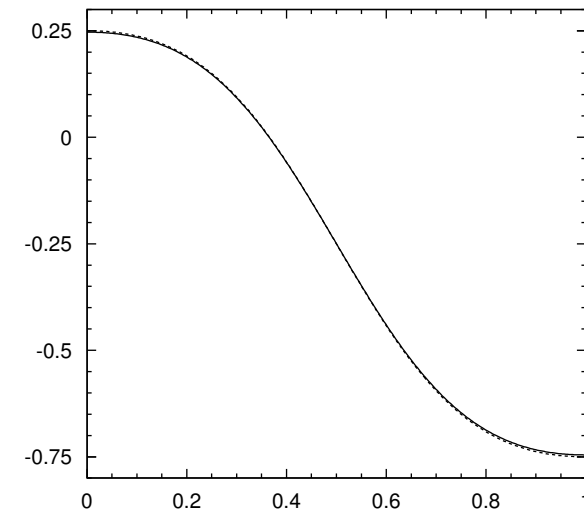
Zerfall II

Reaktion der Form: $h \rightarrow f\bar{f}$

\rightsquigarrow Observablen wie z.B. $\langle s_f \cdot s_{\bar{f}} \rangle$ geben Auskunft

W.B., M.Flesch B.Brandenburg, hep-ph/9812387

- h Skalar, $J^{PC} = 0^{++}$
 $\Rightarrow f\bar{f}$ in 3P_0 -Zustand
 $\Rightarrow \langle s_f \cdot s_{\bar{f}} \rangle = \frac{1}{4}$
- h Pseudoskalar, $J^{PC} = 0^{-+}$
 $\Rightarrow f\bar{f}$ in 1S_0 -Zustand
 $\Rightarrow \langle s_f \cdot s_{\bar{f}} \rangle = -\frac{3}{4}$
- allgemein: h CP indefinit, also $\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = a\bar{f}fh + \tilde{a}\bar{f}i\gamma_5fh + \text{h.c.}$
 $\rightsquigarrow \langle s_f \cdot s_{\bar{f}} \rangle$ als Funktion von z.B. $\frac{\tilde{a}}{a+\tilde{a}}$
 aber: $\langle s_f \cdot s_{\bar{f}} \rangle$ kann nicht direkt gemessen werden \rightarrow Infos über Spin übertragen sich auf Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte, z.B. \hat{q}_-, \hat{q}_+



Spindichte-Formalismus I

Definition aus der Quantenmechanik: $\rho = \sum_j \omega_j |i\rangle_j \langle i|_j$

Sei der Prozess: $i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}$
 benutzen: $|f\bar{f}\rangle = S|i\bar{i}\rangle$

$$\Rightarrow \rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} = \sum_j \omega_j |f\bar{f}\rangle_j \langle f\bar{f}|_j = \sum_j \omega_j S|i\bar{i}\rangle_j \langle i\bar{i}|_j S^\dagger = S\rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} S^\dagger$$

\rightsquigarrow Matrixelemente von $\rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}}$

$$\rho_{\alpha\alpha', \beta\beta'}^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} \sim \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | S\rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} S^\dagger | f(\beta)\bar{f}(\beta') \rangle$$

$\alpha, \alpha', \beta, \beta' = \text{Spinindizes} \quad \rightsquigarrow \quad \rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} = \text{Spindichtematrix}$

Spindichte-Formalismus II

$$\begin{aligned}
 \rho_{\alpha\alpha',\beta\beta'}^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} &\sim \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | \mathbf{S} \rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} \mathbf{S}^\dagger | f(\beta)\bar{f}(\beta') \rangle \\
 &\sim \sum_j \omega_j \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | \mathbf{S} | i(\beta)\bar{i}(\beta') \rangle_j \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | \mathbf{S} | i(\beta)\bar{i}(\beta') \rangle_j^* \\
 &\sim \sum_{\text{alle Indizes}} \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | \mathcal{T} | i(\beta)\bar{i}(\beta') \rangle_j \langle f(\alpha)\bar{f}(\alpha') | \mathcal{T} | i(\beta)\bar{i}(\beta') \rangle_j^* \\
 &\sim \sum_{\text{alle Indizes}} \|\mathcal{T}_{fi}\|^2
 \end{aligned}$$

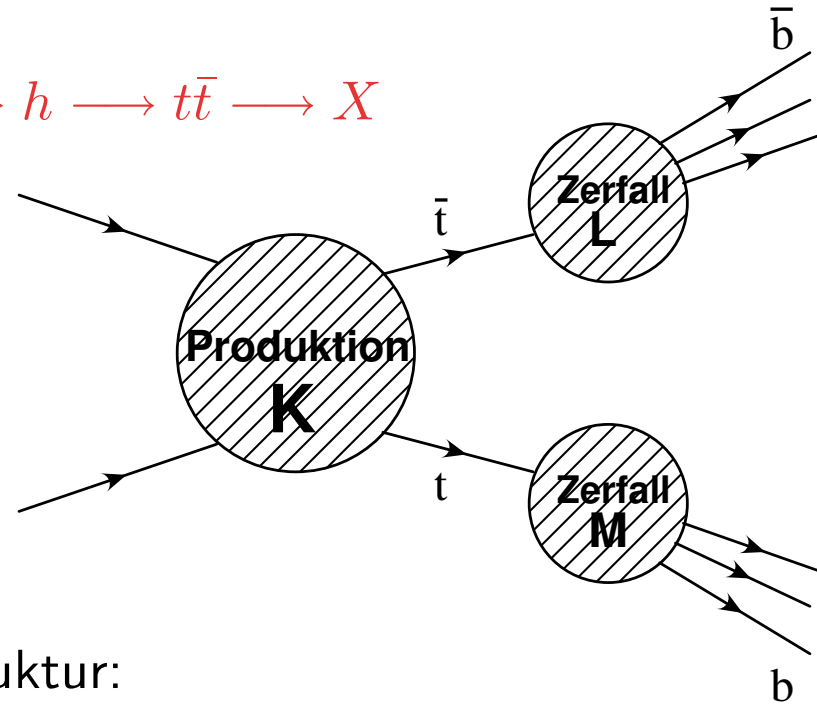
↪ Dichtematrix ist mit Feynmanregeln berechenbar!

Für die Berechnung ist es sinnvoll zu einer speziellen Darstellung von $\rho^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}}$ überzugehen:

$$\rho = A \cdot \mathbb{1} \otimes \mathbb{1} + \vec{B}^+ \vec{\sigma} \otimes \mathbb{1} + \mathbb{1} \otimes \vec{B}^- \vec{\sigma} + C_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j$$

Spindichte-Formalismus III

Konkreter Fall: $gg \longrightarrow h \longrightarrow t\bar{t} \longrightarrow X$



Amplitude hat die Struktur:

$$\mathcal{T}_{\text{fi}} = - \sum_{\alpha, \beta} \bar{u}(p_b) \mathcal{T}^M u^\alpha(k_1) \bar{u}^\alpha(k_1) \mathcal{T}^K v^\beta(k_2) \bar{v}^\beta(k_2) \mathcal{T}^L v_{\bar{b}}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow |\mathcal{T}_{\text{fi}}|^2 &\sim \sum_{\text{alle Indizes } \alpha, \alpha', \beta, \beta'} \langle t^\alpha(k_1) \bar{t}^\beta(k_2) | \mathcal{T}^K | \text{in} \rangle \langle t^{\alpha'}(k_1) \bar{t}^{\beta'}(k_2) | \mathcal{T}^K | \text{in} \rangle^* \\ &\quad \times \langle b(p_b) \mathcal{X}_{W^+} | \mathcal{T}^M | \bar{t}^\alpha(k_1) \rangle \langle b(p_b) \mathcal{X}_{W^+} | \mathcal{T}^M | \bar{t}^{\alpha'}(k_1) \rangle^* \\ &\quad \times \langle \bar{b}(p_{\bar{b}}) \mathcal{X}_{W^-} | \mathcal{T}^L | \bar{t}^\beta(k_2) \rangle \langle \bar{b}(p_{\bar{b}}) \mathcal{X}_{W^-} | \mathcal{T}^L | \bar{t}^{\beta'}(k_2) \rangle^* \end{aligned}$$

Spindichte-Formalismus IV

$$= \text{tr} \left[\underbrace{R_{\alpha\alpha',\beta\beta'}^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}}}_{\text{Produktions-}} \cdot \underbrace{\rho_{\alpha\alpha'}}_{\text{Zerfalls-}} \otimes \underbrace{\rho_{\beta\beta'}}_{\text{spindichte-}} \right] \cdot \left(\frac{1}{k_1^2 - m_t^2} \right)^2 \left(\frac{1}{k_2^2 - m_t^2} \right)^2$$

matrix
matrix
matrix

$$\rho_{\alpha\alpha'} \sim \mathbb{1} + k \cdot \hat{q}_+ \vec{\sigma}_{\alpha\alpha'}, \quad 0 < k \leq 1$$

$$R_{\alpha\alpha',\beta\beta'}^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}} = A \cdot \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} + B^{+i} \sigma_{\alpha\alpha'}^i \delta_{\beta\beta'} + B^{-i} \delta_{\alpha\alpha'} \sigma_{\beta\beta'}^i + C_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j$$

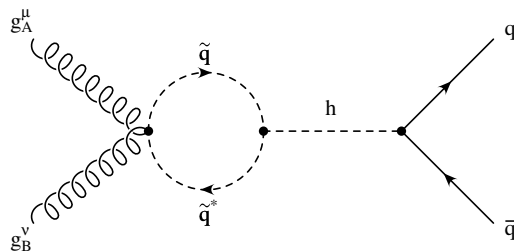
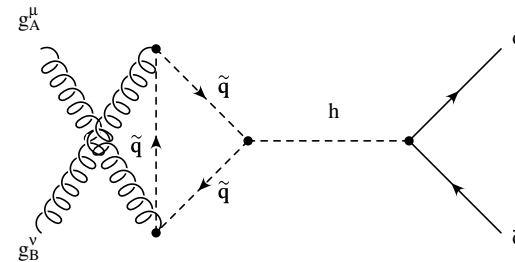
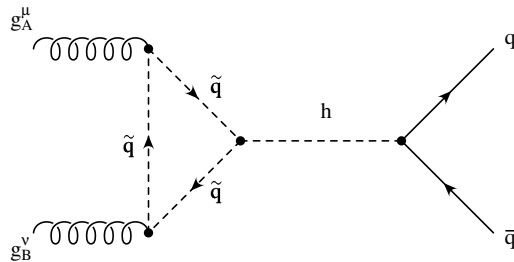
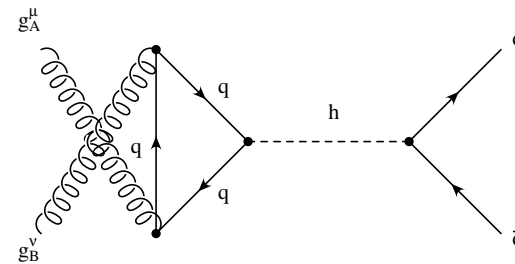
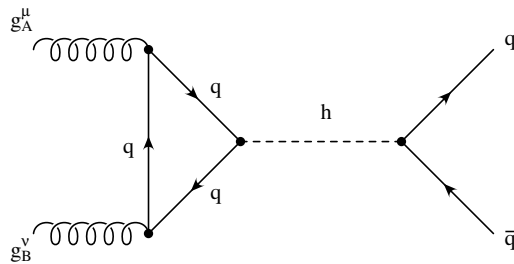
Salopp: Spin-Information in $R_{\alpha\alpha',\beta\beta'}^{i\bar{i} \rightarrow f\bar{f}}$ überträgt sich beim Bilden der Spur (summieren über Spin-Indizes) auf Impulsrichtungen der Zerfallsprodukte des top (bzw. $\overline{\text{top}}$)

Leading Order im MSSM I

Prozess: $gg \rightarrow h \rightarrow t\bar{t}$

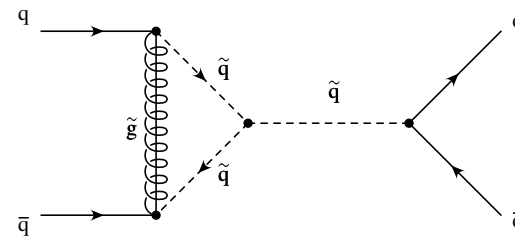
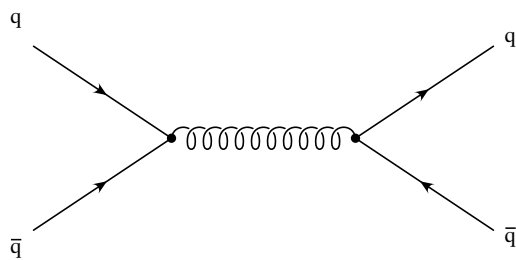
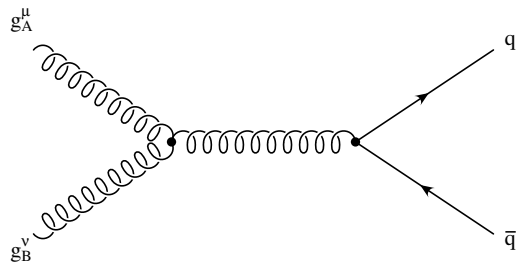
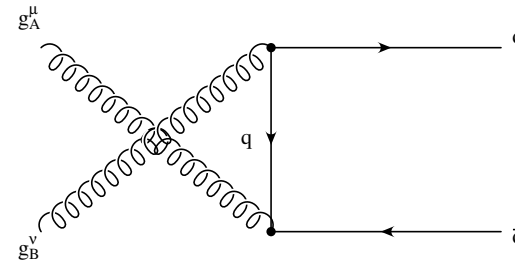
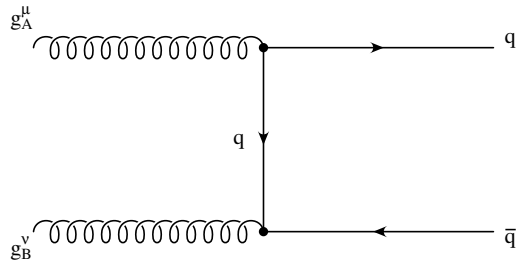
Produktionsamplituden die h enthalten $\rightsquigarrow R_{\alpha\alpha',\beta\beta'}^h$

(W.B., M.Flesch P.Haberl,
hep-ph/9709284 für 2HDM)



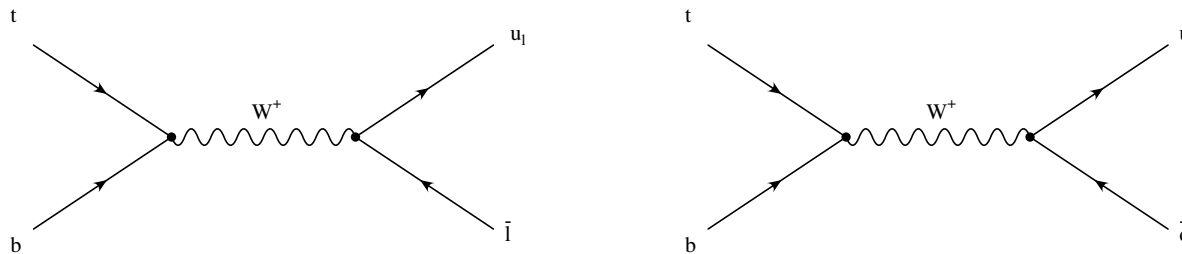
Leading Order im MSSM II

Produktionsamplituden die kein h enthalten $\rightsquigarrow R_{\alpha\alpha', \beta\beta'}^{\text{bg}}$



Leading Order im MSSM II

Top-Zerfall: $t \rightarrow b + W^+ \rightarrow b + X_{W^+}$
 Amplituden für den top-Zerfall $\rightsquigarrow \rho_{\alpha\alpha'}$



Letztendlich erhält man insgesamt für die Produktion und den Zerfall eines schweren, neutralen Higgsbosons aus dem MSSM, also für H^0 oder A^0 in LO:

$$\Rightarrow \text{tr} \left[R_{\alpha\alpha', \beta\beta'}^{\text{h+bg}} \cdot \rho_{\alpha\alpha'} \otimes \rho_{\beta\beta'} \right] \sim d\sigma$$

Status

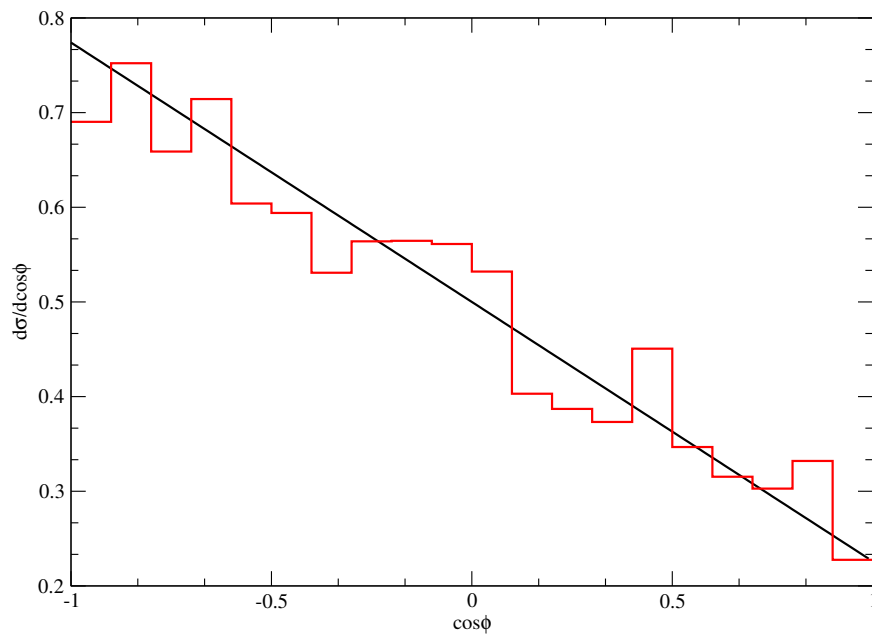
LO Rechnungen sind weitgehend **abgeschlossen**.

Analytische Form der **Produktions-** und **Zerfallsspindichtematrizen** im MSSM bestimmt;

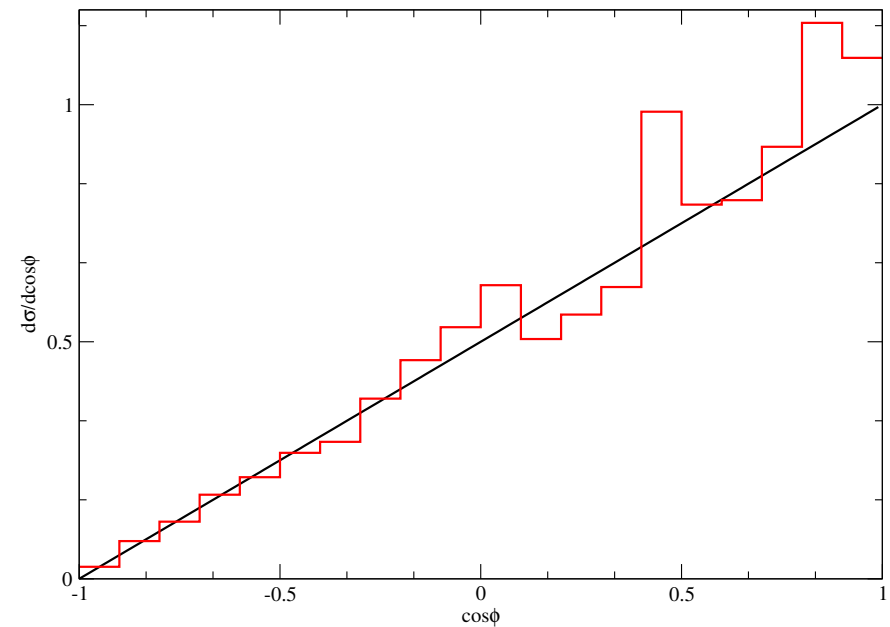
Koeffizienten numerisch implementiert (C++);

Beispiele:

$d\sigma/d\cos\phi$ für H^0



$d\sigma/d\cos\phi$ für A^0



Ausblick

NLO Korrekturen zur (seperaten) Higgsproduktion und zum Higgszerfall sind für das MSSM bereits bekannt.

M.Spira, A.Djouadi, D.Graudenz,
P.M.Zerwas, hep-ph/9812387



Ziel: Konsistente Berechnung der **NLO QCD-Korrekturen** zum Prozess $gg \rightarrow t\bar{t}$ unter **Berücksichtigung der endl. Breite des Higgsbosons**, sowie Berechnung von **NLO Korrekturen** zu $gg \rightarrow \tau\bar{\tau}$ mit Analyse von Spineffekten.

