

Die Erzeugung von mikroskopisch kleinen Schwarzen Löchern und von Gravitationsstrahlung in Modellen mit großen Extra-Dimensionen

Dissertationsvortrag
von
Benjamin Koch
11. Mai 2007

Gliederung

- Motivation: Warum große Extra-Dimensionen
- Modelle mit großen Extra-Dimensionen
- Schwarze Löcher
- Gravitationsstrahlung
- Zusammenfassung

Motivation:

Ziel: Vereinheitlichung der Naturkräfte



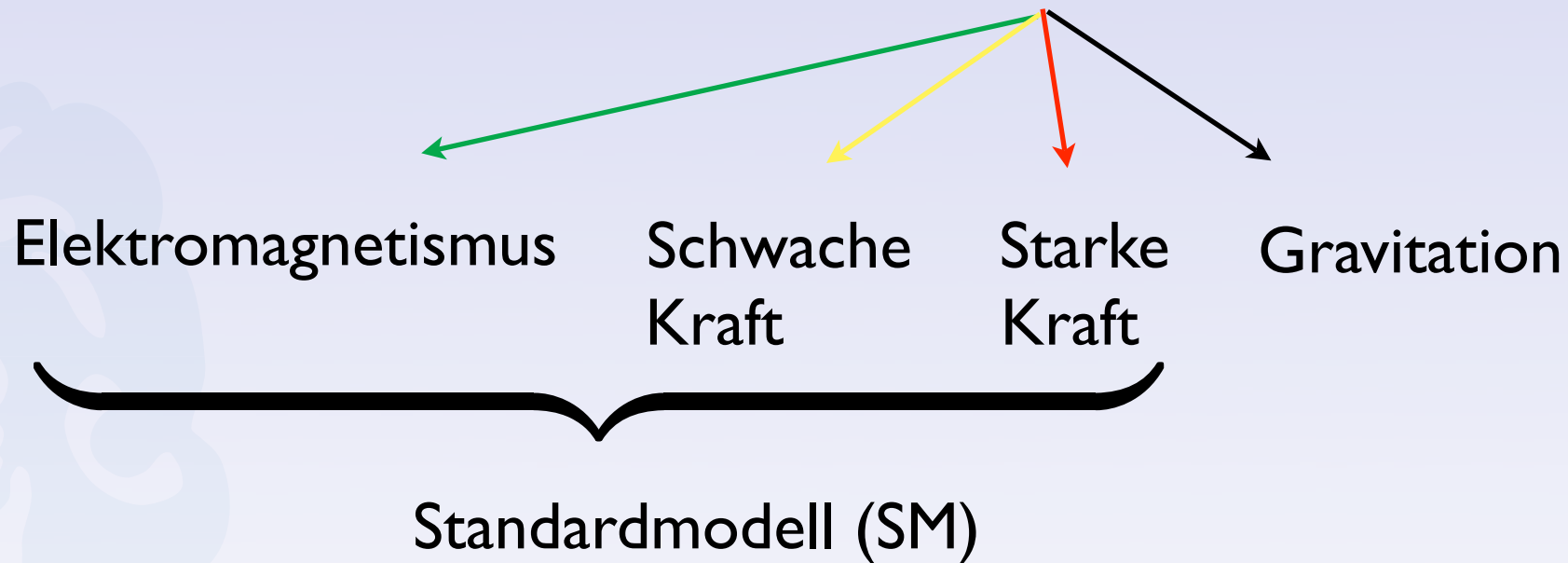
Motivation:

Ziel: Vereinheitlichung der Naturkräfte



Motivation:

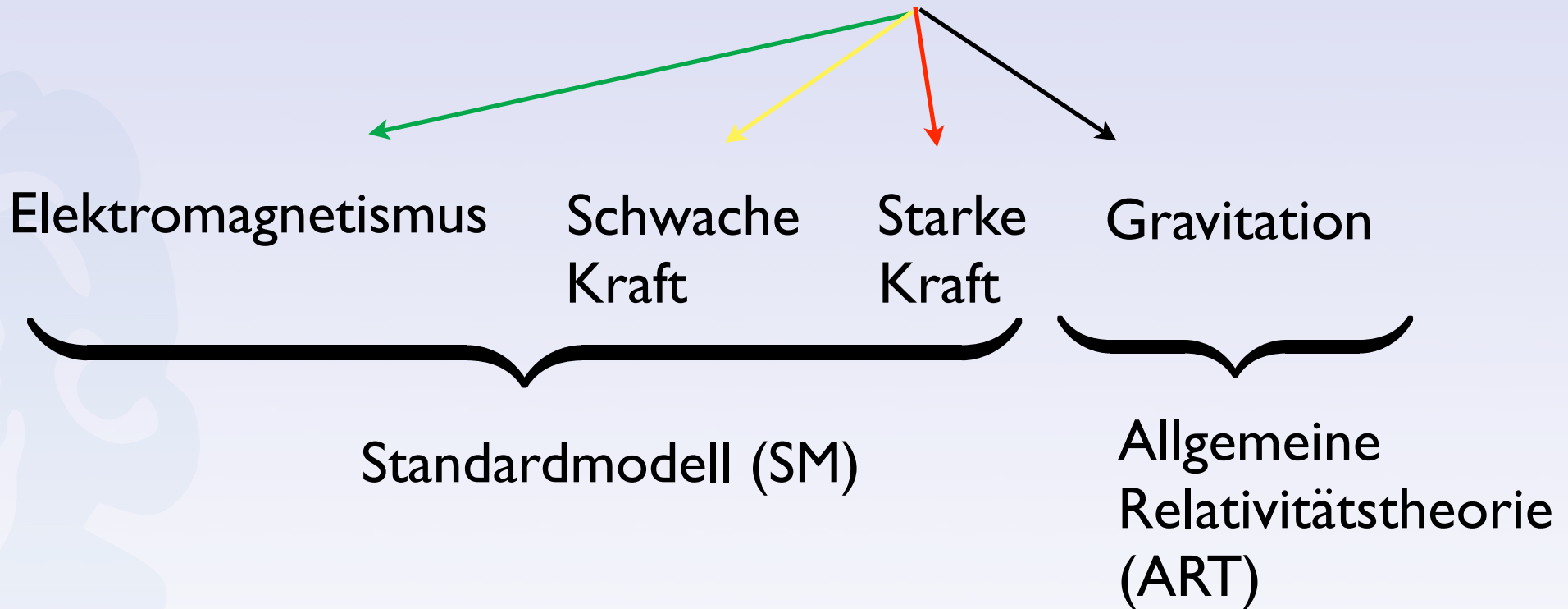
Ziel: Vereinheitlichung der Naturkräfte



$$\mathcal{L}_{SM} = \sum \bar{\psi} D_{\mu} \gamma^{\mu} \psi + \mathcal{L}_{Bos} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

Motivation:

Ziel: Vereinheitlichung der Naturkräfte



$$\mathcal{L}_{SM} = \sum \bar{\psi} D_{\mu} \gamma^{\mu} \psi + \mathcal{L}_{Bos} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{M_p^2} T_{\mu\nu}$$

Motivation:

Standardmodell

Allgemeine
Relativitätstheorie

Skalen:

$$M_Z \approx 90 \text{ GeV}$$

$$M_p \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

$$(\text{= } 100000000000000000000 \text{ GeV})$$

$$M_Z \ll M_p$$

Hierarchie Problem

Motivation:

Standardmodell

Allgemeine
Relativitätstheorie

Skalen:

$$M_Z \approx 90 \text{ GeV}$$

$$M_p \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

(= 10000000000000000000000000000 GeV)

$$M_Z \ll M_p$$

Hierarchie Problem

Erklärung:

Große Extra-Dimensionen

(Large Extra Dimension=LXD)

Große Extra-Dimensionen

Es gibt verschiedene Modelle mit Extra-Dimensionen,
die das Hierarchie Problem lösen:

- Arkani-Hamed, Dimopoulos und Dvali (**ADD**)^{*} ...

**



^{*}N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Phys. Lett. B 429, 263 (1998) [arXiv:hep-ph/9803315]

^{**}L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 4690 (1999) [arXiv:hep-th/9906064]

Große Extra-Dimensionen

Es gibt verschiedene Modelle mit Extra-Dimensionen,
die das Hierarchie Problem lösen:

- Arkani-Hamed, Dimopoulos und Dvali (**ADD**)^{*} ...



^{*}N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Phys. Lett. B 429, 263 (1998) [arXiv:hep-ph/9803315]

^{**}L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 4690 (1999) [arXiv:hep-th/9906064]

Große Extra-Dimensionen

Es gibt verschiedene Modelle mit Extra-Dimensionen, die das Hierarchie Problem lösen:

- Arkani-Hamed, Dimopoulos und Dvali (**ADD**)^{*} ...

Eigenschaften des Modells:

- 3+d Raumdimensionen
- Die zusätzlichen d Dimensionen sind mit Radius R aufgerollt
- Die Gravitation wirkt in alle 3+d Raumrichtungen
- Die Kräfte und Teilchen des SM existieren nur auf den drei nicht aufgerollten räumlichen Dimensionen

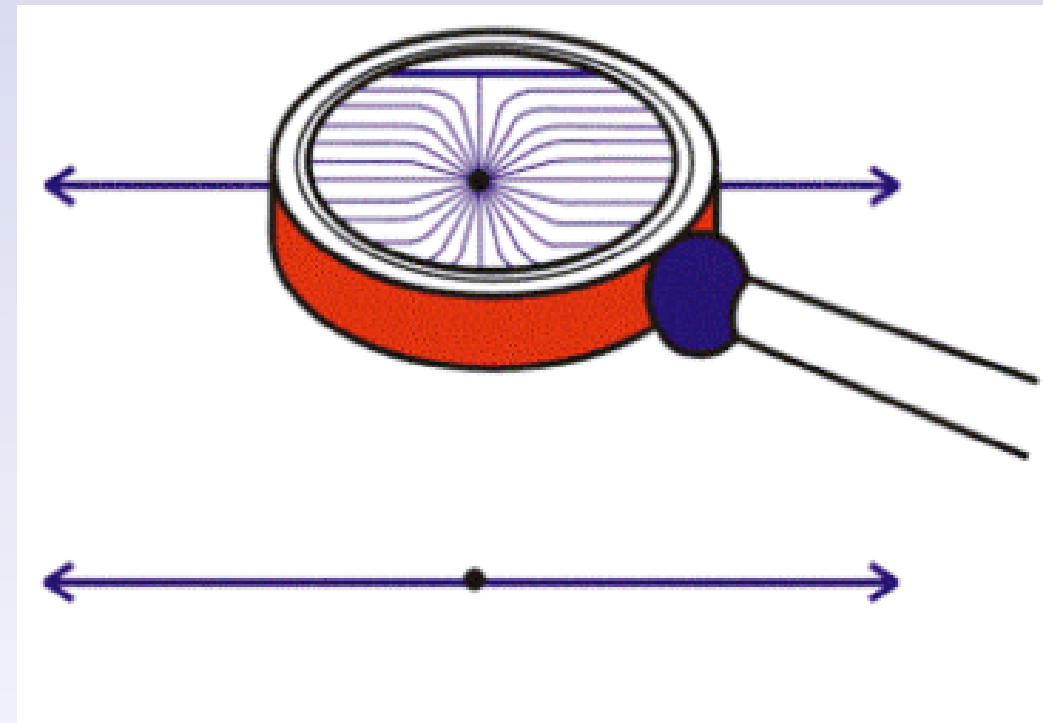


Gravitationspotential:

$$r \ll R: \quad \frac{V}{m} = \frac{1}{M_f^{d+2}} \frac{1}{r^{d+1}}$$

$$r \gg R: \quad \frac{V}{m} = \frac{1}{M_f^{d+2} R^d} \frac{1}{r}$$

$$\frac{V}{m} = \frac{1}{M_p^2} \frac{1}{r}$$

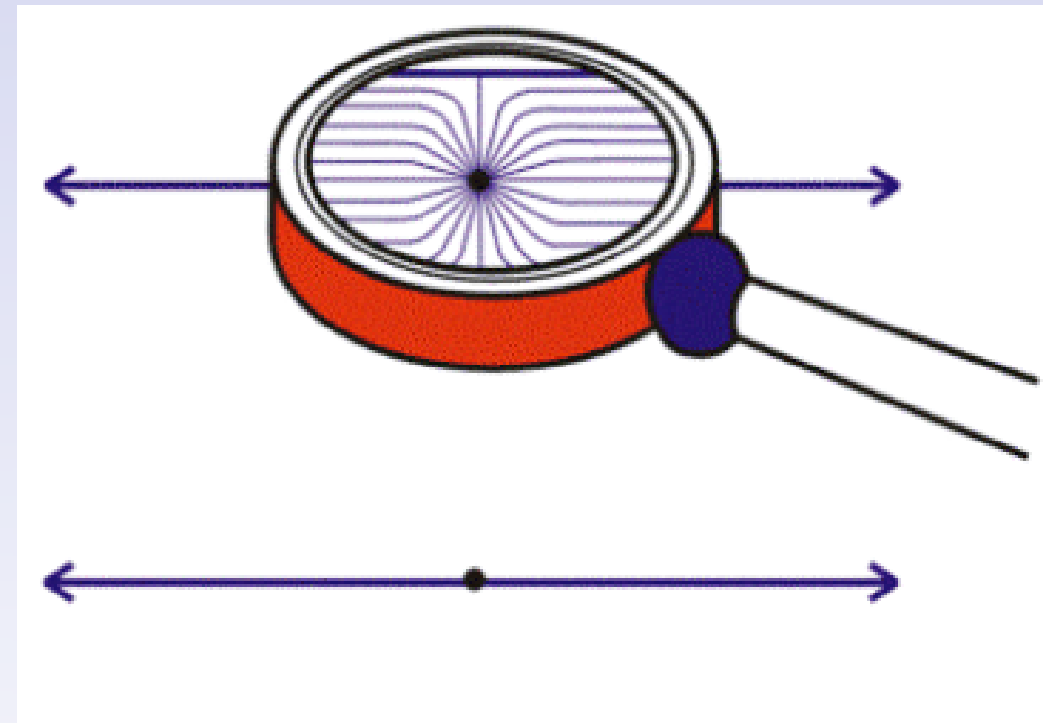


Gravitationspotential:

$$r \ll R: \quad \frac{V}{m} = \frac{1}{M_f^{d+2}} \frac{1}{r^{d+1}}$$

$$r \gg R: \quad \frac{V}{m} = \frac{1}{M_f^{d+2} R^d} \frac{1}{r}$$

$$\frac{V}{m} = \frac{1}{M_p^2} \frac{1}{r}$$



Vergleich:

$$M_p^2 = M_f^{d+2} R^d$$

Schwarze Löcher

Symmetrische Lösung der Einstein
Feldgleichungen in 3+d Dimensionen:

$$R_{AB} - \frac{1}{2}g_{AB}R = \frac{T_{AB}}{M_f^{d+2}}$$

Schwarzschild Radius in 3+d Dimensionen: *

$$R_H \approx \frac{1}{M_f} \left(\frac{M}{M_f} \right)^{1/(d+1)}$$

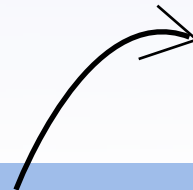
Erzeugung in Teilchenkollisionen

Einfache Abschätzung des Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma(\sqrt{s}) \approx \pi R_H^2(\sqrt{s}) \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$$

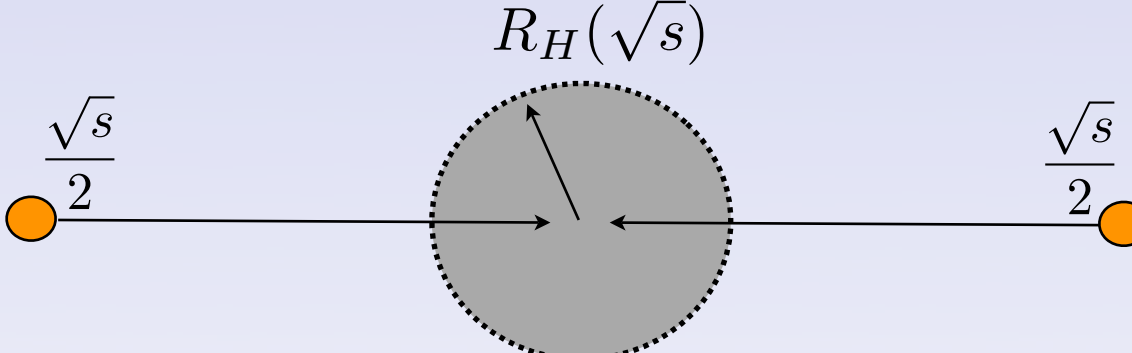
Im Fall von kleinem M_f kann diese Schwelle im Labor erreicht werden:*

$$\sigma(\sqrt{s}) \approx \frac{\pi}{M_f^2} \left(\frac{\sqrt{s}}{M_f} \right)^{\frac{2}{d+1}}$$



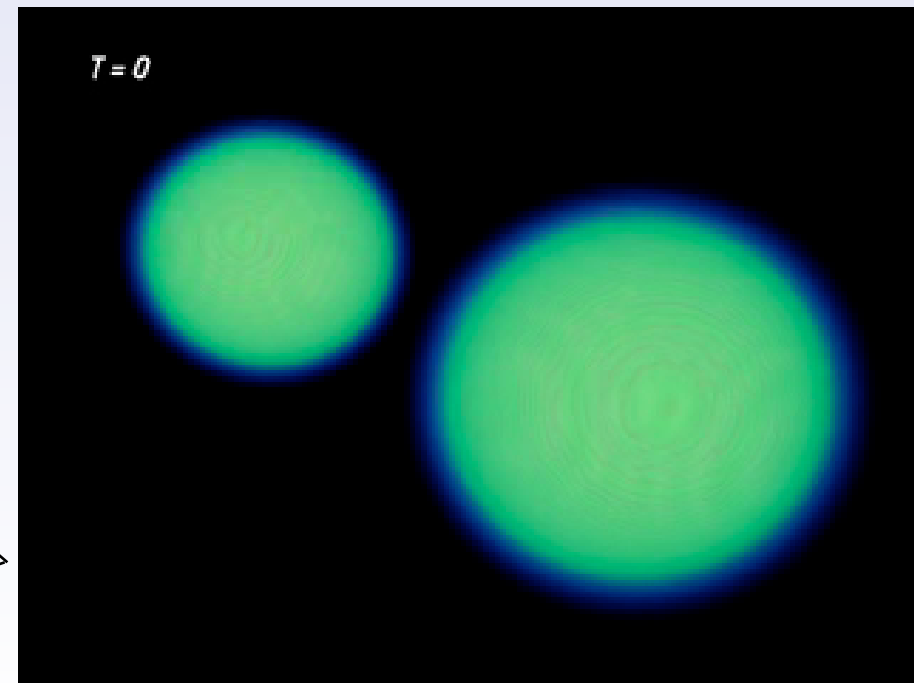
Erzeugung in Teilchenkollisionen

Einfache Abschätzung des Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma(\sqrt{s}) \approx \pi R_H^2(\sqrt{s}) \left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)$$


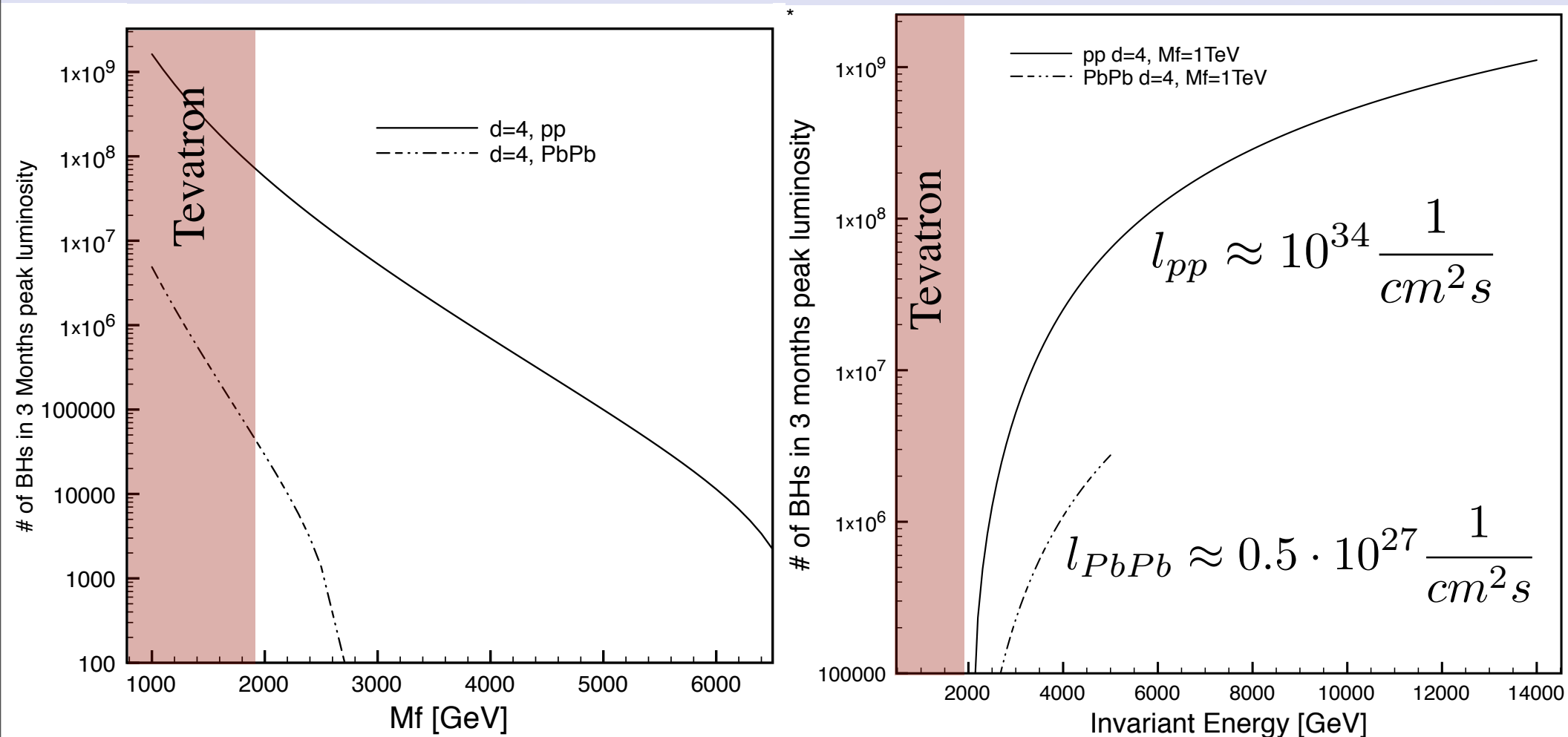
Im Fall von kleinem M_f kann diese Schwelle im Labor erreicht werden:*

$$\sigma(\sqrt{s}) \approx \frac{\pi}{M_f^2} \left(\frac{\sqrt{s}}{M_f}\right)^{\frac{2}{d+1}}$$



Vorhersage für LHC (LHC = Large Hadron Collider)

Große Anzahl von Schwarzen Löchern möglich.



*B.Koch, M. Bleicher, H. Stöcker, Angenommen in J.Phys. G [arXiv:hep-ph/0702187]

Strahlende Schwarze Löcher

- „Balding“ Phase:^{*} (bald=Glatze)

Abstrahlung zusätzlichen Freiheitsgraden (wie Deformationen und Drehimpuls) durch Graviationsstrahlung

- Hawking Phase:^{**}

Thermische (Hawking) Strahlung

$$T_H = \frac{d + 1}{4\pi R_H}$$

- Planck Phase:

Die Hawking Näherung verliert ihre Gültigkeit und das Schwarze Loch geht einem ungewissen Schicksal entgegen:

- Komplettes Zerstrahlen
- Bildung eines stabilen Zustands (BHR=“Black Hole Remnant“)

*John Wheeler: „Black holes have no hair“

**S. Hawking. Black holes and thermodynamics. Phys. Rev., D13:191–197, 1976.

Strahlende Schwarze Löcher

- „Balding“ Phase:^{*} (bald=Glatze)

Abstrahlung zusätzlichen Freiheitsgraden (wie Deformationen und Drehimpuls) durch Graviationsstrahlung

- Hawking Phase:^{**}

Thermische (Hawking) Strahlung

$$T_H = \frac{d + 1}{4\pi R_H}$$

- Planck Phase:

Die Hawking Näherung verliert ihre Gültigkeit und das Schwarze Loch geht einem ungewissen Schicksal entgegen:

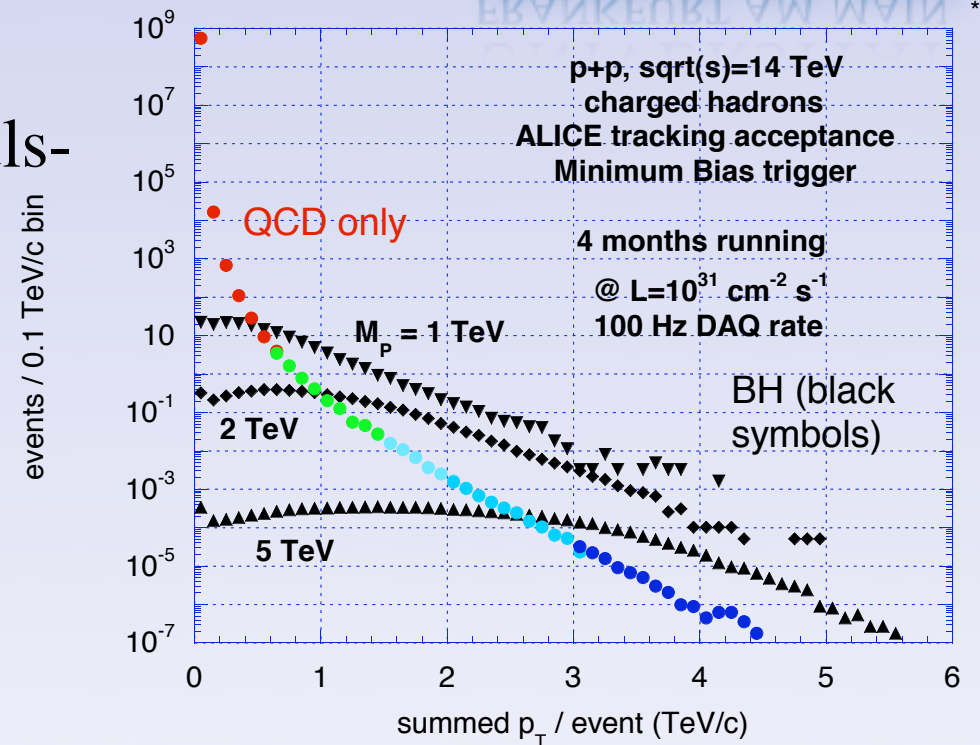
- Komplettes Zerstrahlen
- Bildung eines stabilen Zustands (BHR=“Black Hole Remnant“)

*John Wheeler: „Black holes have no hair“

**S. Hawking. Black holes and thermodynamics. Phys. Rev., D13:191–197, 1976.

Signaturen für Schwarze Löcher

Verbreiterung der Transversalimpuls-Spektren.

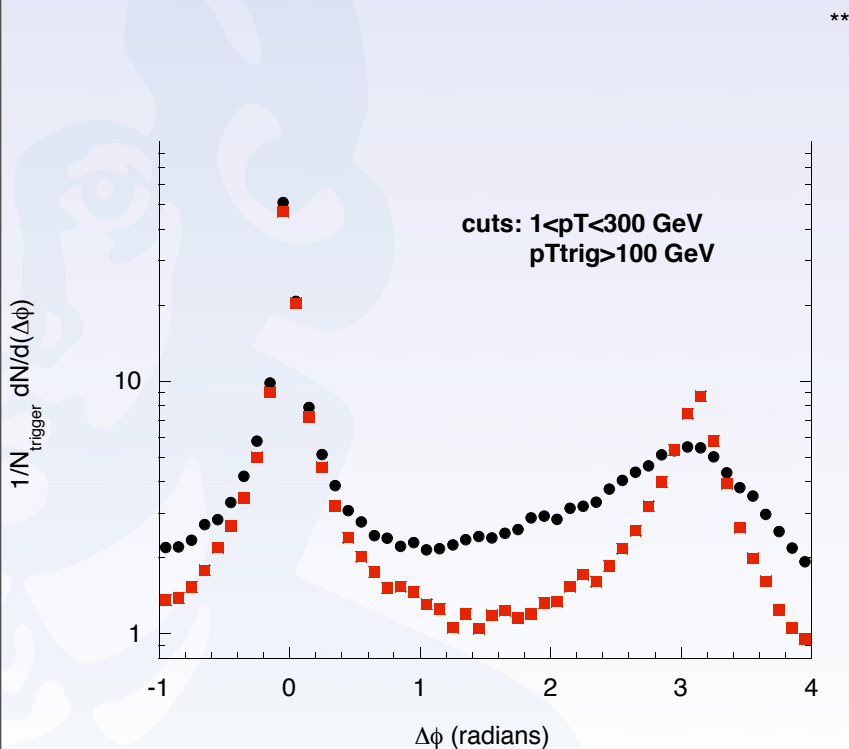
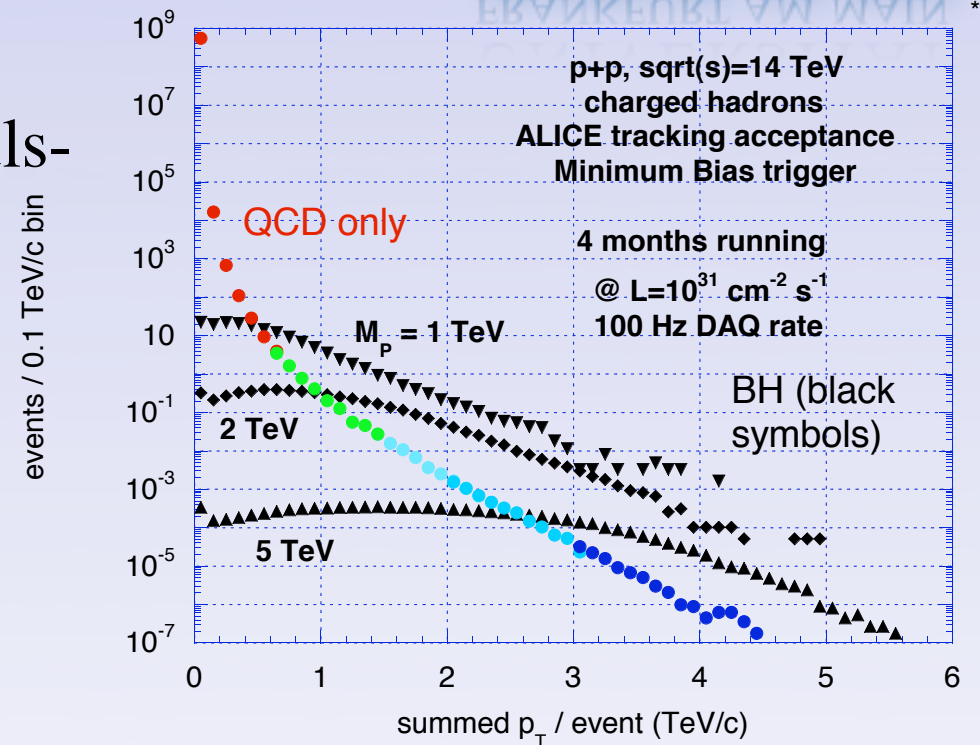


**

*

Signaturen für Schwarze Löcher

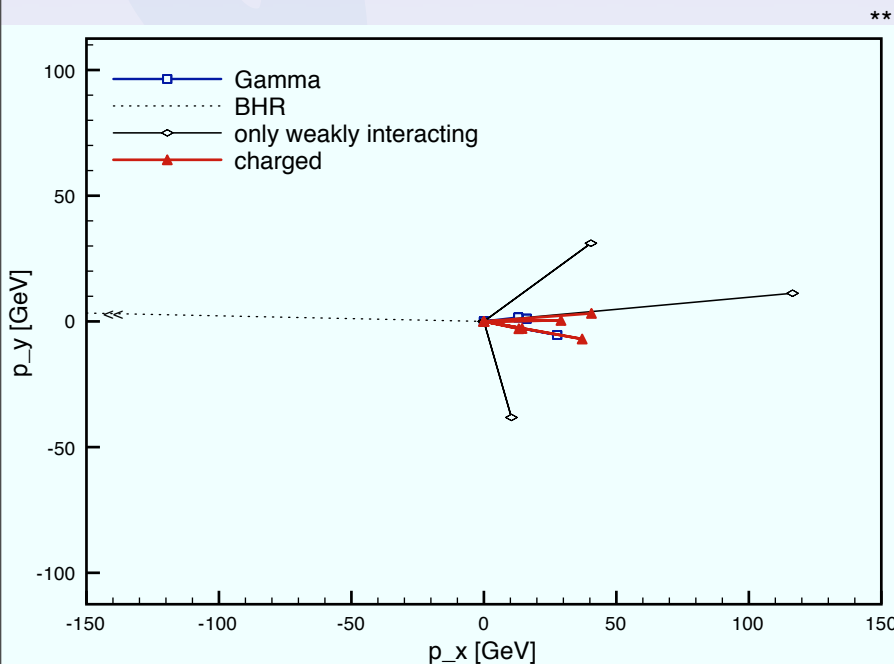
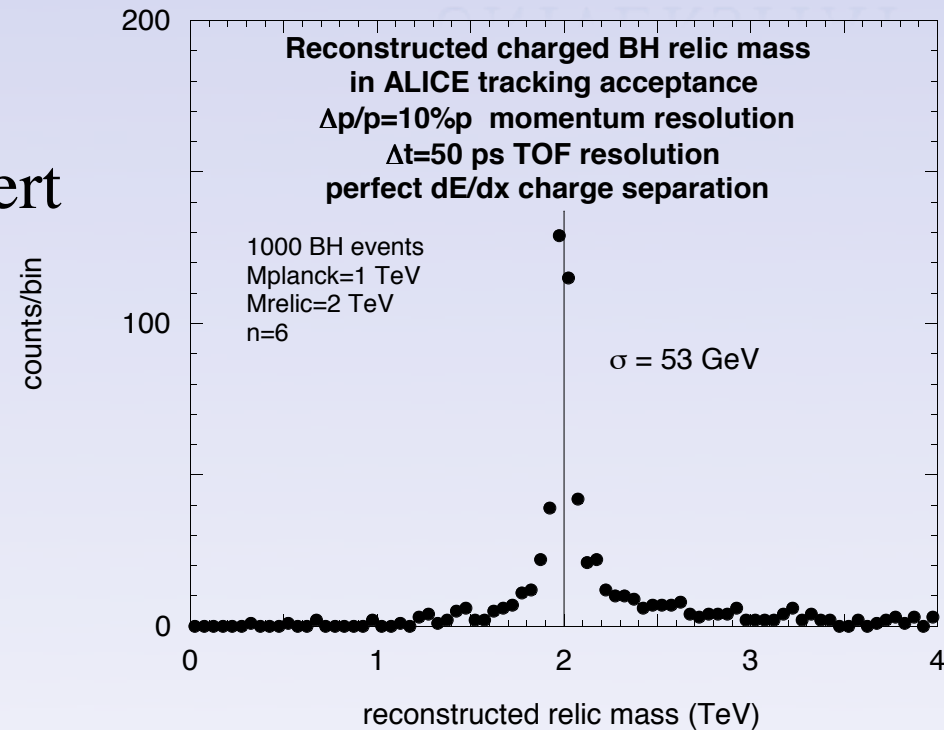
Verbreiterung der Transversalimpuls-Spektren.



Abschwächung der 180° Struktur in der Winkelkorrelation.

Signaturen für BHRs

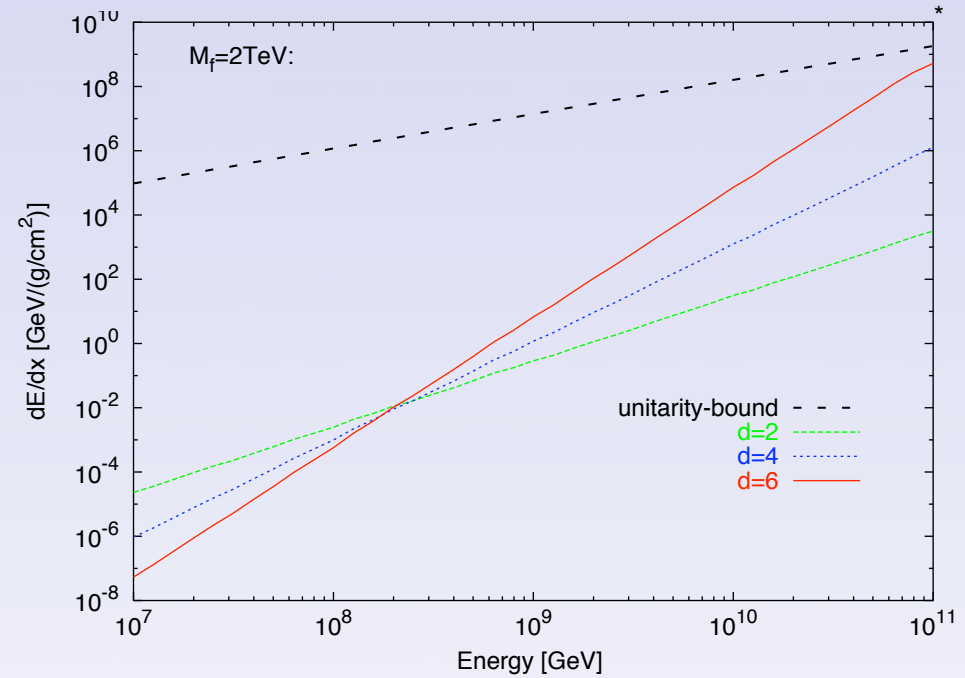
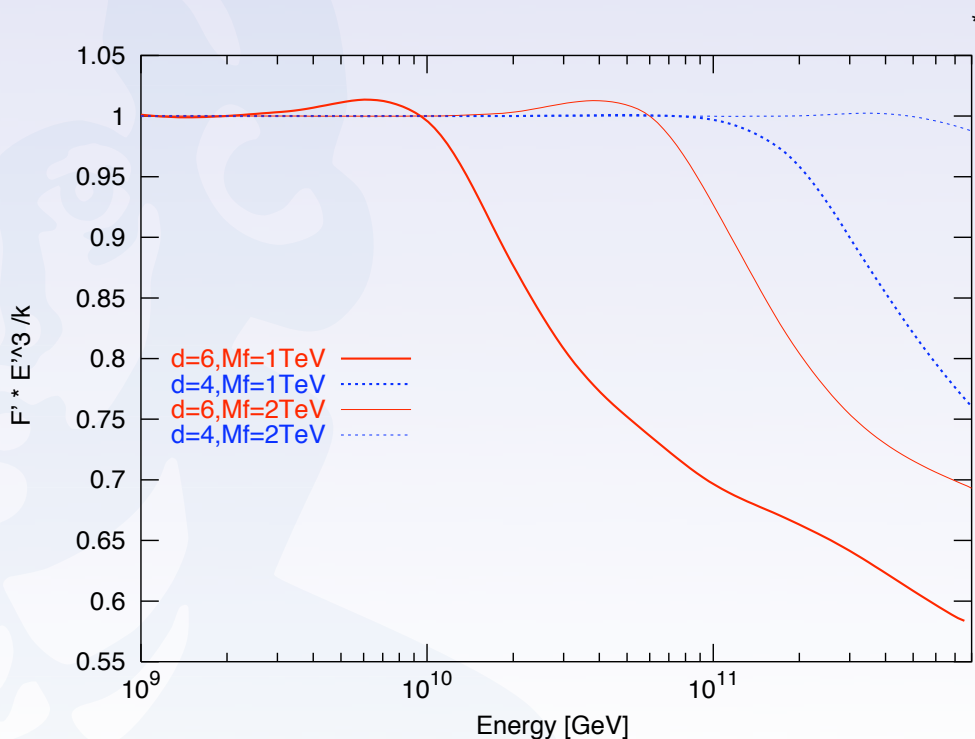
Geladene BHR's könnten direkt gemessen und Ihre Masse rekonstruiert werden.



Neutrale BHR's könnten über die kombinierte Beobachtung von fehlender Energie und einem einseitig fokussierten Hadron- Spektrum in einem Ereignis identifiziert werden.

Signaturen für große Extra-Dimensionen bei Kosmischer Strahlung

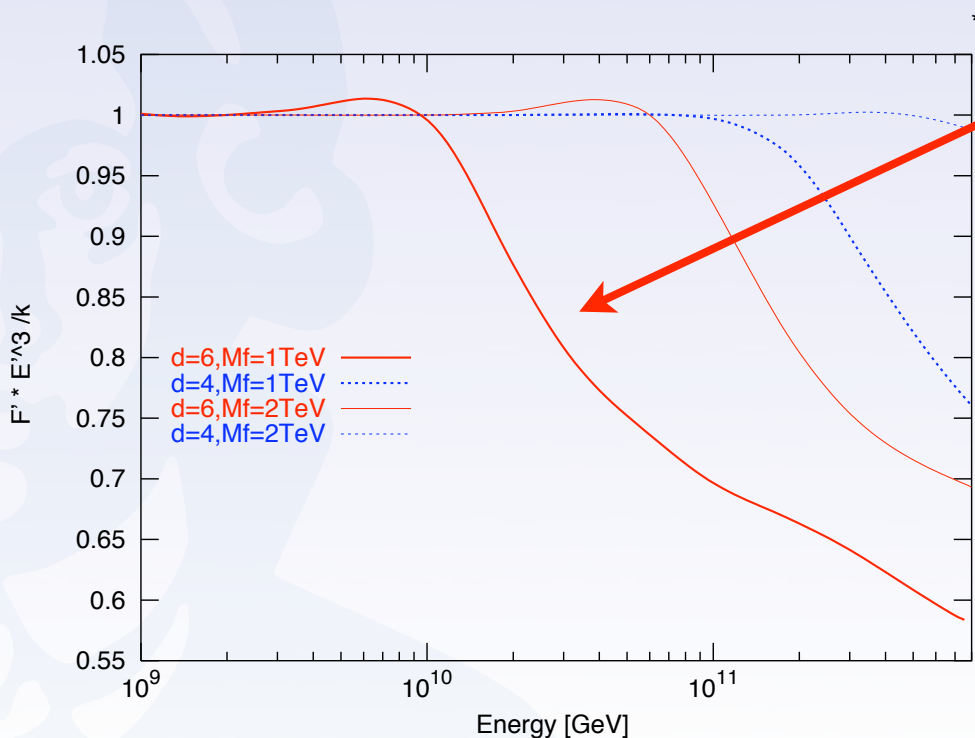
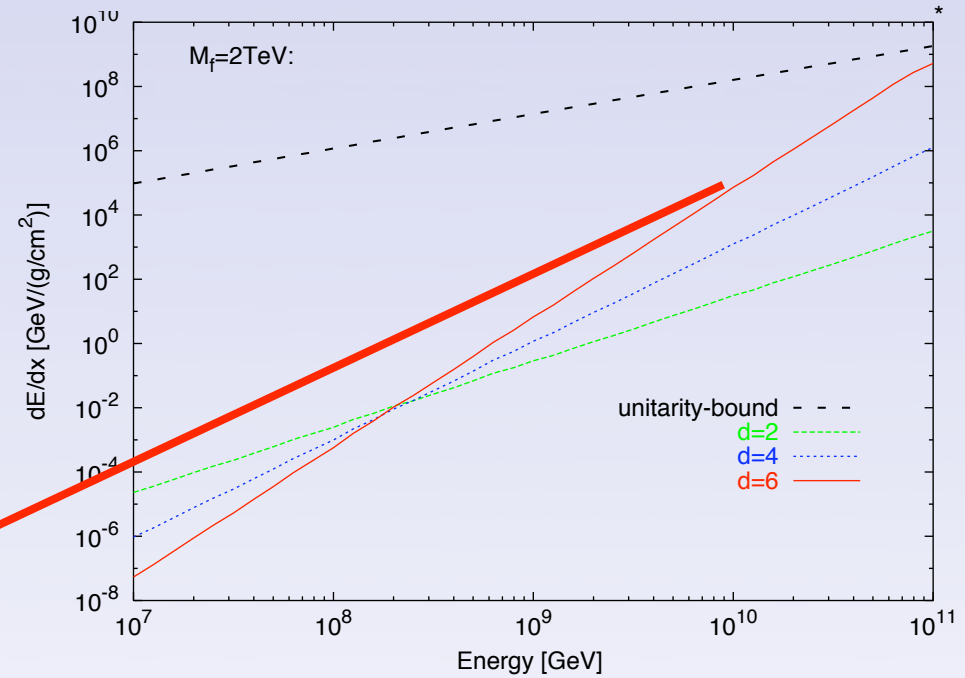
Emission von (nicht beobachtbarer) Gravitationsstrahlung wird durch große Extra-Dimensionen verstärkt.



Dieser Effekt führt zu einer Modifikation der Rekonstruktion des Spektrums der hochenergetischen kosmischen Strahlung.

Signaturen für große Extra-Dimensionen bei Kosmischer Strahlung

Emission von (nicht beobachtbarer) Gravitationsstrahlung wird durch große Extra-Dimensionen verstärkt.



Dieser Effekt führt zu einer Modifikation der Rekonstruktion des Spektrums der hochenergetischen kosmischen Strahlung.

Zusammenfassung

Man sucht Observablen, die für möglichst viele von Modelle mit großen Extra-Dimensionen gelten.

Untersucht wurden:

- Indirekte Signale aus der Erzeugung von Schwarzen Löchern:
 - Dijet Unterdrückung
 - Verschiebung der p_T Spektren
 - Veränderung von Winkelkorrelationen
- Signale aus der Formation von stabilen BHRs:
 - Direkte Beobachtung geladener BHRs
 - Suche nach „exotischen“ Ereignissen & \bar{A}
- Gravitationsstrahlung und verändertes Spektrum der hochenergetischen Kosmischen Strahlung

Vielen Dank

Marcus Bleicher, Horst Stöcker,
Alwin Schemp, Christoph Blume,

Sabine Hossenfelder, Uli Harbach,
Sascha Vogel, Martin Kober, Hannah Petersen, Tom
Humanic, Ina und meinen (Schwieger)Eltern

Vielen Dank für die Blumen *

Marcus Bleicher, Horst Stöcker,
Alwin Schemp, Christoph Blume,

Sabine Hossenfelder, Uli Harbach,
Sascha Vogel, Martin Kober, Hannah Petersen, Tom
Humanic, Ina und meinen (Schwieger)Eltern



Backup Folien:



Topologie der schwarzen Löcher

- Kleine Schwarze Löcher:

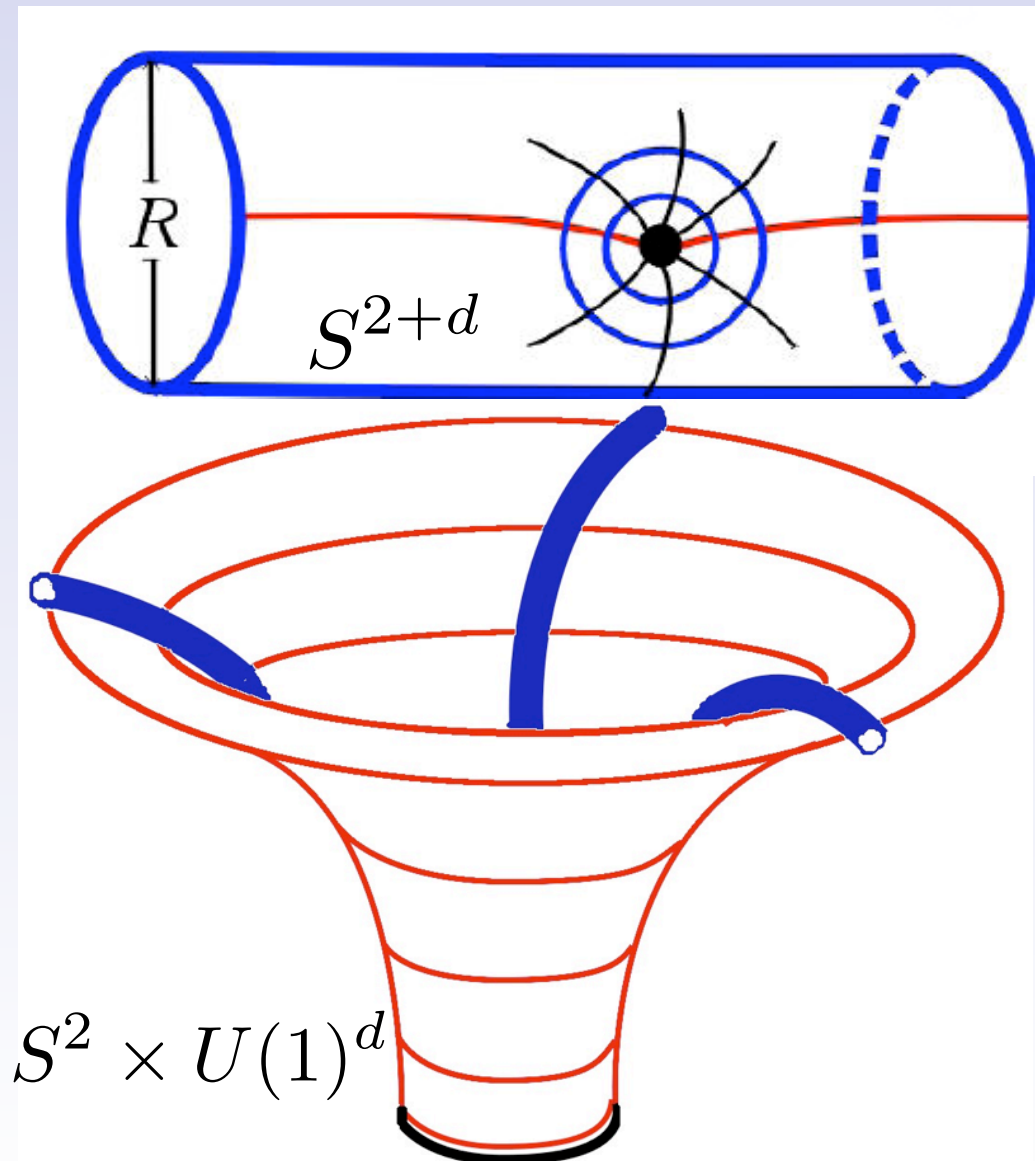
$$R_H \ll R$$

$$R_H \approx \frac{1}{M_f} \left(\frac{M}{M_f} \right)^{1/(d+1)}$$

- Große Schwarze Löcher:

$$R_H \gg R$$

$$R_H \approx \frac{M}{M_p^2}$$



Motivation für BHRs

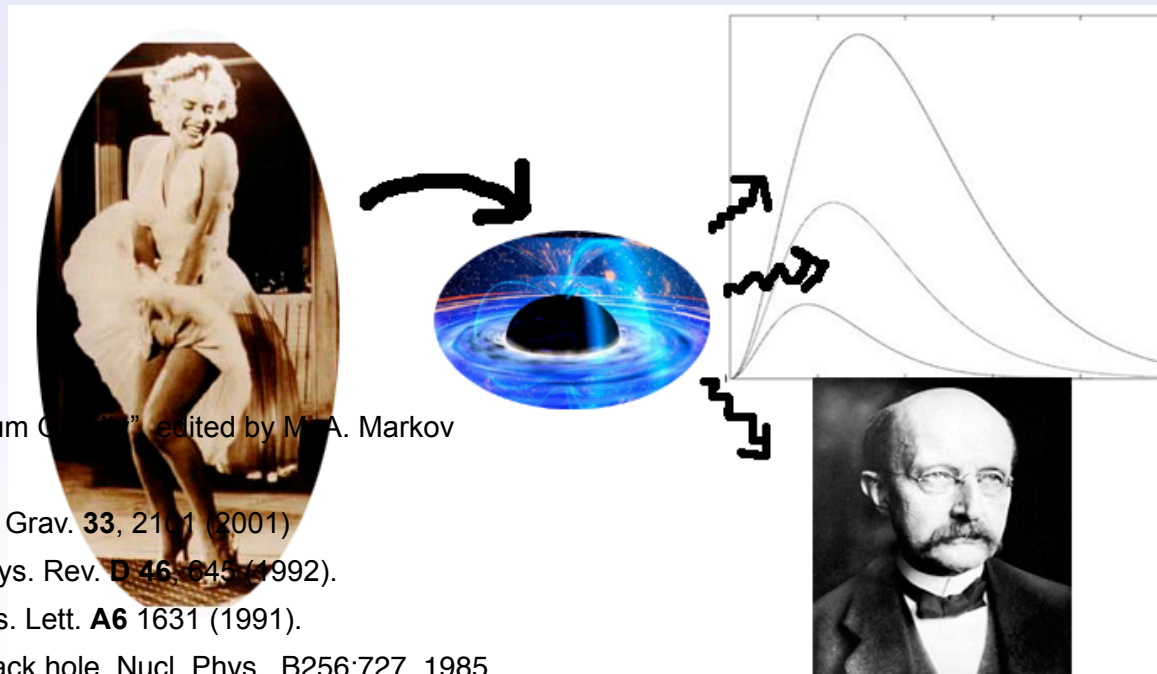
- Unschärfe Relation: $M \sim p \leq \frac{1}{\lambda}$
- Aber,
- $M_{BH} < M_f \Rightarrow R_{BH} < \frac{1}{M_{BH}} = \lambda$
- was ein Widerspruch ist.



- Informationsverlust:

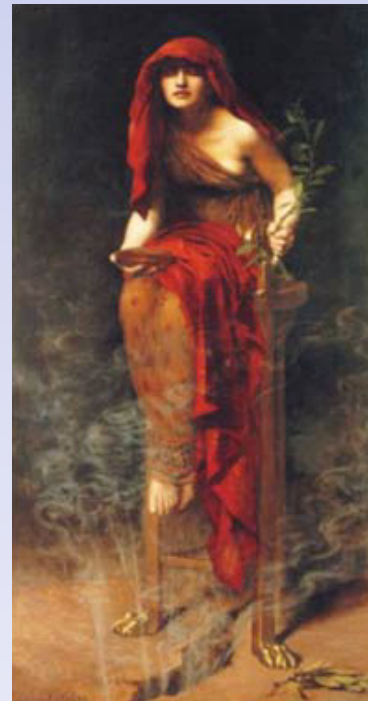
- Weitere:

- Y. B. Zel'dovich, in: "Proc. 2nd Seminar in Quantum Gravity" edited by M. A. Markov and P. C. West, Plenum, New York (1984).
- R. J. Adler, P. Chen and D. I. Santiago, Gen. Rel. Grav. **33**, 2101 (2001)
- J. D. Barrow, E. J. Copeland and A. R. Liddle, Phys. Rev. D **46**, 645 (1992).
- S. Coleman, J. Preskill and F. Wilczek, Mod. Phys. Lett. **A6** 1631 (1991).
- Gerard 't Hooft. On the quantum structure of a black hole. Nucl. Phys., B256:727, 1985.



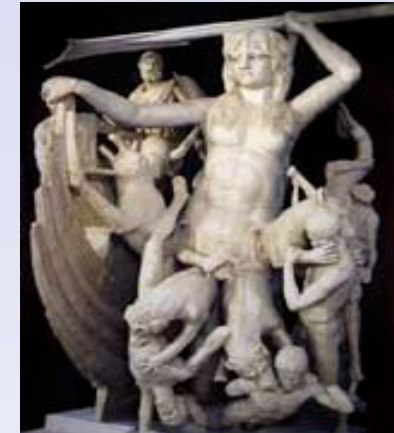
Die Simulation

Charybdis*:



Pythia

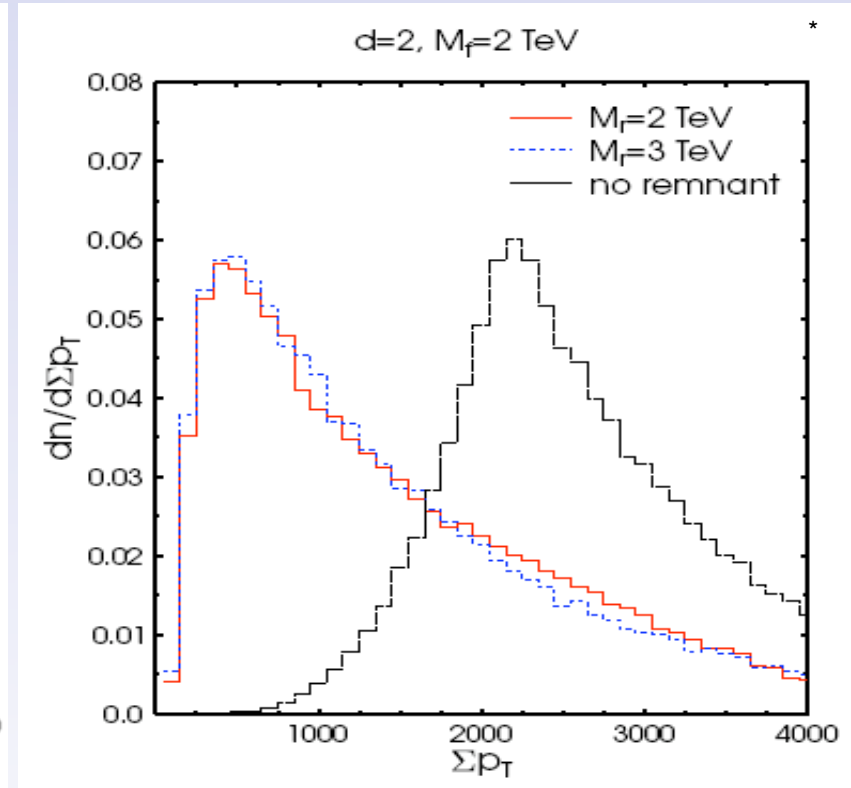
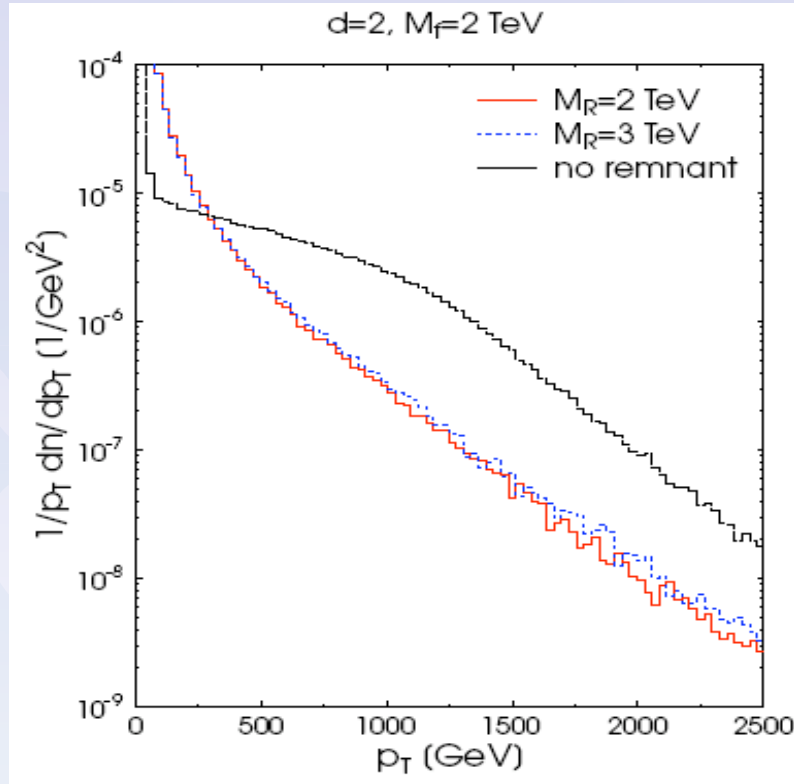
(Scylla)



1. Generate black hole
2. Hawking decay according to Planck statistics
3. As soon as $M_{\text{BH}} < M_f$ perform final n-body decay on remaining black hole
4. Check charges, and **Pythia** does particle evolution etc.

1. Generate black hole
2. Hawking decay according to modified Planck statistics
3. No final decay, but stop as soon as $M_{\text{BH}} - M_R < 1 \text{ GeV}$
4. Check charges, and **Pythia** does particle evolution etc.

Die Mehr Ergebnisse



Umrechnungen ungefähr

$$\frac{1}{\text{GeV}} \approx 0.1978 \text{ fm}$$

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

$$8.617 \text{ eV} \approx 10^5 \text{ Kelvin}$$

Größen ungefähr

$$M_p \approx 10^{19} \text{ GeV}^*$$

$$m_p \approx m_n \approx 1 \text{ GeV}$$

$$m_e \approx 511 \text{ keV}$$

$$m_{\text{strange}} \approx 100 \text{ MeV}$$

$$m_\pi \approx 140 \text{ MeV}$$

$$\rho_0 \approx 0.1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$$

$$\frac{r_{\text{proton}}}{r_{\text{Atom}}} \approx 10^{-5}$$

$$r_{\text{Atom}}$$

Viskosität und Vorhersage: *

$$T^{\mu\nu} = \underbrace{(u^\mu u^\nu (p + \rho) - p g^{\mu\nu})}_{\text{diagonal}} - \underbrace{\eta}_{\text{Viskosität}} \partial^\mu u^\nu$$

diagonal Viskosität

$$\eta \sim \lambda n \langle p \rangle$$

$$s \sim n$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \lambda \langle p \rangle$$

Viskosität und Vorhersage: *

$$T^{\mu\nu} = \underbrace{(u^\mu u^\nu (p + \rho) - p g^{\mu\nu})}_{\text{diagonal}} - \underbrace{\eta}_{\text{Viskosität}} \partial^\mu u^\nu$$

$$\eta \sim \lambda n \langle p \rangle$$

$$s \sim n$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \lambda \langle p \rangle \sim 1$$

Miklos

Viskosität und Vorhersage: *

$$T^{\mu\nu} = \underbrace{(u^\mu u^\nu (p + \rho) - p g^{\mu\nu})}_{\text{diagonal}} - \underbrace{\eta}_{\text{Viskosität}} \partial^\mu u^\nu$$

diagonal Viskosität

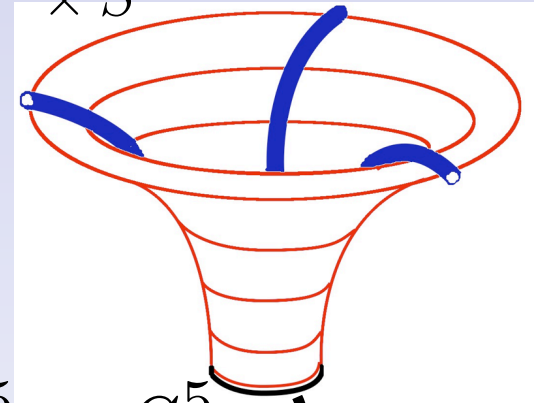
$$\eta \sim \lambda n \langle p \rangle$$

$$s \sim n$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \lambda \langle p \rangle \sim 1$$

Miklos $\sim \frac{1}{4\pi}$

$$AdS^{5+1} \times S^5$$



$$AdS^5 \times S^5$$

$$Z_{ADS}(T, V) = Z_{CFT}(T, F)$$

$$\lim_{N_c \rightarrow \infty} N4 SYM$$

$$g_s \sim \frac{1}{g_{YM}}$$

$$= 0$$

$$\lim_{g_{YM} \rightarrow \infty}$$

Viskosität und Vorhersage: *

$$T^{\mu\nu} = \underbrace{(u^\mu u^\nu (p + \rho) - p g^{\mu\nu})}_{\text{diagonal}} - \underbrace{\eta}_{\text{Viskosität}} \partial^\mu u^\nu$$

diagonal Viskosität

$$\eta \sim \lambda n \langle p \rangle$$

$$s \sim n$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \lambda \langle p \rangle \rightarrow \sim 0.1$$

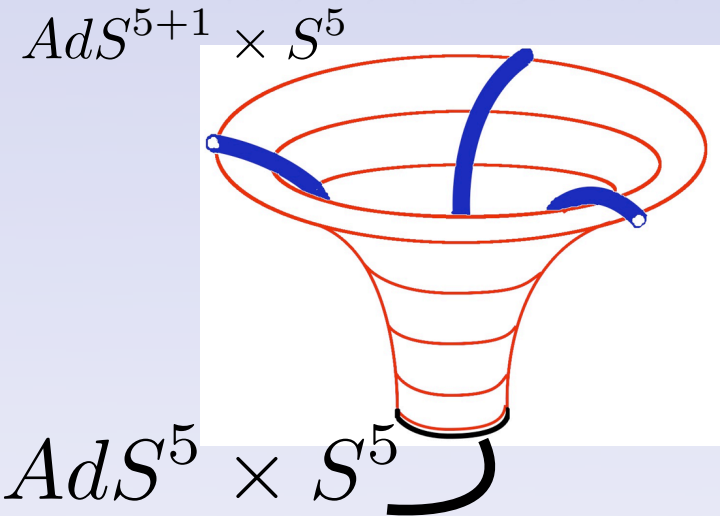
Miklos $\sim \frac{1}{4\pi}$

Boltzmann:

$$\partial_t f + v \partial_x f = coll$$

$$coll = \int dv_2 \int dv_3 \int dv_4 \sigma(1, 2 \rightarrow 3, 4) (f(v_1) f(v_2) - f(v_3) f(v_4))$$

C. Greiner und Co: $coll(2 \rightarrow 3)$



$$Z_{ADS}(T, V) = Z_{CFT}(T, F)$$

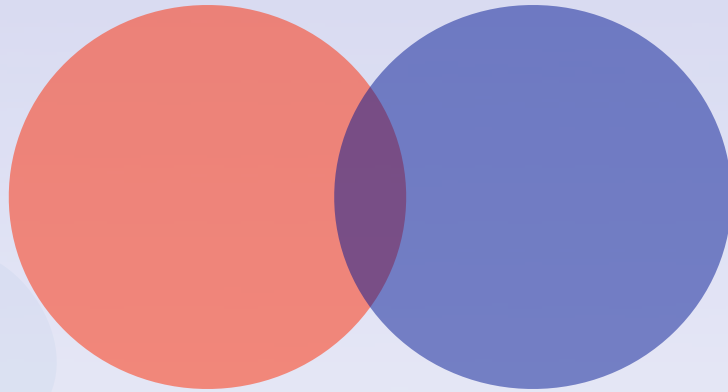
$$\lim_{N_c \rightarrow \infty} N4 \text{ SYM}$$

$$g_s \sim \frac{1}{g_{YM}}$$

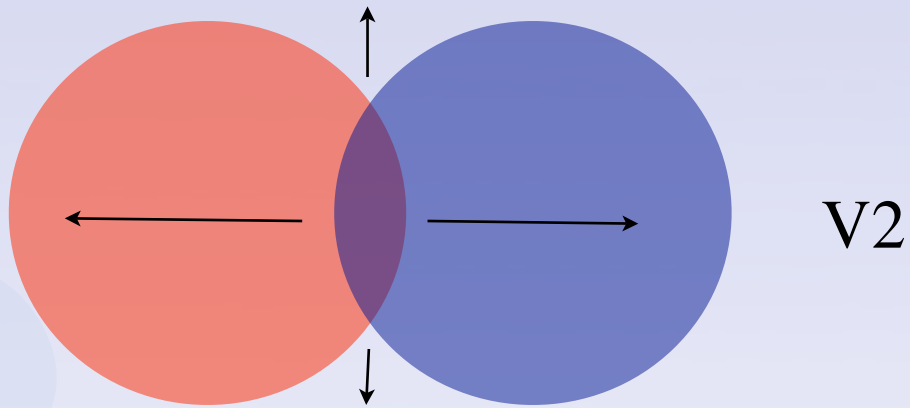
$$= 0$$

$$\lim_{g_{YM} \rightarrow \infty}$$

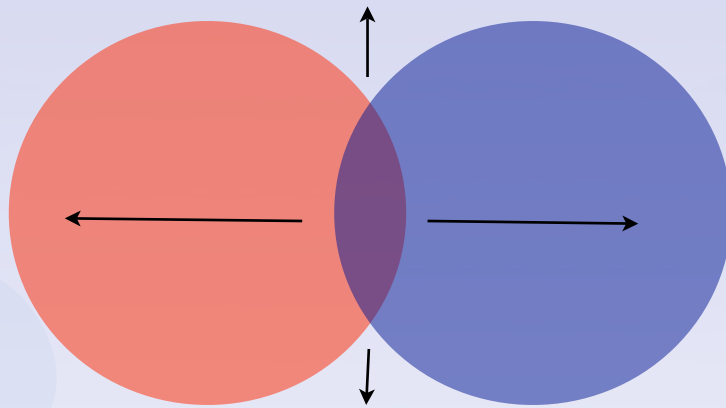
Viskosität in Schwerionen Collision



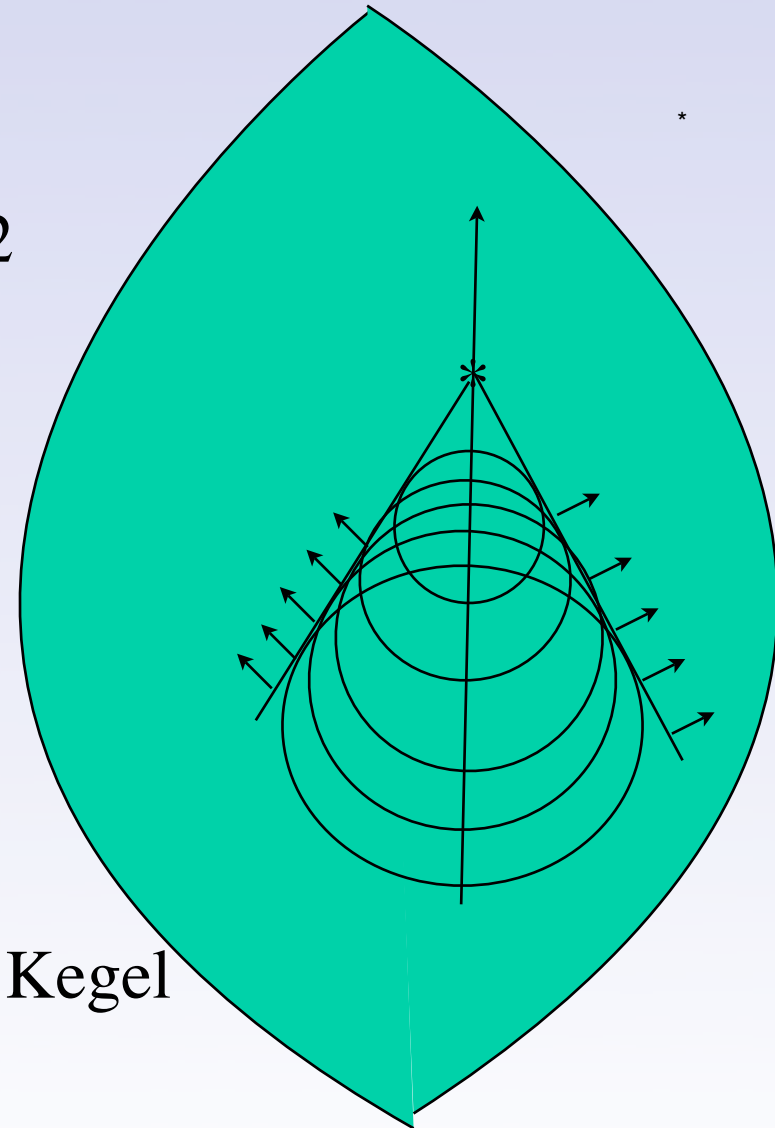
Viskosität in Schwerionen Collision



Viskosität in Schwerionen Collision

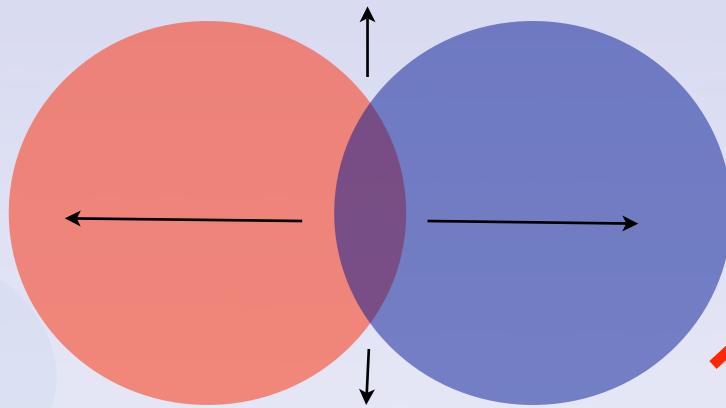


V_2

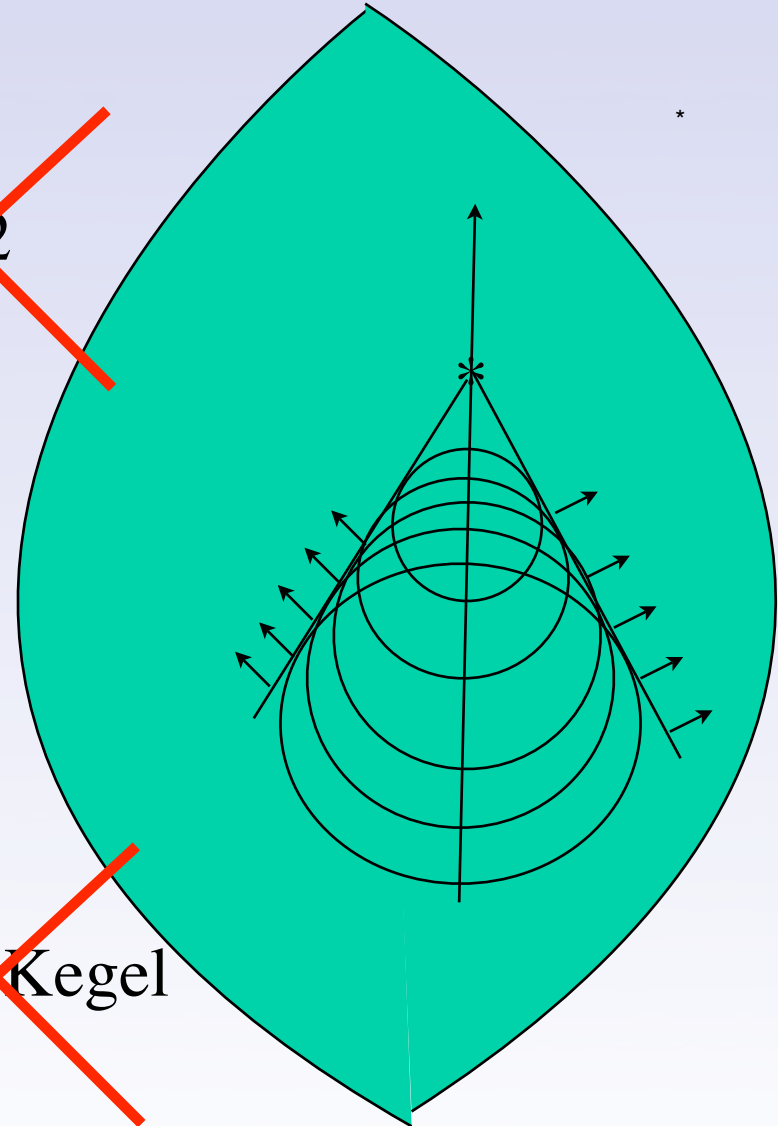


Mach Kegel

Viskosität in Schwerionen Collision



~~v_2~~

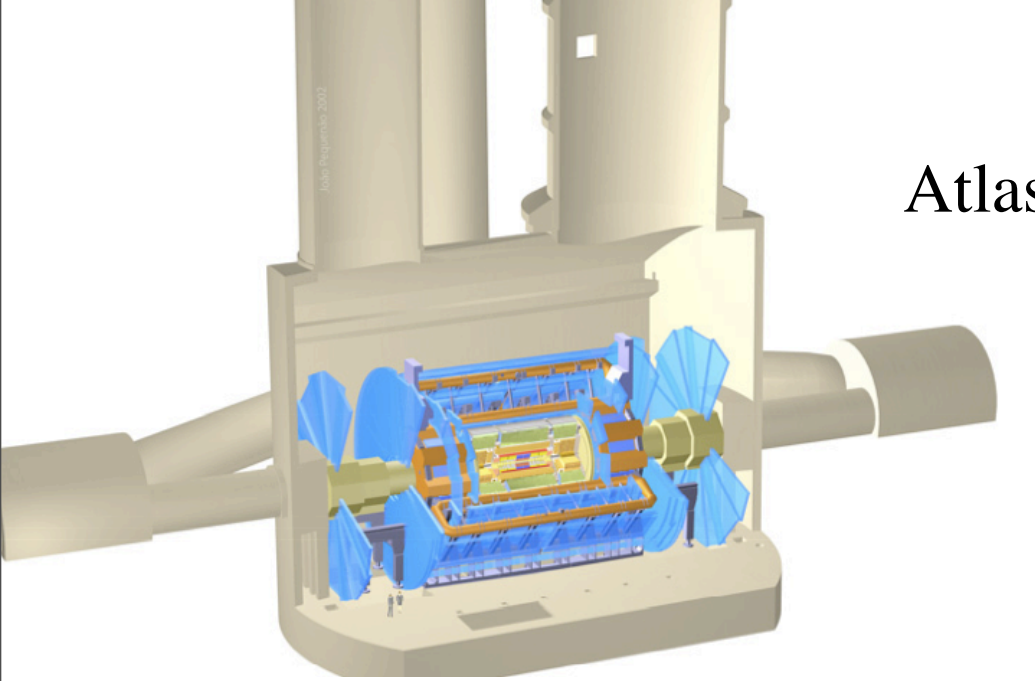


~~Mach Kegel~~

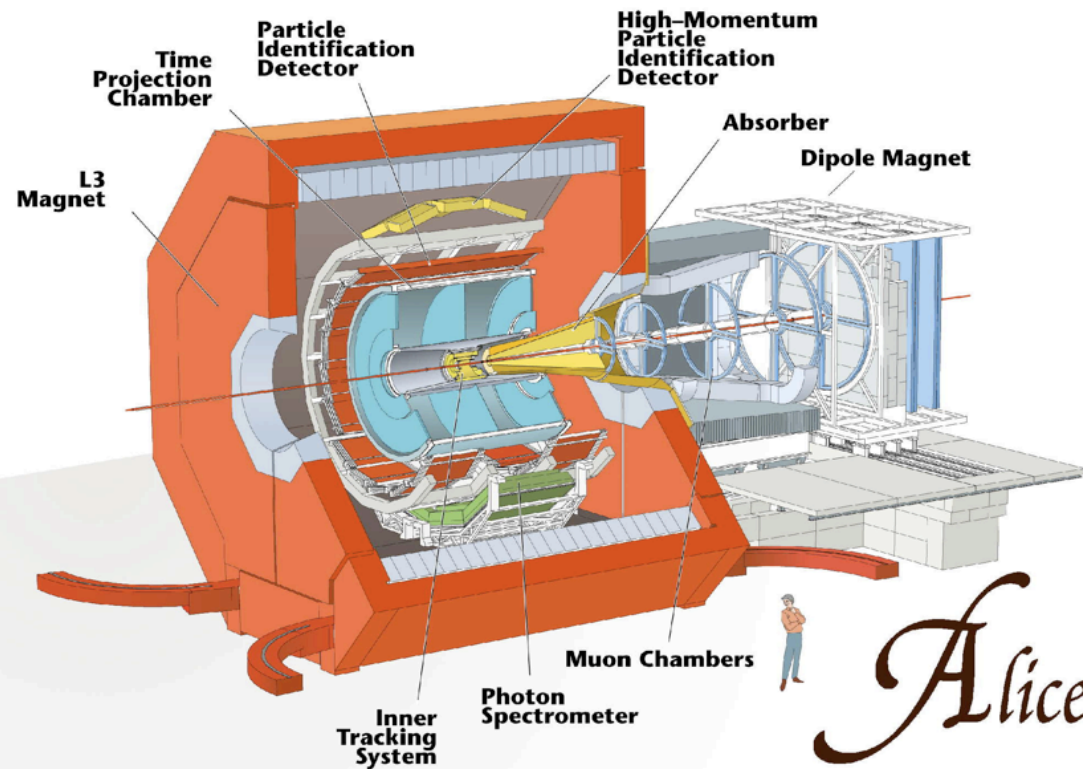
η

LHC Detektoren

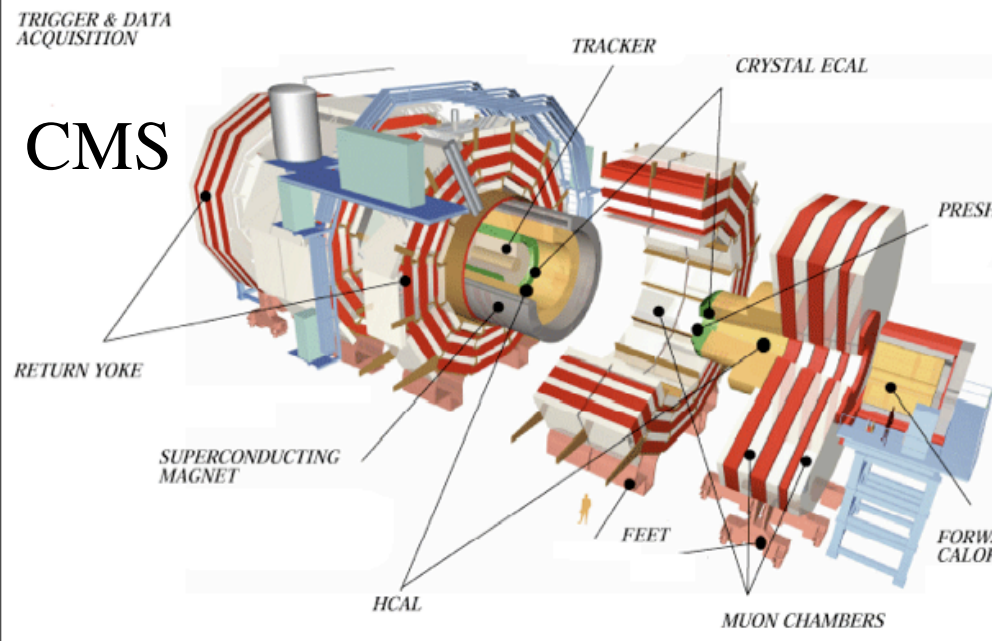
Atlas



*



Alice



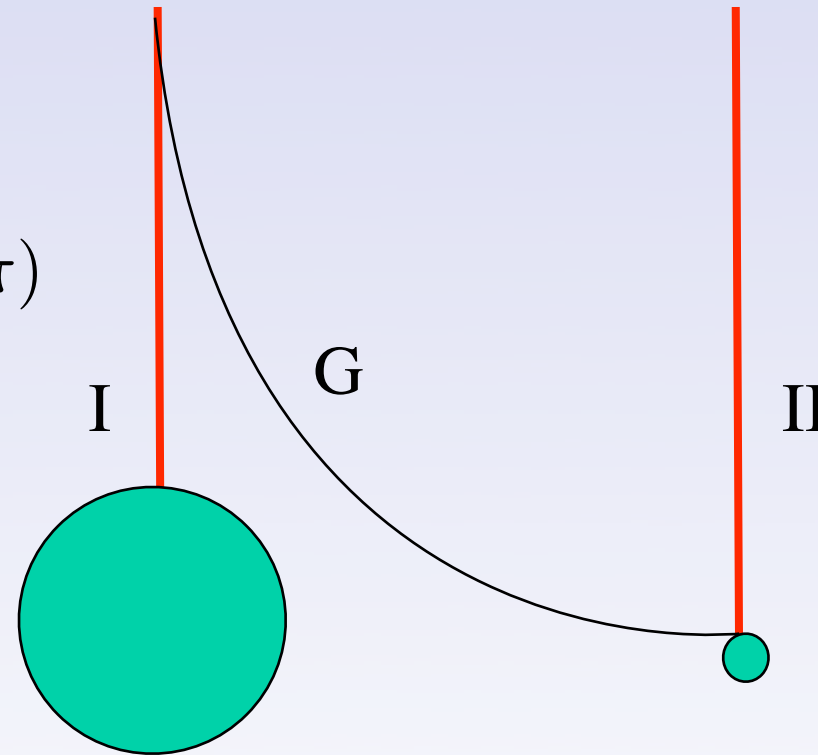
CMS

Randall-Sundrum

$$ds^2 = \exp(-kr|y|) \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r^2 dy^2$$

*

$$m = m_0 \exp(-kr\pi)$$



$$\Lambda = -24M_f^3 k^2$$

$$2M_p^2 = \frac{M^3}{k} [1 - \exp(-2kr\pi)]$$