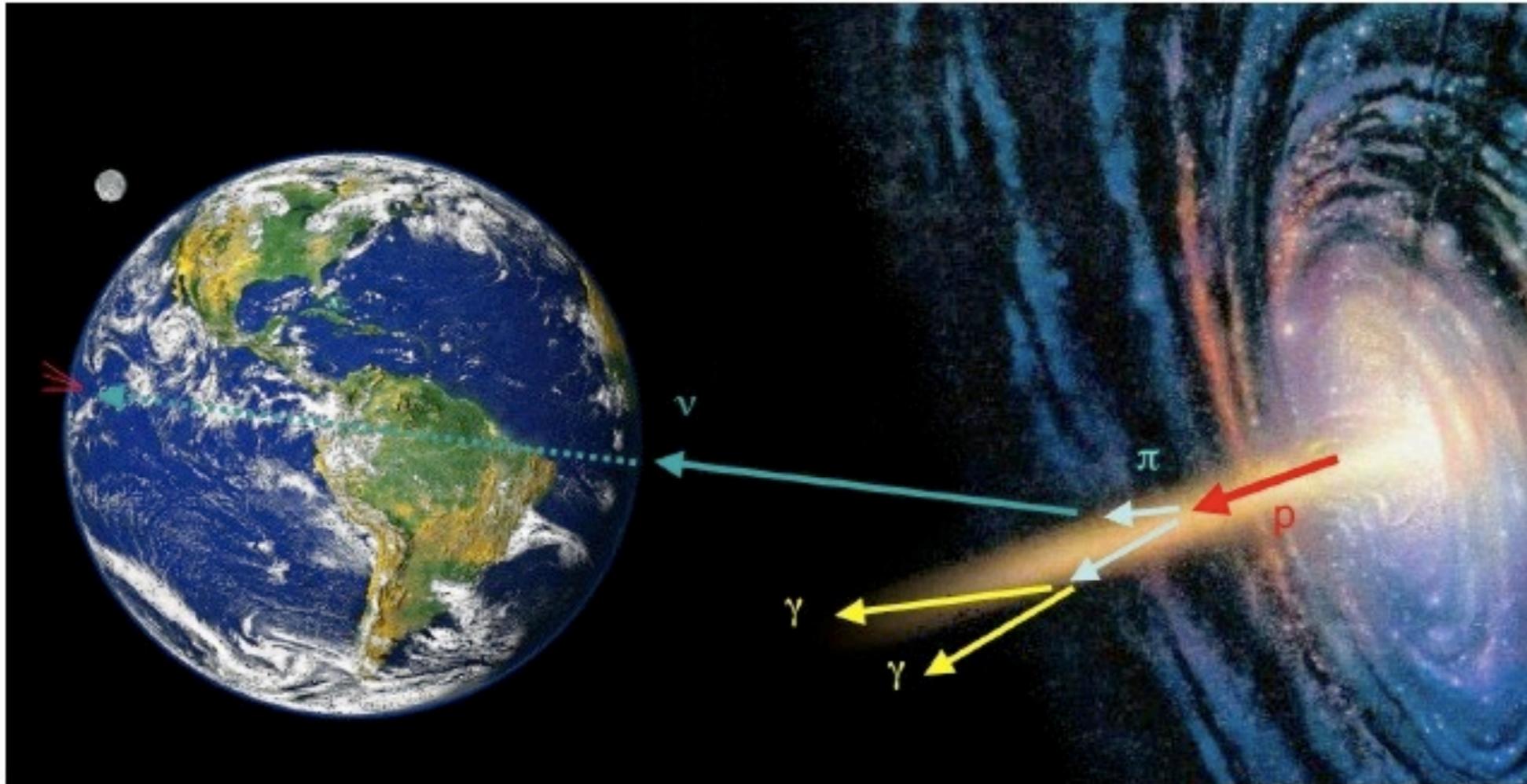


# Teilchenphysik mit kosmischen und mit erdgebundenen Beschleunigern



## 04. Kosmische Beschleuniger

06.05.2013



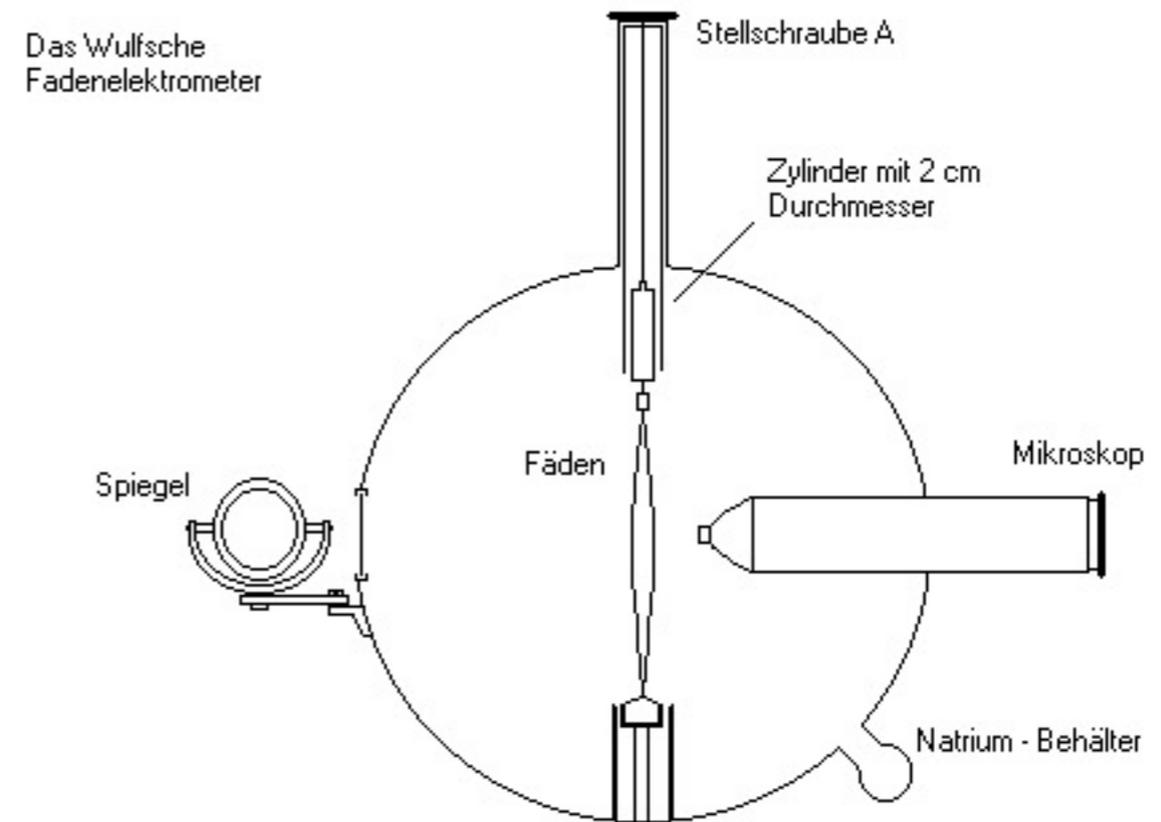
# Kosmische Strahlung: Entdeckung I

- Entdeckung von Victor Hess 1912
  - ▶ Nobelpreis Physik 1936
- Beobachtung auf Ballonflügen mit Elektroskopen:
  - Entladungsrate nimmt mit zunehmender Flughöhe ab, bis zu einer Höhe von 1000 m
  - Dann deutliche Beschleunigung der Entladung, bei 5000 m ein Vielfaches der Rate am Erdboden



# Kosmische Strahlung: Entdeckung II

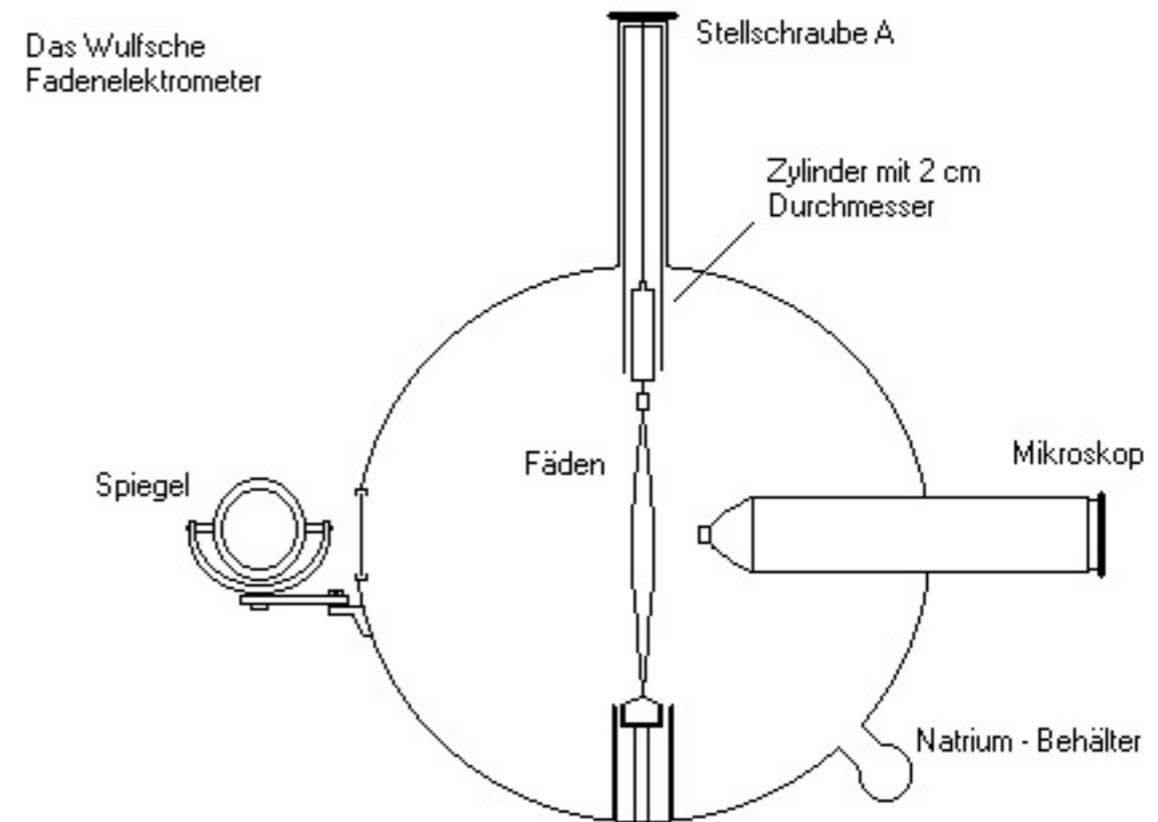
- Die Mess-Methode:
  - Faden-Elektrometer, Abstand der Fäden ein Maß für Ladung
  - Entladung durch ionisierende Strahlung



G. Federmann, Diplomarbeit, U. Wien, 2002

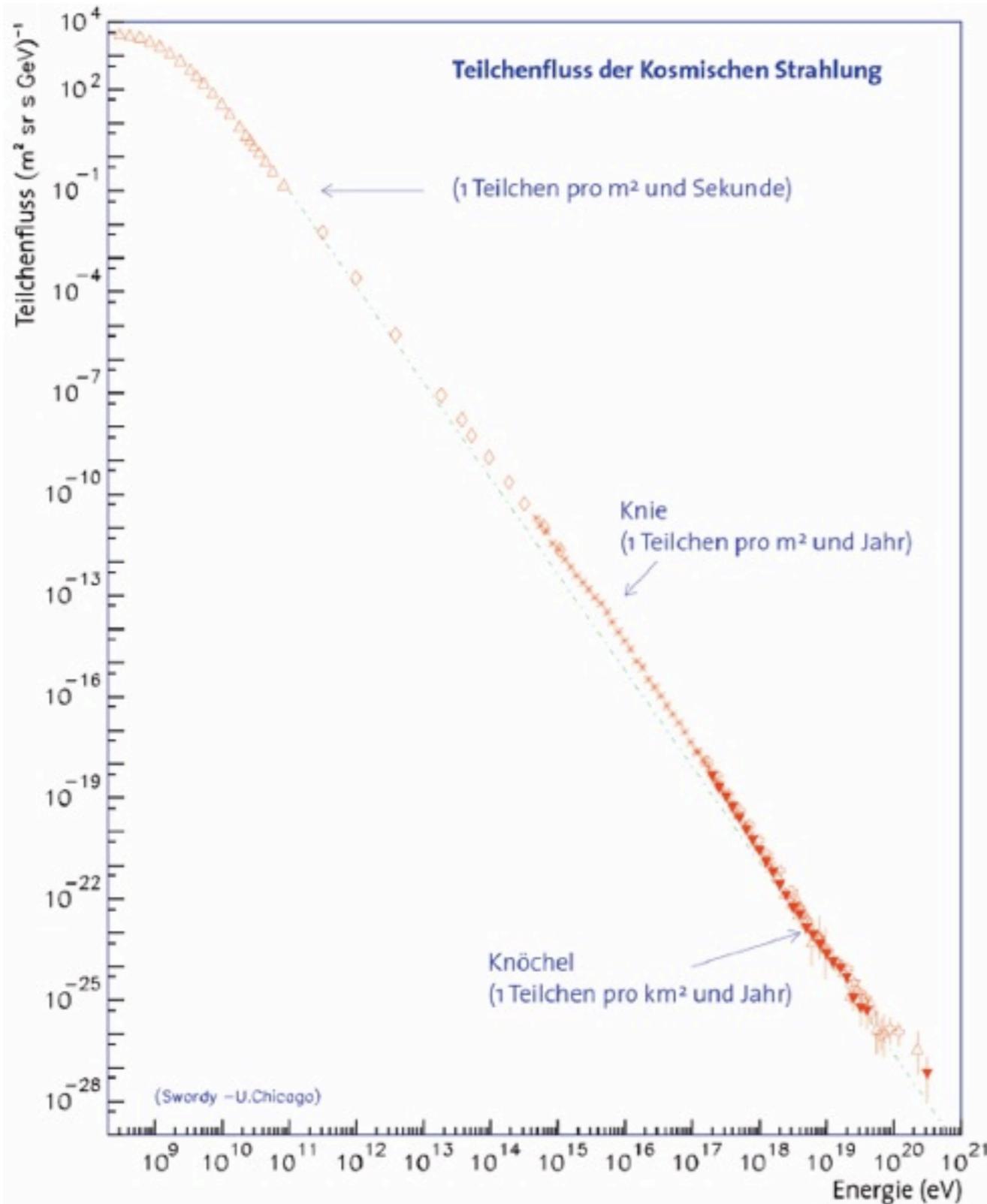
# Kosmische Strahlung: Entdeckung II

- Die Mess-Methode:
    - Faden-Elektrometer, Abstand der Fäden ein Maß für Ladung
    - Entladung durch ionisierende Strahlung
  - Interpretation der Beobachtung
    - ▶ Abnahme der Umgebungsradioaktivität mit zunehmender Höhe (weniger Radionukleide, zB Radon etc)
    - ▶ Anstieg der Strahlung bei großer Höhe muss durch extraterrestrische Quelle verursacht werden
- ⇒ **“Höhenstrahlung”**



G. Federmann, Diplomarbeit, U. Wien, 2002

# Kosmische Strahlung: Spektrum



- Reicht über viele Größenordnungen in Energie und Fluß:
  - ▶ GeV (10<sup>9</sup> eV) - ZeV (10<sup>21</sup>)
  - ▶ >1 cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> - < 1 km<sup>-2</sup> pro Jahrhundert
- Folgt im Wesentlichen einem Potenzgesetz ("power law"):

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$$

- $\gamma \sim 2.7$   $E < 10^{15}$  eV
- $\gamma \sim 3.0$   $10^{15}$  eV <  $E < 10^{18}$  eV
- $\gamma \sim 2.7$   $10^{18}$  eV <  $E$

# Energiedichte der Kosmischen Strahlung

- Differentieller Fluss auf der Erde  
(Parametrisierung gültig von  $\sim$  GeV bis  $\sim$  100 TeV):

$$\frac{dN}{dE} \approx 1.8 \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2.7} \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \text{ sr s GeV}}$$

# Energiedichte der Kosmischen Strahlung

- Differentieller Fluss auf der Erde  
(Parametrisierung gültig von  $\sim$  GeV bis  $\sim$ 100 TeV):

$$\frac{dN}{dE} \approx 1.8 \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2.7} \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \text{ sr s GeV}}$$

- Beziehung zwischen Fluss und Teilchendichte, Annahme: Teilchen fliegen mit Lichtgeschwindigkeit:

$$\text{Fluss} = \frac{1}{4\pi} \times \text{Teilchendichte} \times \text{Geschwindigkeit}$$

# Energiedichte der Kosmischen Strahlung

- Differentieller Fluss auf der Erde  
(Parametrisierung gültig von  $\sim$  GeV bis  $\sim$  100 TeV):

$$\frac{dN}{dE} \approx 1.8 \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2.7} \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \text{ sr s GeV}}$$

- Beziehung zwischen Fluss und Teilchendichte, Annahme: Teilchen fliegen mit Lichtgeschwindigkeit:

$$\text{Fluss} = \frac{1}{4\pi} \times \text{Teilchendichte} \times \text{Geschwindigkeit}$$

- Energiedichte:

$$\rho_E = \frac{4\pi}{c} \int E \frac{dN}{dE} \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$$

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

- Annahme: Ein Teilchen bleibt ein paar Millionen Jahre in der Milchstrasse

$$P_{\text{Strahlung}} \sim 7 \times 10^{33} \text{ W}$$

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

- Annahme: Ein Teilchen bleibt ein paar Millionen Jahre in der Milchstrasse

$$P_{\text{Strahlung}} \sim 7 \times 10^{33} \text{ W}$$

- Energiereiche Ereignisse in unserer Galaxie: Supernovae

$$E_{SN} \sim 10^{44} \text{ J}$$

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

- Annahme: Ein Teilchen bleibt ein paar Millionen Jahre in der Milchstrasse

$$P_{\text{Strahlung}} \sim 7 \times 10^{33} \text{ W}$$

- Energiereiche Ereignisse in unserer Galaxie: Supernovae

$$E_{SN} \sim 10^{44} \text{ J}$$

- Etwa alle 30 Jahre eine SN in der Galaxie:

$$P_{SN} \sim 10^{35} \text{ W}$$

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

- Annahme: Ein Teilchen bleibt ein paar Millionen Jahre in der Milchstrasse

$$P_{\text{Strahlung}} \sim 7 \times 10^{33} \text{ W}$$

- Energiereiche Ereignisse in unserer Galaxie: Supernovae

$$E_{SN} \sim 10^{44} \text{ J}$$

- Etwa alle 30 Jahre eine SN in der Galaxie:

$$P_{SN} \sim 10^{35} \text{ W}$$

- ▶ SN's kommen als Beschleuniger in Frage, ca 10% Effizienz nötig

# Kosmische Strahlung: Leistung

- Abschätzung der gesamten Energie der Strahlung in der Milchstrasse

$$V = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{60} \text{ m}^3$$

$$\Rightarrow E_{\text{Strahlung}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ eV} \sim 6.4 \times 10^{47} \text{ J}$$

- Annahme: Ein Teilchen bleibt ein paar Millionen Jahre in der Milchstrasse

$$P_{\text{Strahlung}} \sim 7 \times 10^{33} \text{ W}$$

- Energiereiche Ereignisse in unserer Galaxie: Supernovae

$$E_{SN} \sim 10^{44} \text{ J}$$

- Etwa alle 30 Jahre eine SN in der Galaxie:

$$P_{SN} \sim 10^{35} \text{ W}$$

Vergleich:

therm. Leistung der Sonne

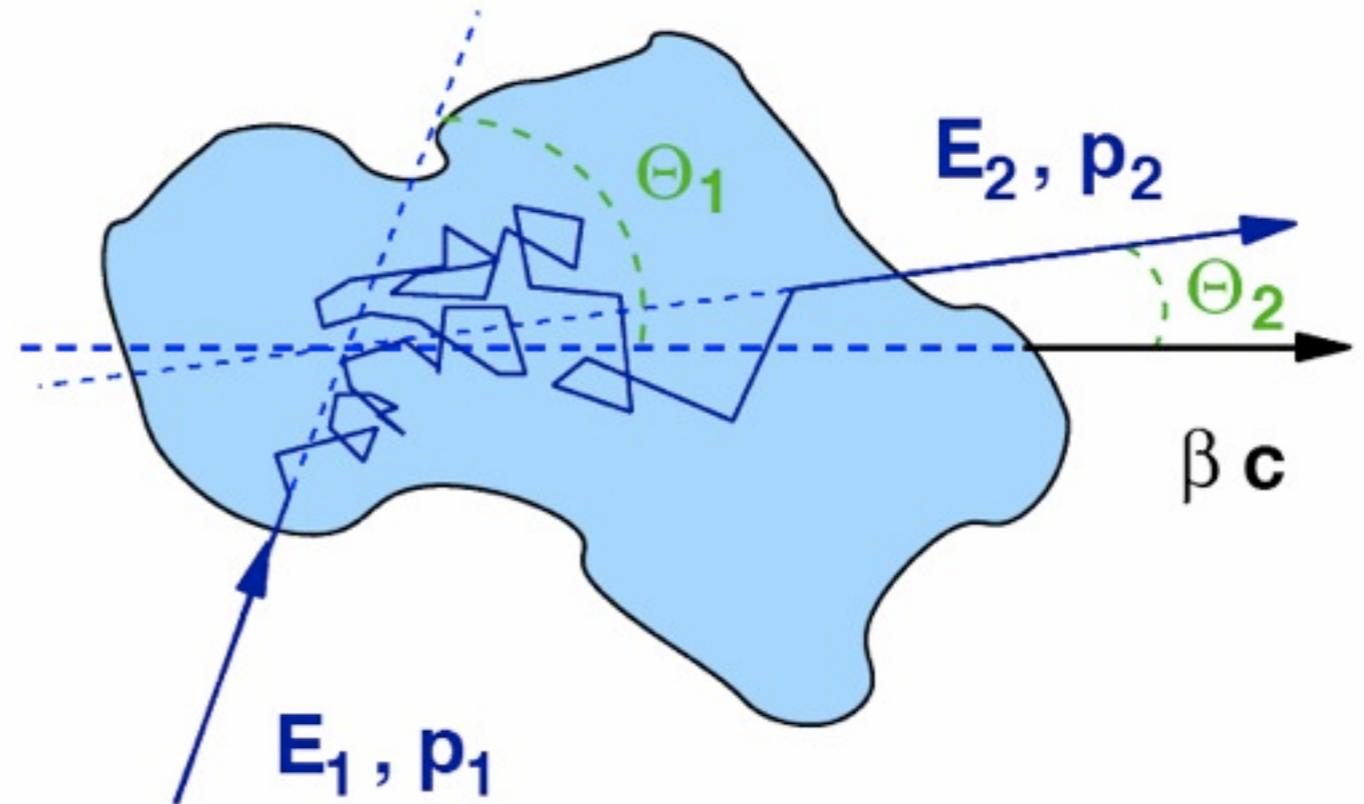
$\sim 4 \times 10^{26} \text{ W}$ ,

Milchstrasse  $\sim 2 \times 10^{11}$  Sterne

- ▶ SN's kommen als Beschleuniger in Frage, ca 10% Effizienz nötig

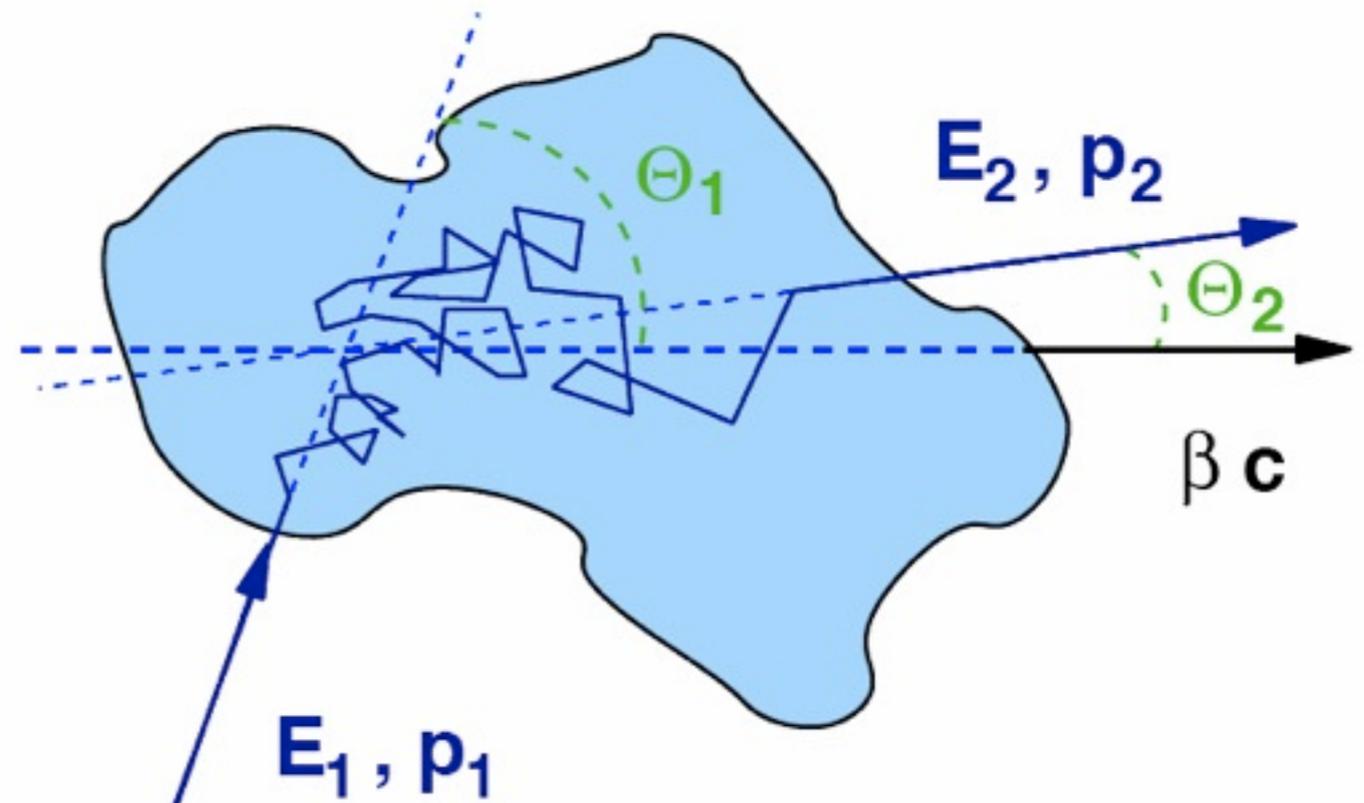
# Fermibeschleunigung 2. Art

- Vorgeschlagen von Enrico Fermi 1949
- Prinzip: Kollision von Teilchen mit interstellaren Wolken
  - Teilchengeschwindigkeit  $\sim c$
  - Geschwindigkeit der Wolke  $\beta c$
  - Eintrittswinkel, Austrittswinkel relativ zur Wolkenrichtung  $\Theta_1, \Theta_2$



# Fermibeschleunigung 2. Art

- Vorgeschlagen von Enrico Fermi 1949
- Prinzip: Kollision von Teilchen mit interstellaren Wolken
  - Teilchengeschwindigkeit  $\sim c$
  - Geschwindigkeit der Wolke  $\beta c$
  - Eintrittswinkel, Austrittswinkel relativ zur Wolkenrichtung  $\Theta_1, \Theta_2$

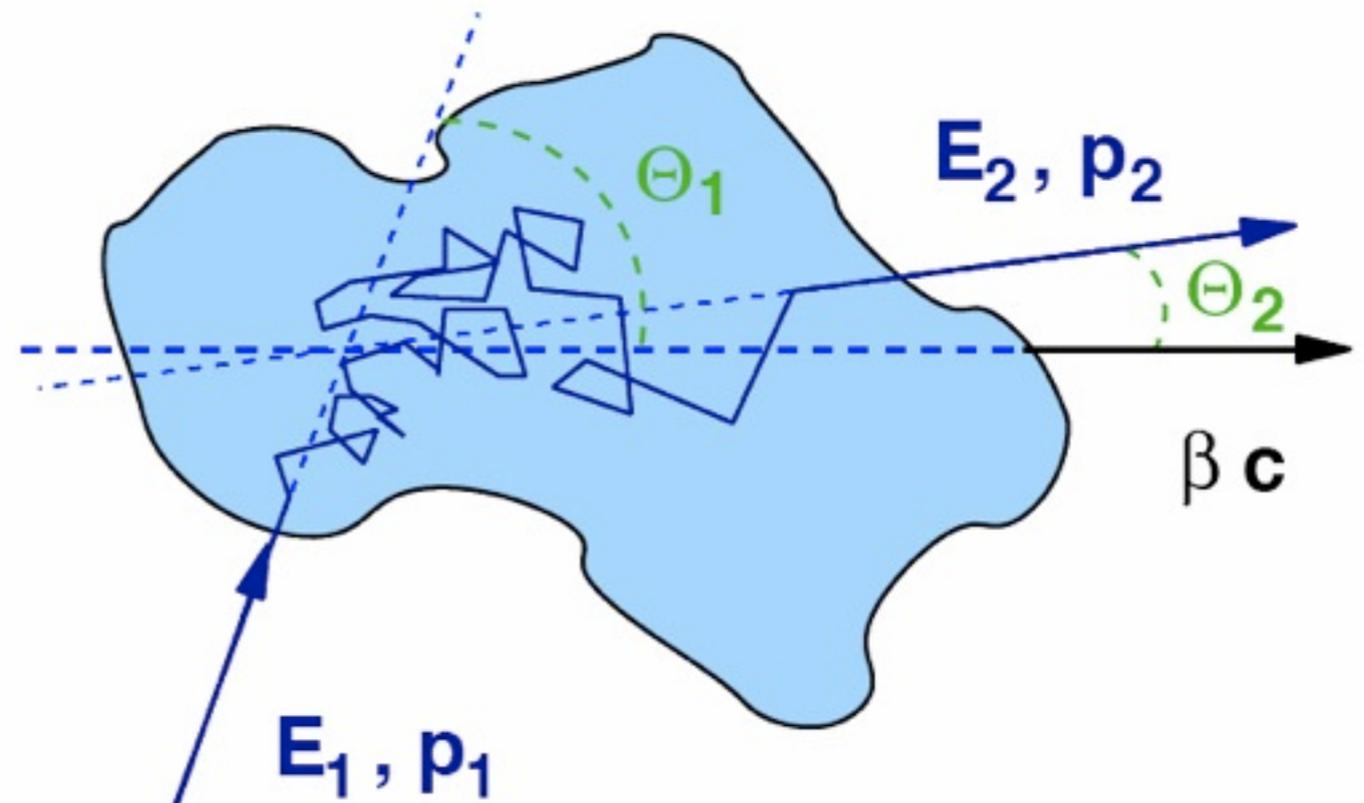


- Boost ins Wolkensystem:

$$E'_1 = \gamma E_1 - \beta \gamma p_{||} = \gamma E_1 - \beta \gamma \cos \Theta_1 p \approx \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Vorgeschlagen von Enrico Fermi 1949
- Prinzip: Kollision von Teilchen mit interstellaren Wolken
  - Teilchengeschwindigkeit  $\sim c$
  - Geschwindigkeit der Wolke  $\beta c$
  - Eintrittswinkel, Austrittswinkel relativ zur Wolkenrichtung  $\Theta_1, \Theta_2$



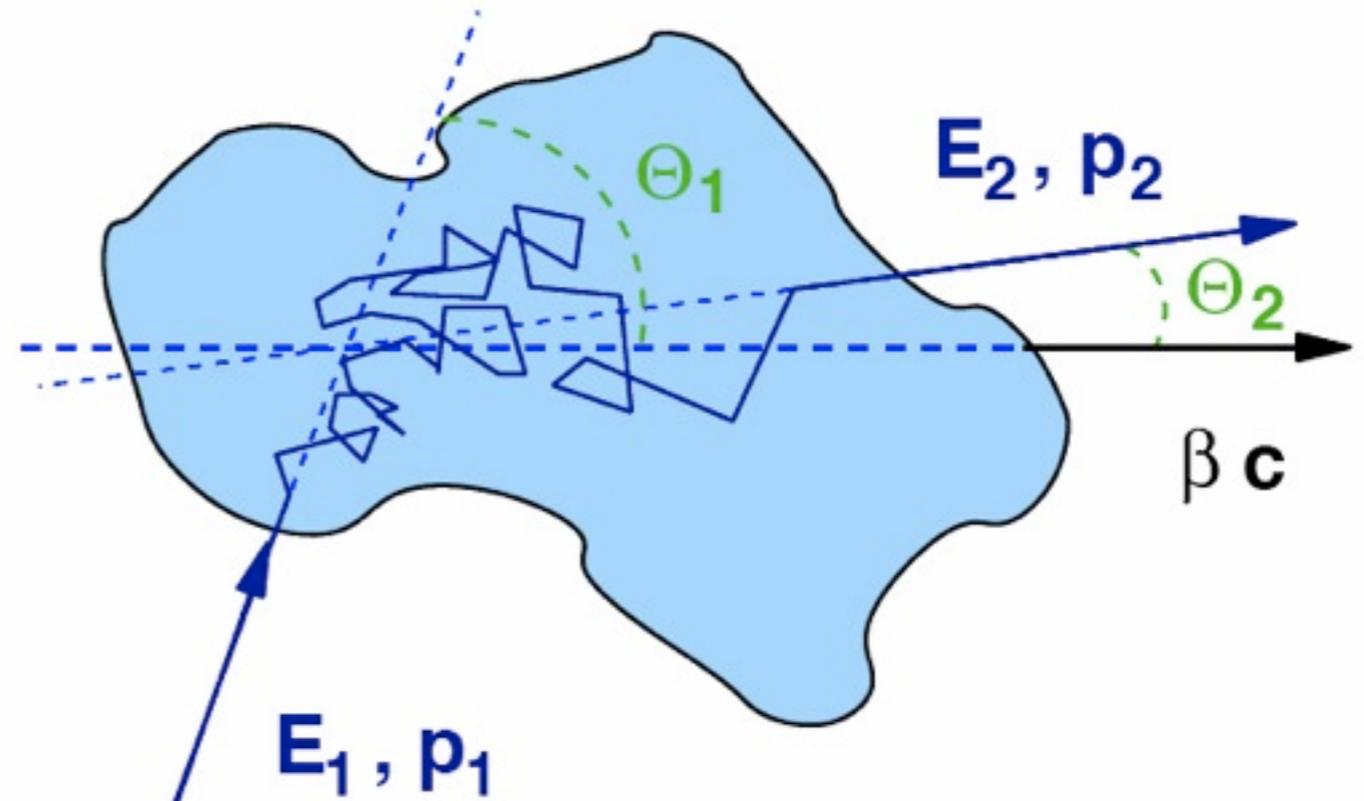
- Boost ins Wolkensystem:

$$E'_1 = \gamma E_1 - \beta \gamma p_{||} = \gamma E_1 - \beta \gamma \cos \Theta_1 p \approx \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

- Elastische Streuung in der Wolke:  $E'_2 = E'_1 \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Vorgeschlagen von Enrico Fermi 1949
- Prinzip: Kollision von Teilchen mit interstellaren Wolken
  - Teilchengeschwindigkeit  $\sim c$
  - Geschwindigkeit der Wolke  $\beta c$
  - Eintrittswinkel, Austrittswinkel relativ zur Wolkenrichtung  $\Theta_1, \Theta_2$



- Boost ins Wolkensystem:

$$E'_1 = \gamma E_1 - \beta \gamma p_{\parallel} = \gamma E_1 - \beta \gamma \cos \Theta_1 p \approx \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

- Elastische Streuung in der Wolke:  $E'_2 = E'_1 \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$

- Boost zurück ins Originalsystem:  $E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2)$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \qquad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \qquad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 (1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2) - 1$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \quad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{\Delta E}{E} &= \gamma^2 (1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2) - 1 \\ &= \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned}$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \quad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{\Delta E}{E} &= \gamma^2 (1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2) - 1 \\ &= \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned}$$

- Mittelwerte:  $\langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$

- Streuwahrscheinlichkeit an Wolke hängt von Relativgeschwindigkeit ab:

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \quad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{\Delta E}{E} &= \gamma^2 (1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2) - 1 \\ &= \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned}$$

- Mittelwerte:  $\langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$

- Streuwahrscheinlichkeit an Wolke hängt von Relativgeschwindigkeit ab:

$$P \propto (c - c\beta \cos \Theta_1) \propto 1 - \beta \cos \Theta_1$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \Theta'_2) \quad E'_2 = E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \Theta_1)$$

$$\Rightarrow E_2 = \gamma (\gamma E_1 - \beta \gamma E_1 \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{\Delta E}{E} &= \gamma^2 (1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2) - 1 \\ &= \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1) (1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned}$$

- Mittelwerte:  $\langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$

- Streuwahrscheinlichkeit an Wolke hängt von Relativgeschwindigkeit ab:

$$P \propto (c - c\beta \cos \Theta_1) \propto 1 - \beta \cos \Theta_1$$

$$\Rightarrow \frac{dN}{d\cos \Theta_1} \propto 1 - \beta \cos \Theta_1 \Rightarrow \langle \cos \Theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \frac{dN}{d\cos \Theta_1} \cos \Theta_1 d\cos \Theta_1}{\int_{-1}^1 \frac{dN}{d\cos \Theta_1} d\cos \Theta_1} = -\frac{\beta}{3}$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

mit: 
$$\langle \cos \Theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}, \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

mit: 
$$\langle \cos \Theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}, \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \frac{\beta^2}{3}}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2 \text{ für } \beta \ll 1$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

- Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

mit: 
$$\langle \cos \Theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}, \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \frac{\beta^2}{3}}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2 \text{ für } \beta \ll 1$$

► Sehr geringe Beschleunigungseffizienz:

- typische Geschwindigkeiten  $10^4$  m/s  $\Rightarrow \beta \sim 3 \times 10^{-5}$
- freie Weglänge zwischen Kollisionen:  $\sim 30$  pc  $\Rightarrow$  alle 100 Jahre eine

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

mit: 
$$\langle \cos \Theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}, \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \frac{\beta^2}{3}}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2 \text{ für } \beta \ll 1$$

► Sehr geringe Beschleunigungseffizienz:

- typische Geschwindigkeiten  $10^4$  m/s  $\Rightarrow \beta \sim 3 \times 10^{-5}$
- freie Weglänge zwischen Kollisionen:  $\sim 30$  pc  $\Rightarrow$  alle 100 Jahre eine

Energiezunahme: 
$$\frac{dE}{dt} = E \frac{4\beta^2}{3\tau} \Rightarrow E(t) = E_0 e^{\frac{4\beta^2}{3\tau} t}$$

# Fermibeschleunigung 2. Art

• Energie-Differenz: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

mit: 
$$\langle \cos \Theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}, \quad \langle \cos \Theta'_2 \rangle = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \frac{\beta^2}{3}}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2 \text{ für } \beta \ll 1$$

► Sehr geringe Beschleunigungseffizienz:

- typische Geschwindigkeiten  $10^4$  m/s  $\Rightarrow \beta \sim 3 \times 10^{-5}$
- freie Weglänge zwischen Kollisionen:  $\sim 30$  pc  $\Rightarrow$  alle 100 Jahre eine

Energiezunahme: 
$$\frac{dE}{dt} = E \frac{4\beta^2}{3\tau} \Rightarrow E(t) = E_0 e^{\frac{4\beta^2}{3\tau} t}$$

Charakteristische Zeit: 
$$\frac{3\tau}{4\beta^2} \approx 6 \times 10^{10} a$$

# Supernovae

- Unterscheidung in zwei Klassen
  - SN I: keine Wasserstofflinien sichtbar
    - SN Ia Kollaps eines akkretierenden Weissen Zwerges in einem Doppelsternsystem zu einem Neutronenstern
  - SN II: Wasserstofflinien sichtbar
    - Gravitativer Kollaps eines massiven Sterns am Ende seiner Lebensphase
      - ▶ Stern brennt bis zur Bildung von Eisen im Kern, dann kein Gegendruck zur Gravitation mehr vorhanden
      - ▶ Atome wandeln sich durch Elektroneinfang in Neutronen um
      - ▶ Stern stürzt in sich zusammen mit  $\sim 0.1 c$
      - ▶ Materie wird am stabilen Neutronenstern im Zentrum reflektiert
      - ▶ Schockwelle läuft nach aussen
      - ▶ Grosse Zahl an Neutrinos wird erzeugt ( $\sim 10^{58}$ ), trotz geringem WQ treiben diese die Schockwelle noch an

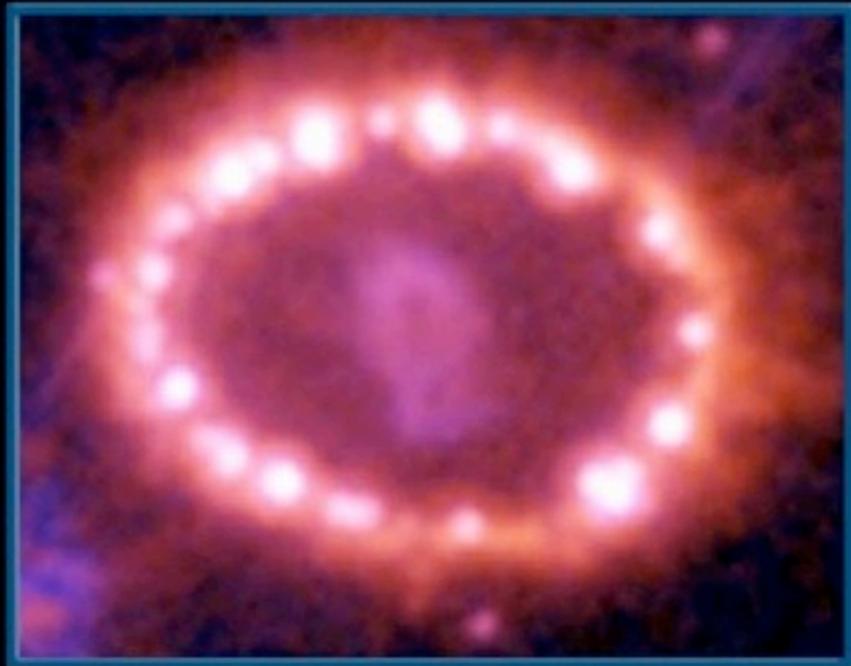
# Supernova SN1987a

- Supernova-Explosion 1987 in der grossen Magelanschen Wolke (kleine Partnergalaxie der Milchstrasse)



# Supernova SN1987a

## Inner debris of the Supernova 1987A (SN 1987A) ring



Outer bipolar outflow of gas and outer ring

Inner bipolar outflow of debris

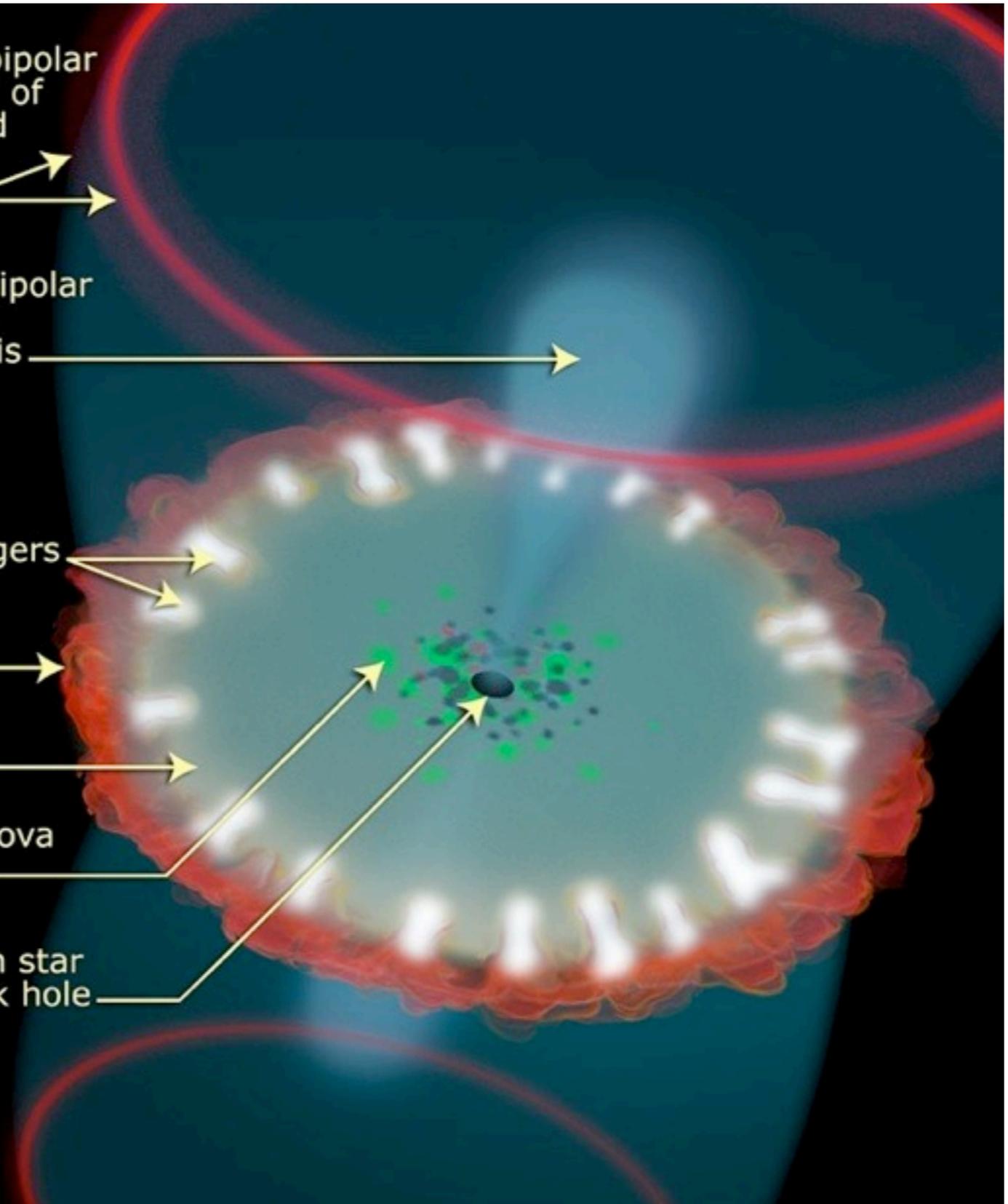
Hot fingers of gas

Ring

Blast wave

Supernova debris

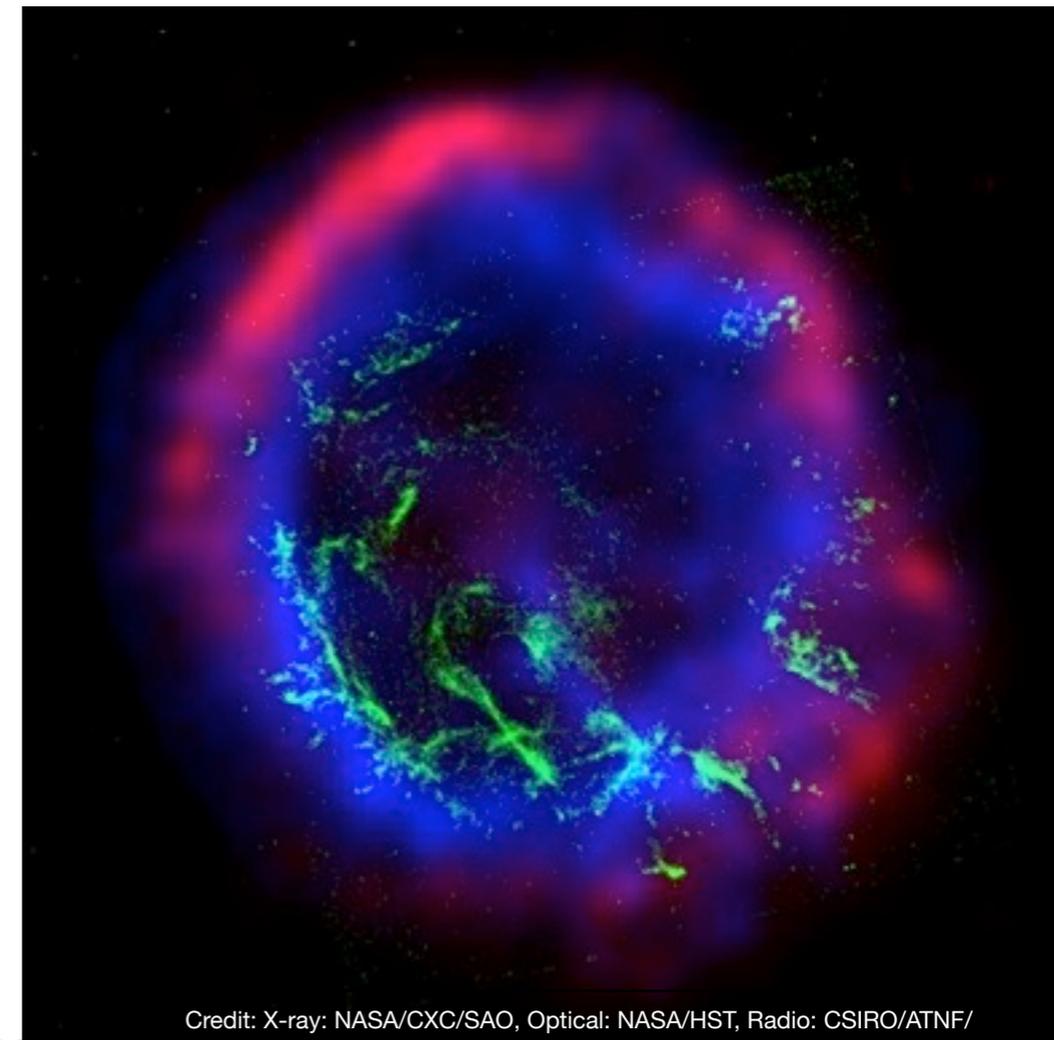
Hidden neutron star or black hole



Credit: NASA, ESA, and A. Feild (STScI)

# Fermibeschleunigung 1. Art

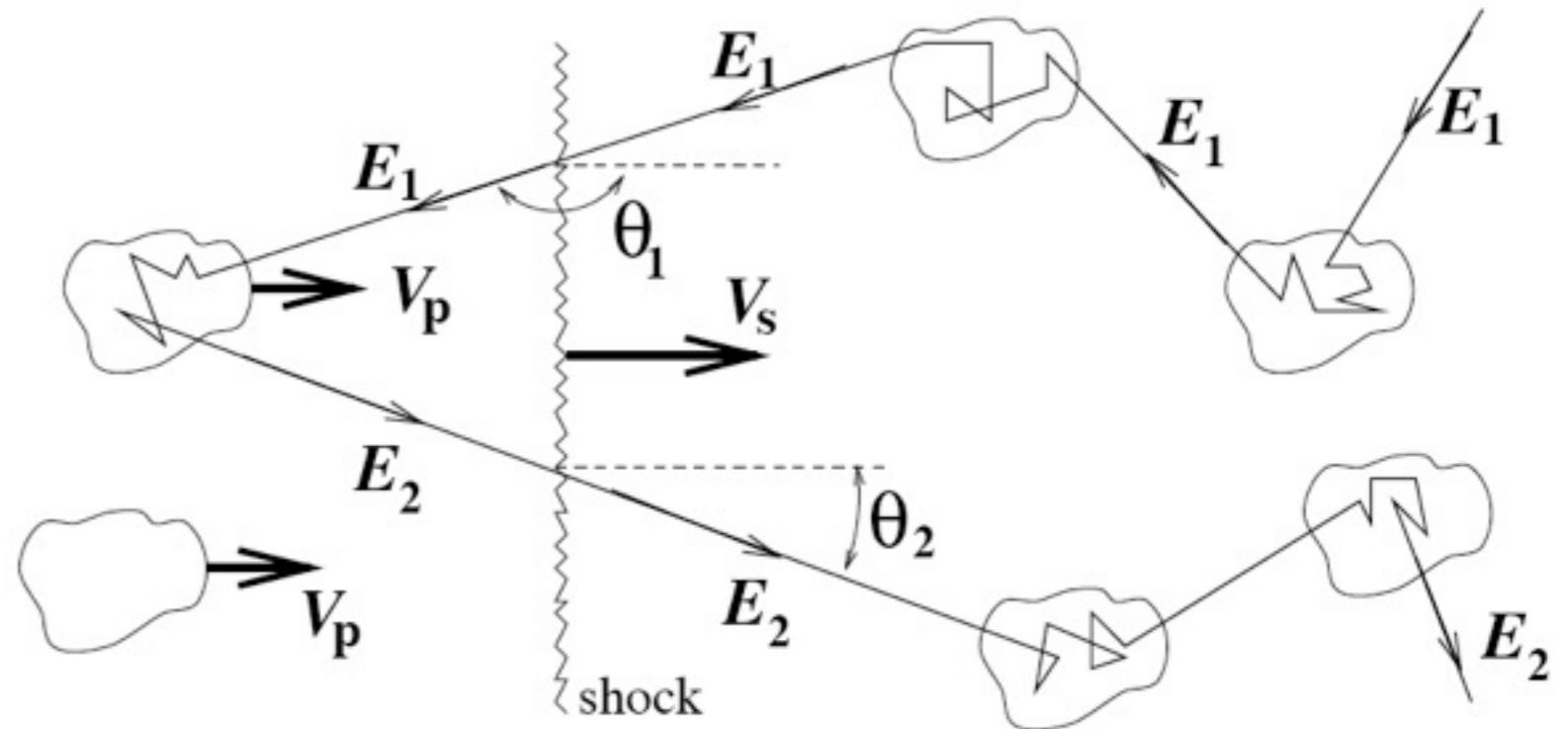
- Erweiterung auf Schockwellen aus SN-Explosionen
- Entstehung der Schockwellen:
  - SN stößt grosse Mengen Material (mehrere Sonnenmassen) mit hoher Geschwindigkeit ins interstellare Medium aus
  - $v_{\text{Material}} \gg v_{\text{Schall(ISM)}}$  ,  $v_{\text{Material}} \sim 10^7 \text{ m/s}$  ,  $v_{\text{Schall(ISM)}} \sim 10^4 \text{ m/s}$
  - ▶ Ausbildung einer Schockfront
- Die Schockfront breitet sich in ionisiertem Plasma aus (mono-atomar, spez. Wärme 5/3)
- Nach hydrodynamischen Überlegungen:  
 $v_{\text{Schock}}/v_{\text{Material}} \sim 4/3$  für starke Schocks



Credit: X-ray: NASA/CXC/SAO, Optical: NASA/HST, Radio: CSIRO/ATNF/ATCA

# Fermibeschleunigung 1. Art

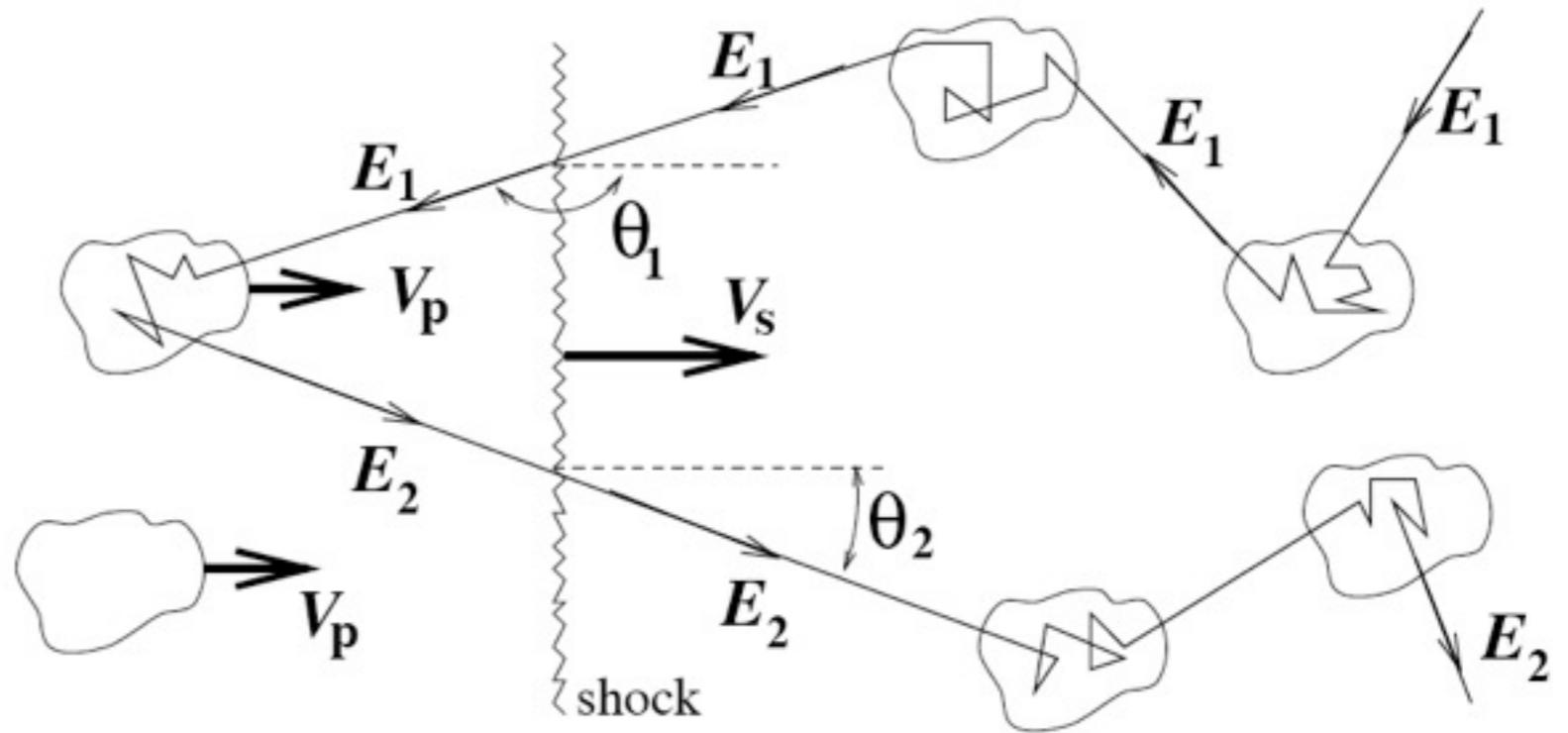
- Teilchenbeschleunigung durch Überqueren von Schockfronten:
- Streuung der Teilchen findet wie bei 2. Art an Wolken/Magnetfeldern statt, die aber hier hinter dem Schock mit der Plasmageschwindigkeit laufen



# Fermibeschleunigung 1. Art

- Teilchenbeschleunigung durch Überqueren von Schockfronten:

- Streuung der Teilchen findet wie bei 2. Art an Wolken/ Magnetfeldern statt, die aber hier hinter dem Schock mit der Plasmageschwindigkeit laufen



- Überlegungen zu Einfalls- und Ausfallswinkeln:

- Projektion eines isotropen Flusses auf die Schockfront

Effektive Fläche:  $A' = -A \cos\Theta_1$

Fluss durch Front:  $\frac{dN}{d\cos\Theta_1} \propto -\cos\Theta_1$

# Fermibeschleunigung 1. Art

- Mittelwert der Winkel (wichtig hier: Nur für  $\cos\Theta_1 < 0$  wird Schockfront überquert!):

$$\begin{aligned}\langle \cos\Theta_1 \rangle &= \frac{\int_{-1}^0 \frac{dN}{d\cos\Theta_1} \cos\Theta_1 d\cos\Theta_1}{\int_{-1}^0 \frac{dN}{d\cos\Theta_1} d\cos\Theta_1} \\ &= \frac{\int_{-1}^0 -\cos^2\Theta_1 d\cos\Theta_1}{\int_{-1}^0 -\cos\Theta_1 d\cos\Theta_1} = -\frac{2}{3}\end{aligned}$$

$$\text{analog: } \langle \cos\Theta_2 \rangle = \frac{2}{3}$$

# Fermibeschleunigung 1. Art

- Mittlere Energieänderung (analog 2. Art):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

$\beta$ : Geschwindigkeit des Materials hinter dem Schock

# Fermibeschleunigung 1. Art

- Mittlere Energieänderung (analog 2. Art):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{(1 + \frac{2}{3}\beta)(1 + \frac{2}{3}\beta)}{1 - \beta^2} - 1$$

$\beta$ : Geschwindigkeit des Materials hinter dem Schock

# Fermibeschleunigung 1. Art

- Mittlere Energieänderung (analog 2. Art):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{(1 + \frac{2}{3}\beta)(1 + \frac{2}{3}\beta)}{1 - \beta^2} - 1$$

$\beta$ : Geschwindigkeit des Materials hinter dem Schock

- für  $\beta \ll 1$   $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\beta$

# Fermibeschleunigung 1. Art

- Mittlere Energieänderung (analog 2. Art):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 - \beta \cos \Theta_1)(1 + \beta \cos \Theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1$$

$\beta$ : Geschwindigkeit des Materials hinter dem Schock

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{(1 + \frac{2}{3}\beta)(1 + \frac{2}{3}\beta)}{1 - \beta^2} - 1$$

- für  $\beta \ll 1$  
$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\beta$$

- ▶ Deutlich effizienter als 2. Art durch grosse Geschwindigkeitsunterschiede vor und hinter der Schockfront und durch die gerichtete Bewegung der Schockfront
- ▶  $\beta \sim 3 \times 10^{-2}$ , Beschleunigung linear in  $\beta$

# Energiespektrum

- Energiegewinn pro Zyklus

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \zeta \approx \frac{4}{3} \beta_{Plasma} \approx \beta_{Schock}$$

$$\Rightarrow E = E_0 (1 + \zeta)^k \quad \text{nach } k \text{ Zyklen}$$

- Erinnerung:

$v_{Schock}/v_{Material} \sim 4/3$   
für starke Schocks

# Energiespektrum

- Energiegewinn pro Zyklus

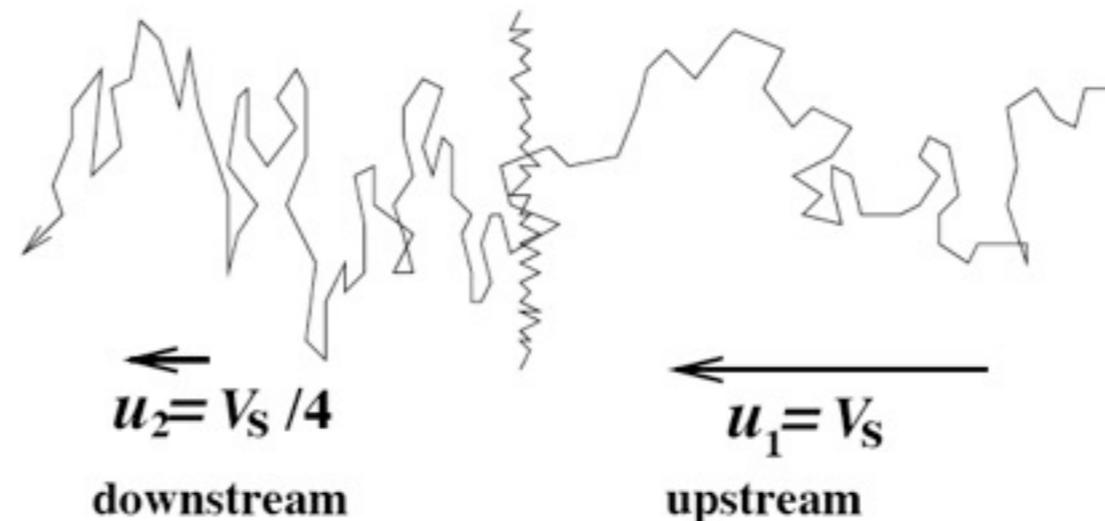
$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \zeta \approx \frac{4}{3} \beta_{Plasma} \approx \beta_{Schock}$$
$$\Rightarrow E = E_0 (1 + \zeta)^k \quad \text{nach } k \text{ Zyklen}$$

- Zahl der Zyklen hängt von der Verlustrate ab
  - Teilchen können hinter dem Schock verloren gehen:

hinter dem Schock ist das Plasma  $v_s/4$  langsamer als der Schock, Teilchen "diffundieren" im Plasma

=> Ein Teilchen kann "verloren" gehen, wenn es zu weit hinter den Schock zurück fällt

- Erinnerung:  
 $V_{Schock}/V_{Material} \sim 4/3$   
für starke Schocks



# Energiespektrum

- Energiegewinn pro Zyklus

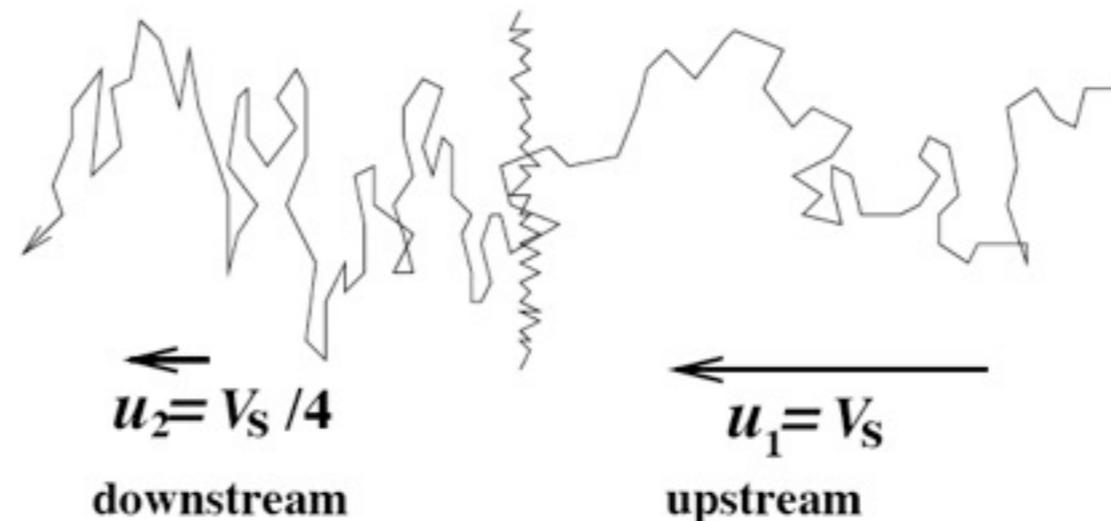
$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \zeta \approx \frac{4}{3} \beta_{Plasma} \approx \beta_{Schock}$$
$$\Rightarrow E = E_0 (1 + \zeta)^k \quad \text{nach } k \text{ Zyklen}$$

- Erinnerung:  
 $V_{Schock}/V_{Material} \sim 4/3$   
für starke Schocks

- Zahl der Zyklen hängt von der Verlustrate ab
  - Teilchen können hinter dem Schock verloren gehen:

hinter dem Schock ist das Plasma  $v_s/4$  langsamer als der Schock, Teilchen "diffundieren" im Plasma

=> Ein Teilchen kann "verloren" gehen, wenn es zu weit hinter den Schock zurück fällt



Das Material hinter dem Schock ist 1/4 langsamer als die Front:

$$R_{loss} = n_{CR} v_s / 4 \quad n_{CR} \text{ ist die Zahlendichte der Teilchen am Schock}$$

# Energiespektrum

---

- Teilchenfluss von “upstream” durch den Schock:

Teilchenbewegung relativ zum Schock (Teilchengeschwindigkeit  $v_t$ )

$$v_{relativ} = v_s + v_t \cos\theta$$

# Energiespektrum

- Teilchenfluss von “upstream” durch den Schock:

Teilchenbewegung relativ zum Schock (Teilchengeschwindigkeit  $v_t$ )

$$v_{relativ} = v_s + v_t \cos\theta$$

Teilchen überquert den Schock, wenn  $v_{relativ} > 0$ , also:

$$\cos\theta > -v_s/v_t$$

# Energiespektrum

- Teilchenfluss von “upstream” durch den Schock:

Teilchenbewegung relativ zum Schock (Teilchengeschwindigkeit  $v_t$ )

$$v_{relativ} = v_s + v_t \cos\theta$$

Teilchen überquert den Schock, wenn  $v_{relativ} > 0$ , also:

$$\cos\theta > -v_s/v_t$$

Übertrittsrate:

$n_{CR}$  ist die Zahlendichte der Teilchen am Schock

$$R_{cross} = n_{CR} \frac{1}{4\pi} \int_{-v_s/v_t}^1 (v_s + v_t \cos\theta) 2\pi d\cos\theta \approx v_t n_{CR} / 4$$

# Energiespektrum

- Teilchenfluss von “upstream” durch den Schock:

Teilchenbewegung relativ zum Schock (Teilchengeschwindigkeit  $v_t$ )

$$v_{relativ} = v_s + v_t \cos\theta$$

Teilchen überquert den Schock, wenn  $v_{relativ} > 0$ , also:

$$\cos\theta > -v_s/v_t$$

Übertrittsrate:

$n_{CR}$  ist die Zahlendichte der Teilchen am Schock

$$R_{cross} = n_{CR} \frac{1}{4\pi} \int_{-v_s/v_t}^1 (v_s + v_t \cos\theta) 2\pi d\cos\theta \approx v_t n_{CR} / 4$$

Fluchtwahrscheinlichkeit:

$$P_{escape} = \frac{R_{loss}}{R_{cross}} = \frac{v_s}{v_t}$$

# Energiespektrum

- Teilchenfluss von “upstream” durch den Schock:

Teilchenbewegung relativ zum Schock (Teilchengeschwindigkeit  $v_t$ )

$$v_{relativ} = v_s + v_t \cos\theta$$

Teilchen überquert den Schock, wenn  $v_{relativ} > 0$ , also:

$$\cos\theta > -v_s/v_t$$

Übertrittsrate:

$n_{CR}$  ist die Zahlendichte der Teilchen am Schock

$$R_{cross} = n_{CR} \frac{1}{4\pi} \int_{-v_s/v_t}^1 (v_s + v_t \cos\theta) 2\pi d\cos\theta \approx v_t n_{CR} / 4$$

Fluchtwahrscheinlichkeit:  $P_{escape} = \frac{R_{loss}}{R_{cross}} = \frac{v_s}{v_t}$

Wahrscheinlichkeit, den Schock mindestens  $k$  mal zu überqueren:

$$P_{cross>k} = (1 - P_{escape})^k = \left(1 - \frac{v_s}{v_t}\right)^k \approx (1 - \beta_{Schock})^k$$

# Energiespektrum

---

- Erinnerung: Energie nach k Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

# Energiespektrum

- Erinnerung: Energie nach  $k$  Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

$$\Rightarrow k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta_{Schock})}$$

# Energiespektrum

- Erinnerung: Energie nach  $k$  Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

$$\Rightarrow k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta_{Schock})}$$

- Integrales Spektrum (Teilchen  $> E$ ):

$$Q(> E) \propto (1 - P_{escape})^k = (1 - \beta_{Schock})^k$$

# Energiespektrum

- Erinnerung: Energie nach  $k$  Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

$$\Rightarrow k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta_{Schock})}$$

- Integrales Spektrum (Teilchen  $> E$ ):

$$Q(> E) \propto (1 - P_{escape})^k = (1 - \beta_{Schock})^k$$

$$\begin{aligned} \ln Q(> E) &= \text{const} + k \ln(1 - \beta_{Schock}) \\ &= \text{const}' + \frac{\ln(1 - \beta_{Schock})}{\ln(1 + \beta_{Schock})} \ln E \end{aligned}$$

# Energiespektrum

- Erinnerung: Energie nach  $k$  Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

$$\Rightarrow k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta_{Schock})}$$

- Integrales Spektrum (Teilchen  $> E$ ):

$$Q(> E) \propto (1 - P_{escape})^k = (1 - \beta_{Schock})^k$$

$$\ln Q(> E) = \text{const} + k \ln(1 - \beta_{Schock})$$

$$= \text{const}' + \frac{\ln(1 - \beta_{Schock})}{\ln(1 + \beta_{Schock})} \ln E \quad \frac{\ln(1 - \beta_{Schock})}{\ln(1 + \beta_{Schock})} \approx -1$$

# Energiespektrum

- Erinnerung: Energie nach  $k$  Zyklen:

$$E = E_0 (1 + \zeta)^k \approx E_0 (1 + \beta_{Schock})^k$$

$$\Rightarrow k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta_{Schock})}$$

- Integrales Spektrum (Teilchen  $> E$ ):

$$Q(> E) \propto (1 - P_{escape})^k = (1 - \beta_{Schock})^k$$

$$\ln Q(> E) = \text{const} + k \ln(1 - \beta_{Schock})$$

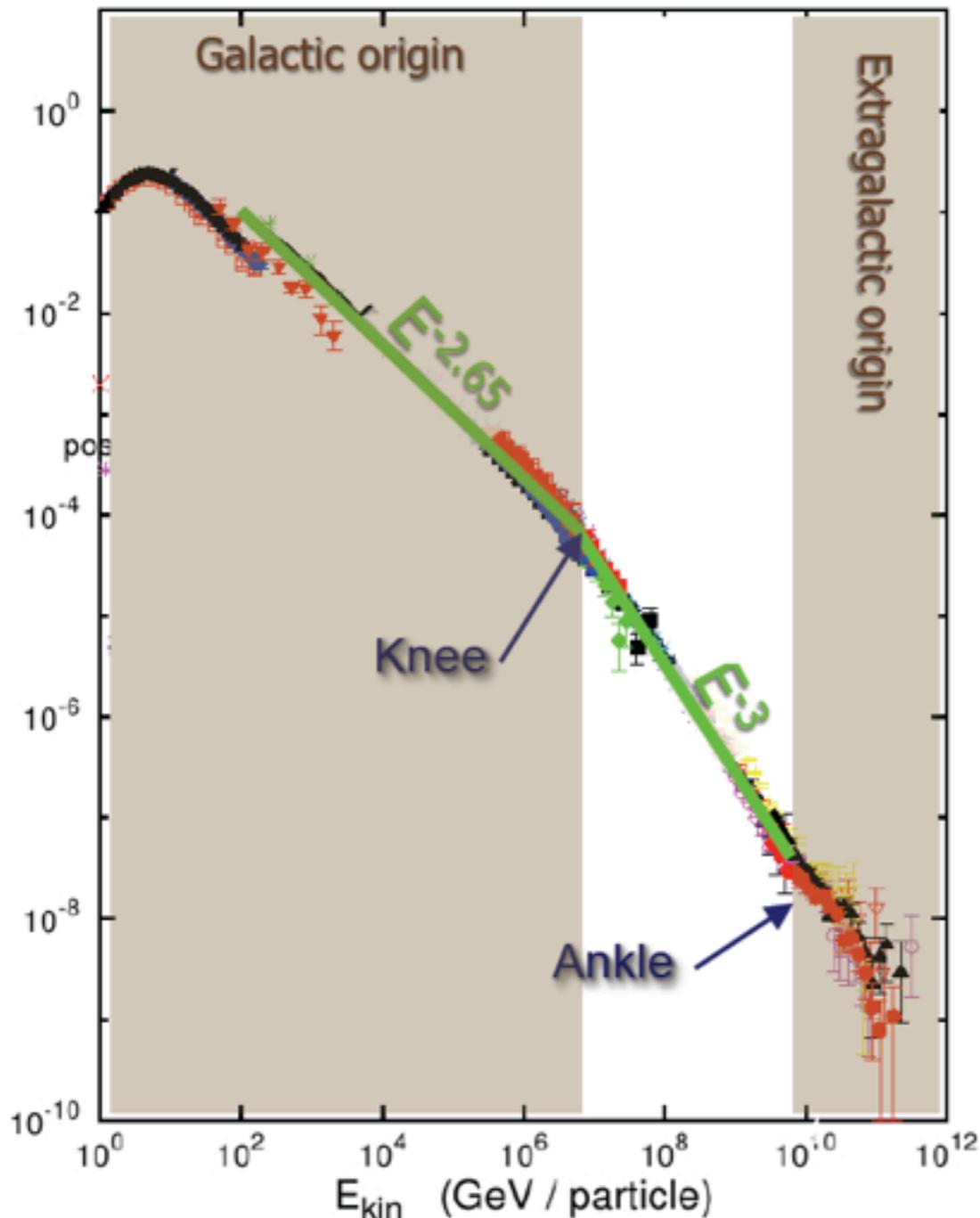
$$= \text{const}' + \frac{\ln(1 - \beta_{Schock})}{\ln(1 + \beta_{Schock})} \ln E \quad \frac{\ln(1 - \beta_{Schock})}{\ln(1 + \beta_{Schock})} \approx -1$$

- Differentielles Teilchenspektrum:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$$

# Erreichbare Energie

- Fermi-Beschleunigung 1. Art kann Energien bis zu  $\sim 10^{14}$  eV für SN Shocks erreichen (eine [unvollständige] Herleitung im Backup)



verwendet Shock-Lebensdauer von  $\sim 1000$  a  
Shock-Geschwindigkeit  $0.03$  c, B-Feld im nT  
Bereich

⇒ Geht bis zum Knie des kosmischen  
Teilchenspektrums

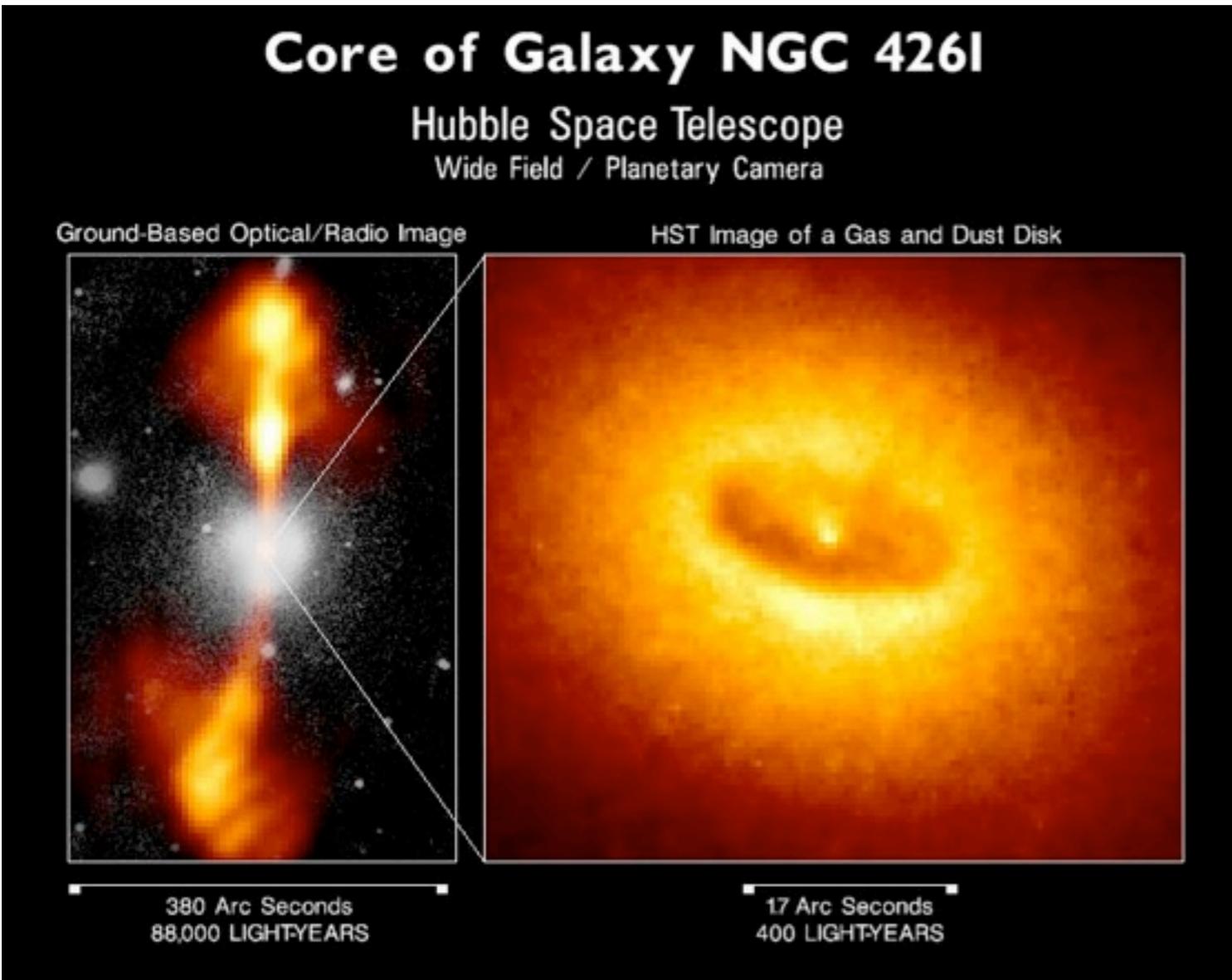
SN Shock-Beschleunigung ist gut als Quelle  
für kosmische Strahlung etabliert

Aber: Wo kommen die höchsten Energien  
her?

S. Coutu, TIPP11

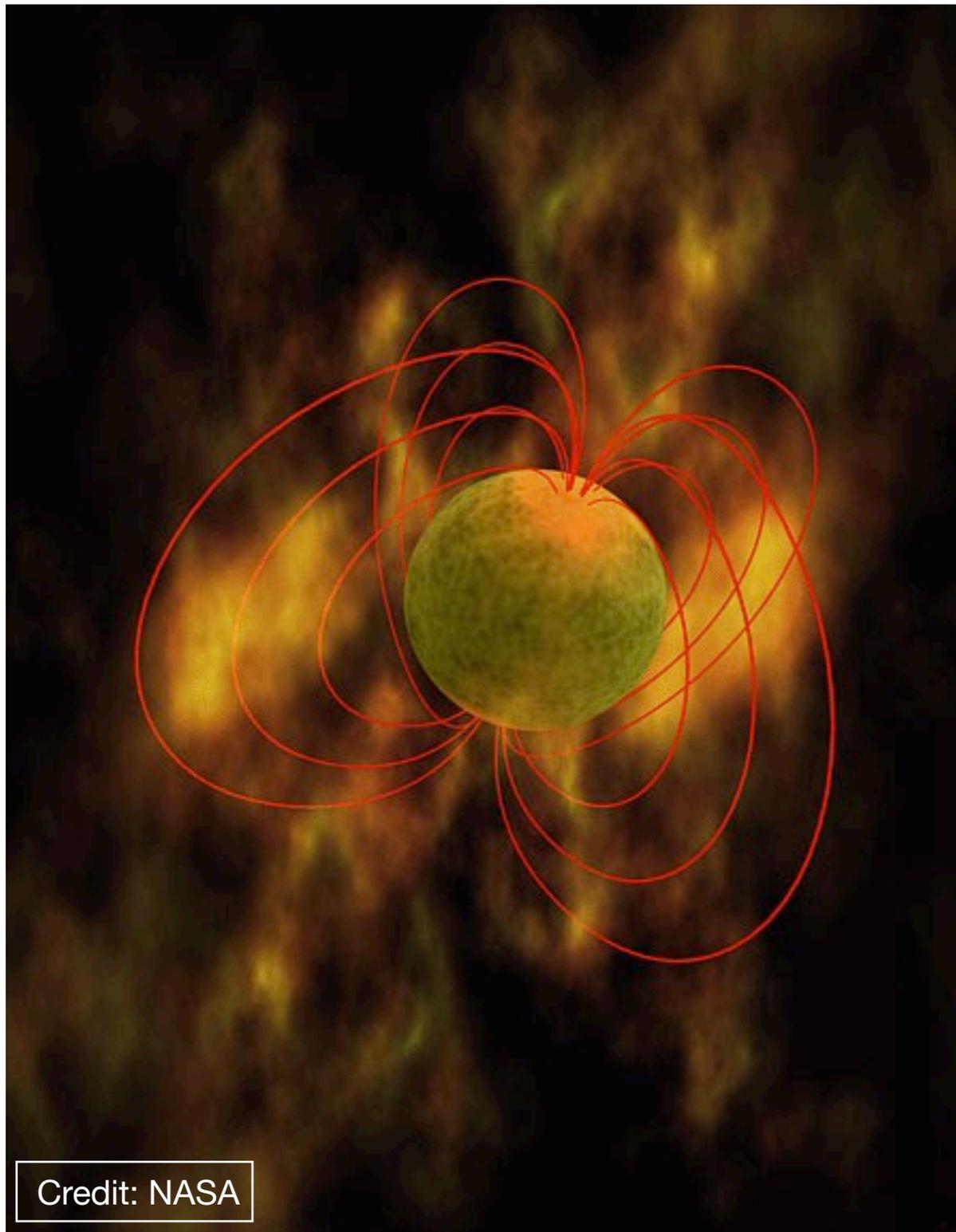
# Höchste Energien?

- Wie werden Energien oberhalb von  $\sim 100$  TeV erreicht?



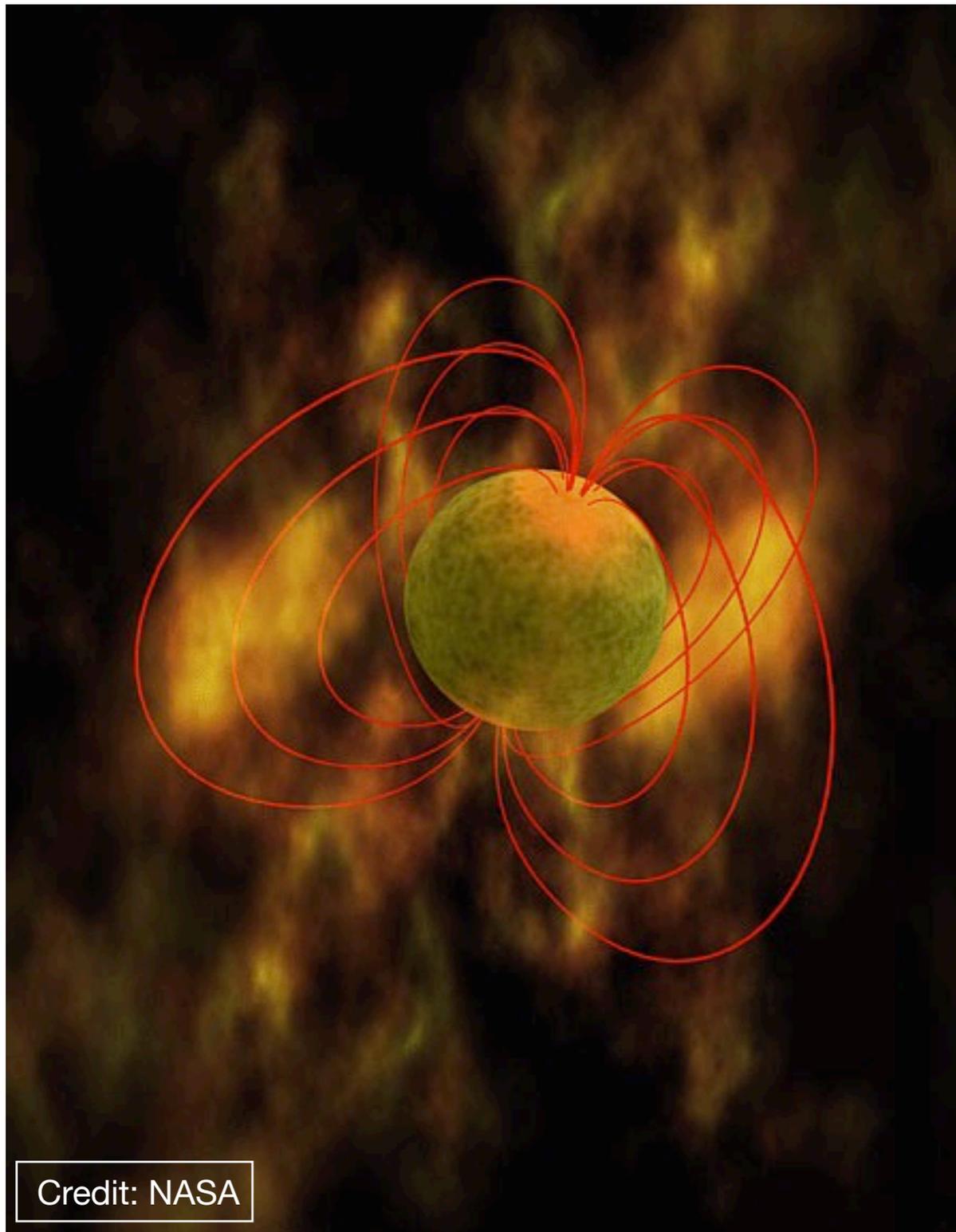
- Energiereichere Ereignisse:
  - Aktive galaktische Kerne
  - Pulsare (Neutronensterne)
  - GRB's
- ⇒ Extreme Magnetfelder
- ⇒ Schock-Beschleunigung in hochrelativistischen Jets: Zusätzlicher  $\gamma$  - Faktor

# Beispiel: Neutronenstern



- Neutronensterne: Kompakte Überbleibsel von Supernovae
  - Radius  $\sim 10$  km
  - extreme Rotation: bis zu  $\sim 40\,000$  RPM
  - Magnetfeld bis  $\sim 10^8$  T
  - Masse  $\sim 1.4 M_{\text{Sonne}}$

# Beispiel: Neutronenstern

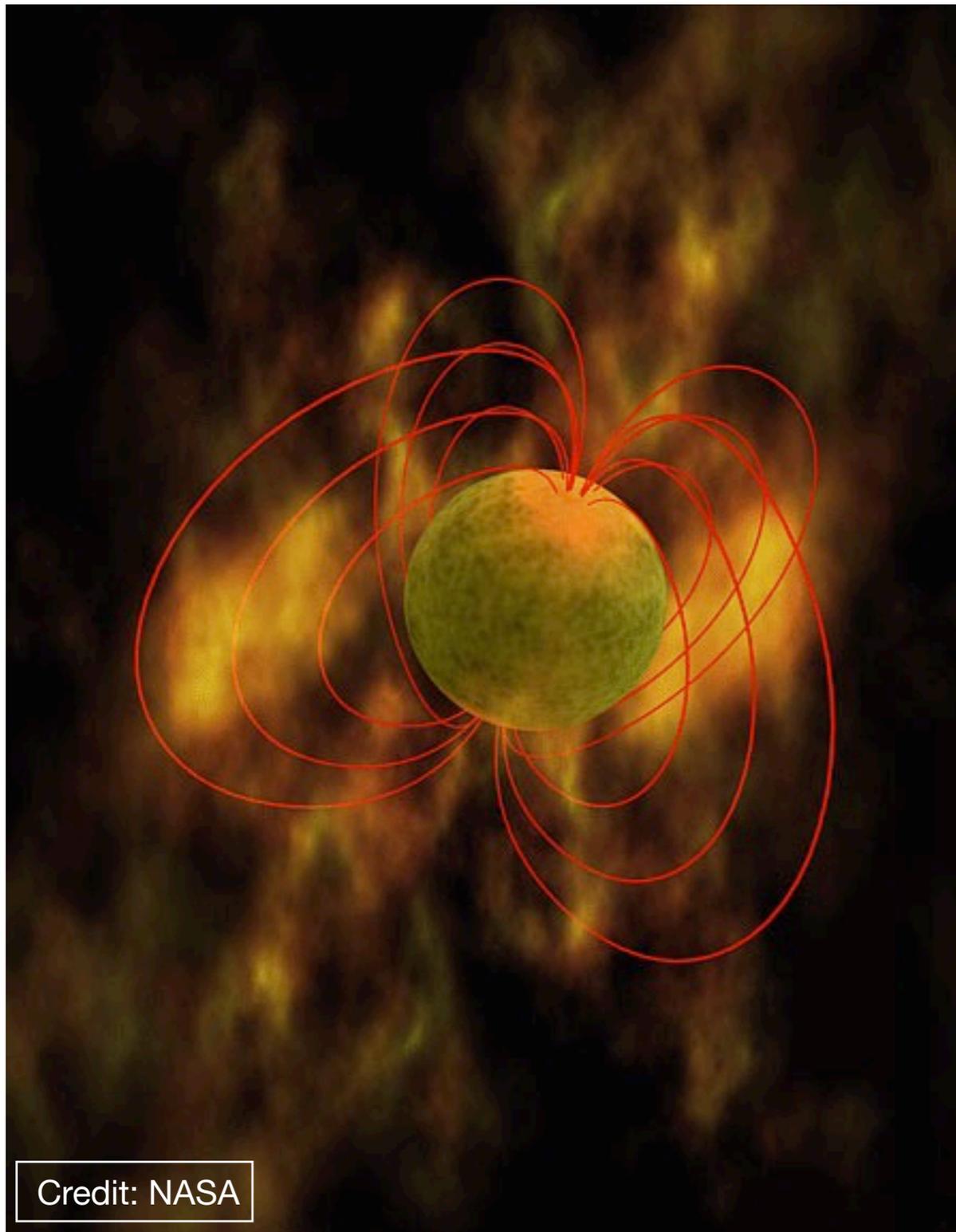


- Neutronensterne: Kompakte Überbleibsel von Supernovae
  - Radius  $\sim 10$  km
  - extreme Rotation: bis zu  $\sim 40\,000$  RPM
  - Magnetfeld bis  $\sim 10^8$  T
  - Masse  $\sim 1.4 M_{\text{Sonne}}$

Erreichbare Energie: Limitiert durch den Larmor-Radius des Teilchens: Das Teilchen entkommt, wenn er zu gross wird!

Credit: NASA

# Beispiel: Neutronenstern



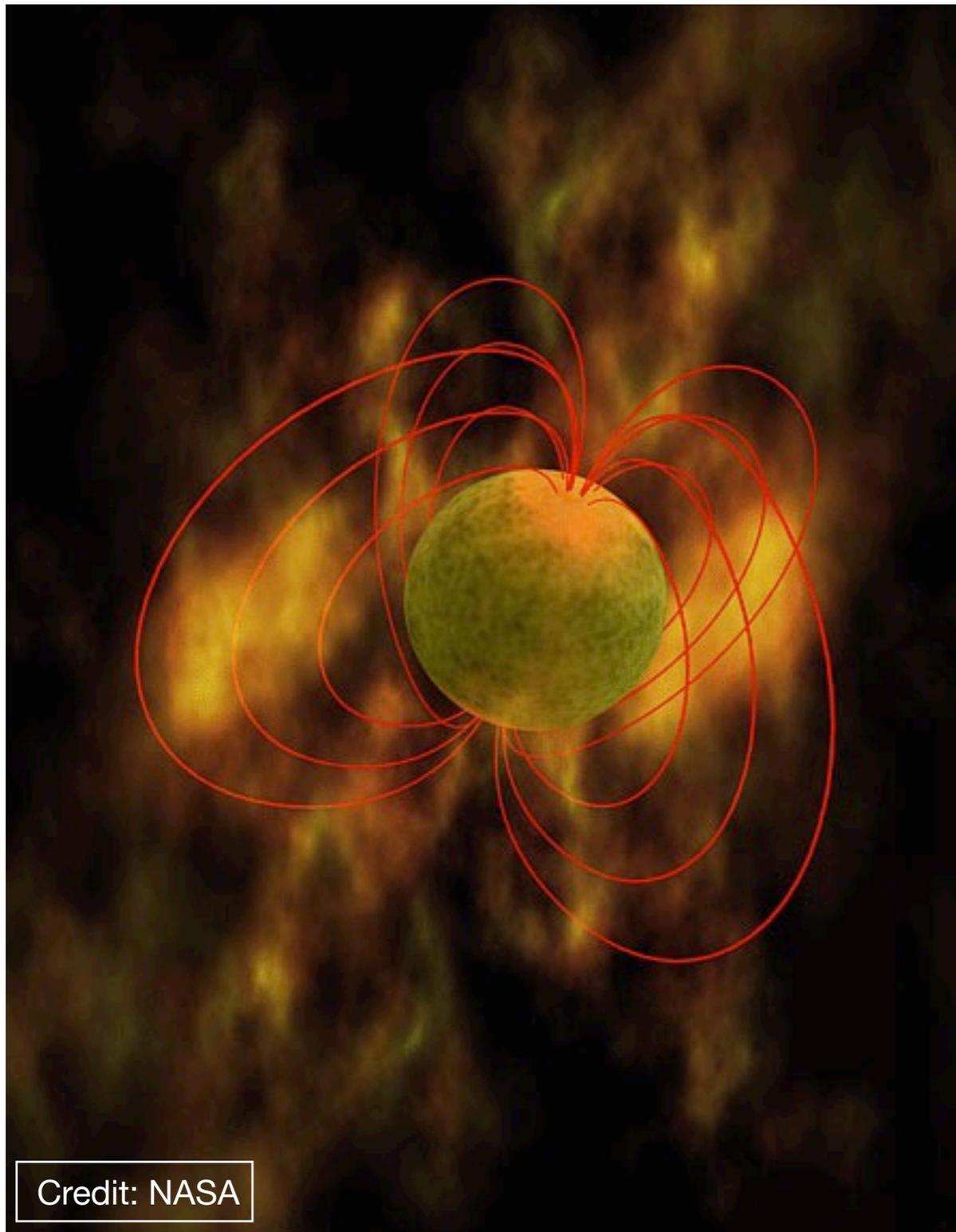
Credit: NASA

- Neutronensterne: Kompakte Überbleibsel von Supernovae
  - Radius  $\sim 10$  km
  - extreme Rotation: bis zu  $\sim 40\,000$  RPM
  - Magnetfeld bis  $\sim 10^8$  T
  - Masse  $\sim 1.4 M_{\text{Sonne}}$

Erreichbare Energie: Limitiert durch den Larmor-Radius des Teilchens: Das Teilchen entkommt, wenn er zu gross wird!

$$r_L = \frac{p_T}{|q|B} \quad p_T \approx E/c$$

# Beispiel: Neutronenstern



Credit: NASA

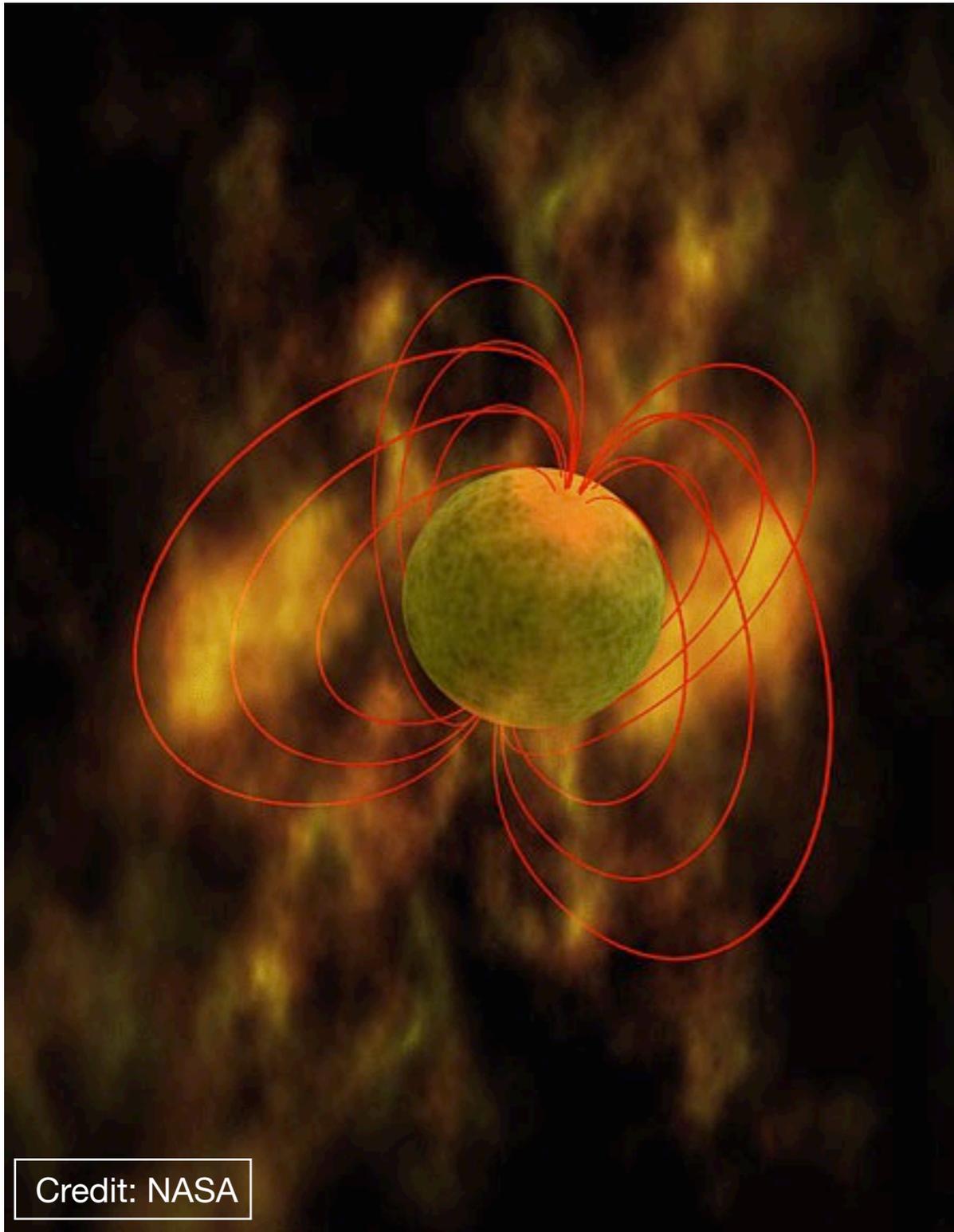
- Neutronensterne: Kompakte Überbleibsel von Supernovae
  - Radius  $\sim 10$  km
  - extreme Rotation: bis zu  $\sim 40\,000$  RPM
  - Magnetfeld bis  $\sim 10^8$  T
  - Masse  $\sim 1.4 M_{\text{Sonne}}$

Erreichbare Energie: Limitiert durch den Larmor-Radius des Teilchens: Das Teilchen entkommt, wenn er zu gross wird!

$$r_L = \frac{p_T}{|q|B} \quad p_T \approx E/c$$

$$\Rightarrow E_{max} = Z e c B R$$

# Beispiel: Neutronenstern



Credit: NASA

- Neutronensterne: Kompakte Überbleibsel von Supernovae
  - Radius  $\sim 10$  km
  - extreme Rotation: bis zu  $\sim 40\,000$  RPM
  - Magnetfeld bis  $\sim 10^8$  T
  - Masse  $\sim 1.4 M_{\text{Sonne}}$

Erreichbare Energie: Limitiert durch den Larmor-Radius des Teilchens: Das Teilchen entkommt, wenn er zu gross wird!

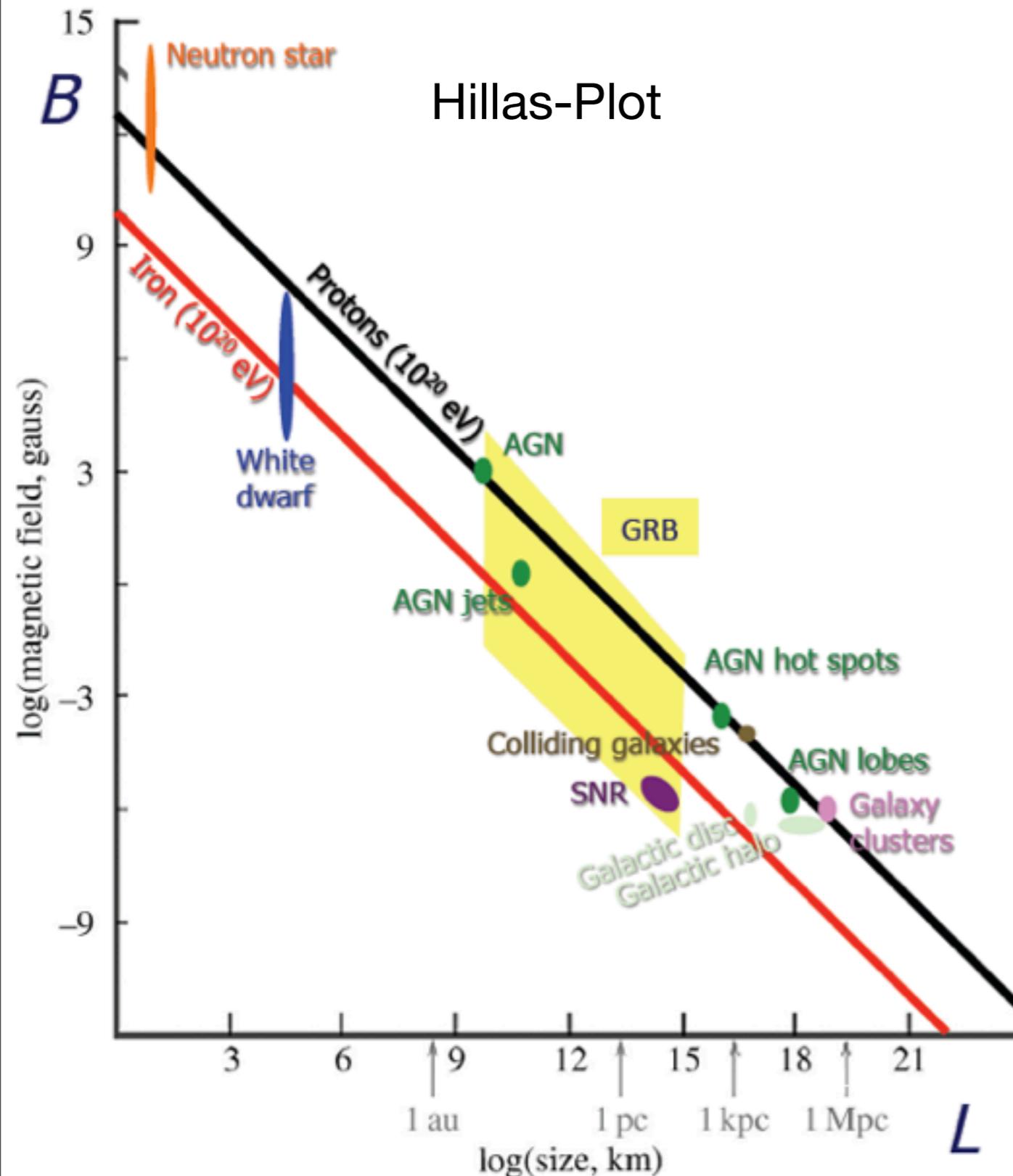
$$r_L = \frac{p_T}{|q|B} \quad p_T \approx E/c$$

$$\Rightarrow E_{\max} = Z e c B R$$

Für  $Z = 1$  (Protonen):

$$E_{\max} \sim 5 \text{ J} = 3 \times 10^{20} \text{ eV}$$

# Kandidaten für höchste Energien



Teilchen werden so lange beschleunigt, wie sie sich in der Hoch-Feld-Region aufhalten:

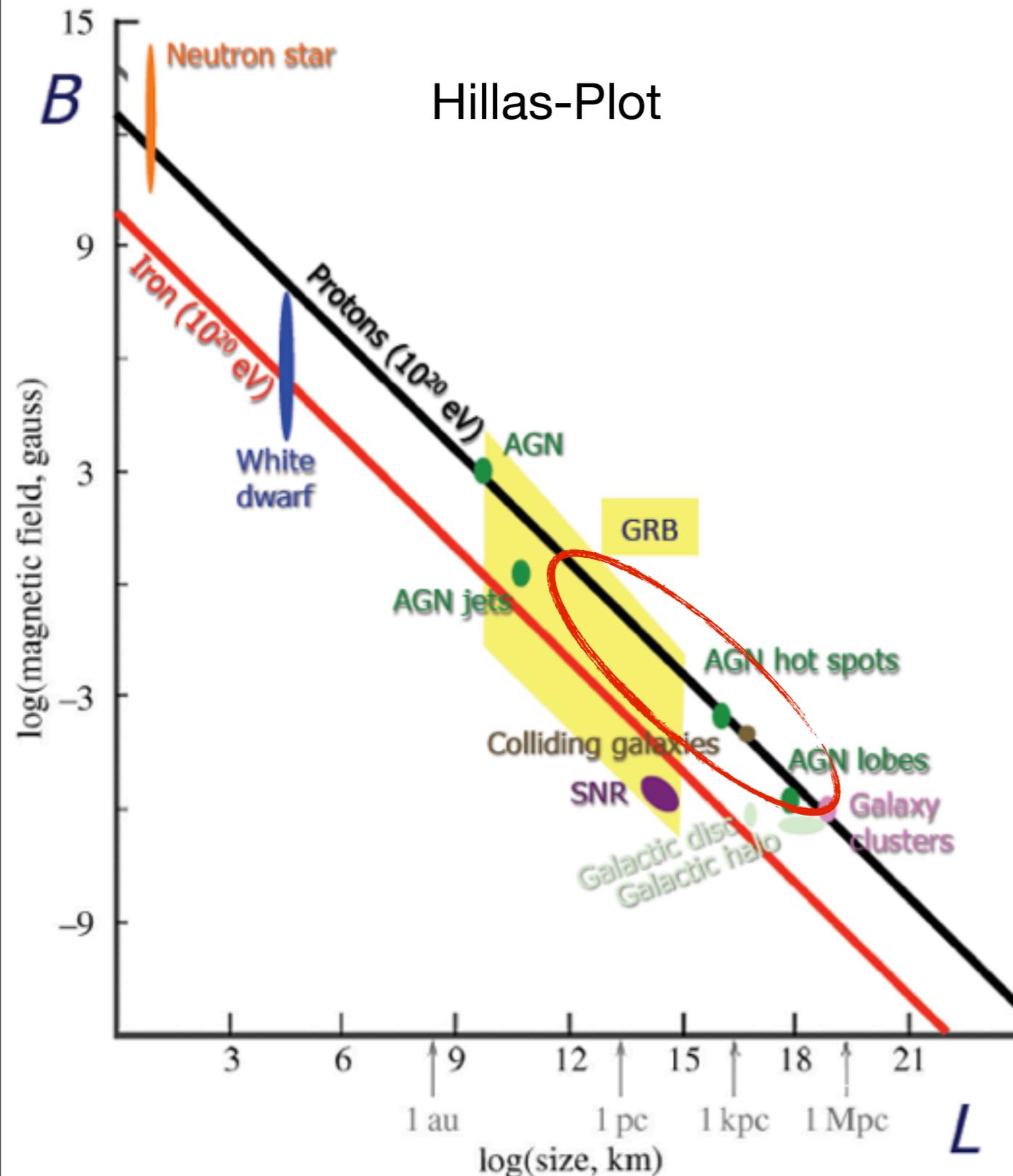
$$r_L < L$$

$$E_{\max} \approx 10^{20} \text{ eV } Z B_{\mu\text{G}} L_{100\text{kpc}}$$

Für Eisen-Kerne sind 26 x höhere Energien möglich als für Protonen!

S. Coutu, TIPP11

# Kandidaten für höchste Energien



Teilchen werden so lange beschleunigt, wie sie sich in der Hoch-Feld-Region aufhalten:

$$r_L < L$$

$$E_{\max} \approx 10^{20} \text{ eV } Z B_{\mu G} L_{100 \text{ kpc}}$$

Für Eisen-Kerne sind 26 x höhere Energien möglich als für Protonen!

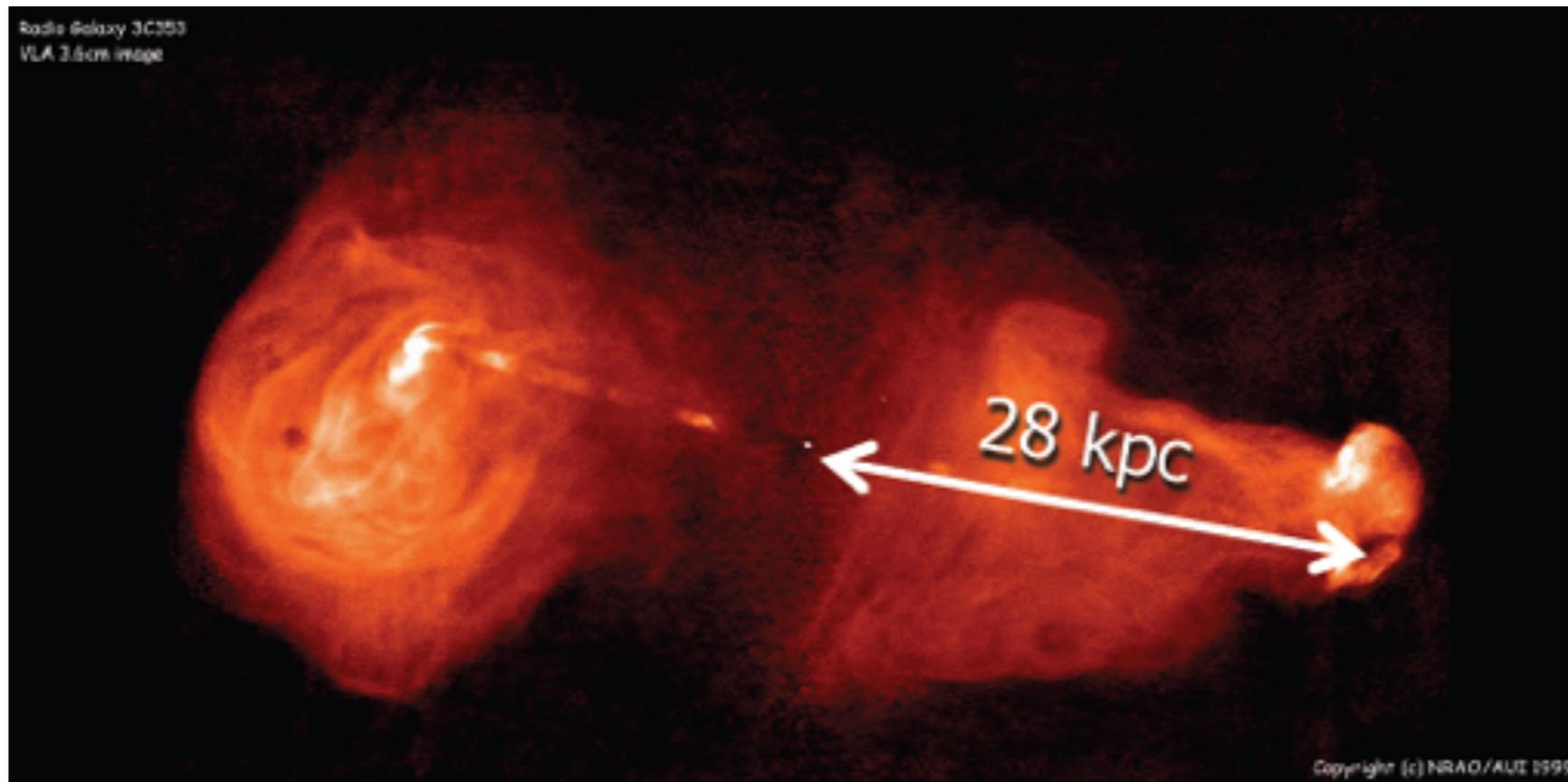
Darüber hinaus: Strahlungsverluste in der Quelle müssen berücksichtigt werden:

Synchrotronstrahlung, Photo-Reaktionen

S. Coutu, TIPP11

# One Example

- 3C353 - Active galaxy 130 Mpc away



... mehr zu den höchsten später in der Vorlesungsreihe!

# Ausbreitung Kosmischer Strahlung

- Das Quellspektrum durch Schock-Beschleunigung geht mit  $E^{-2}$ , wir beobachten aber  $E^{-2.7}$ , warum?
- ▶ Energieabhängiger Verlust von Teilchen beim Transport durch die Galaxie
- Entscheidende Beiträge:
  - Diffusion
  - Konvektion
  - Beschleunigung
- Zerfall instabiler Teilchen und Kerne
- Kollisionen
- Kaskadenproduktion, Spallation schwerer Kerne

Transport in turbulenten  
Magnetfeldern der Galaxie

Verlustprozesse

# Leaky Box Model

- Kosmische Strahlung propagiert frei in einem Volumen (Galaxie) mit konstanter Verschwindewahrscheinlichkeit

$$N(E, t) = N_0(E)e^{-t/\tau_{escape}}$$

# Leaky Box Model

- Kosmische Strahlung propagiert frei in einem Volumen (Galaxie) mit konstanter Verschwindewahrscheinlichkeit

$$N(E, t) = N_0(E)e^{-t/\tau_{escape}}$$

- Verschwindewahrscheinlichkeit ist energieabhängig:
  - höherenergetische Teilchen brechen leichter aus dem Magnetfeld der Galaxie aus, nehmen häufiger an sehr inelastischen Reaktionen teil
  - ▶ Das beobachtete Energiespektrum wird “steiler” als das Quellenspektrum,  $E^{-2.7}$

# Leaky Box Model

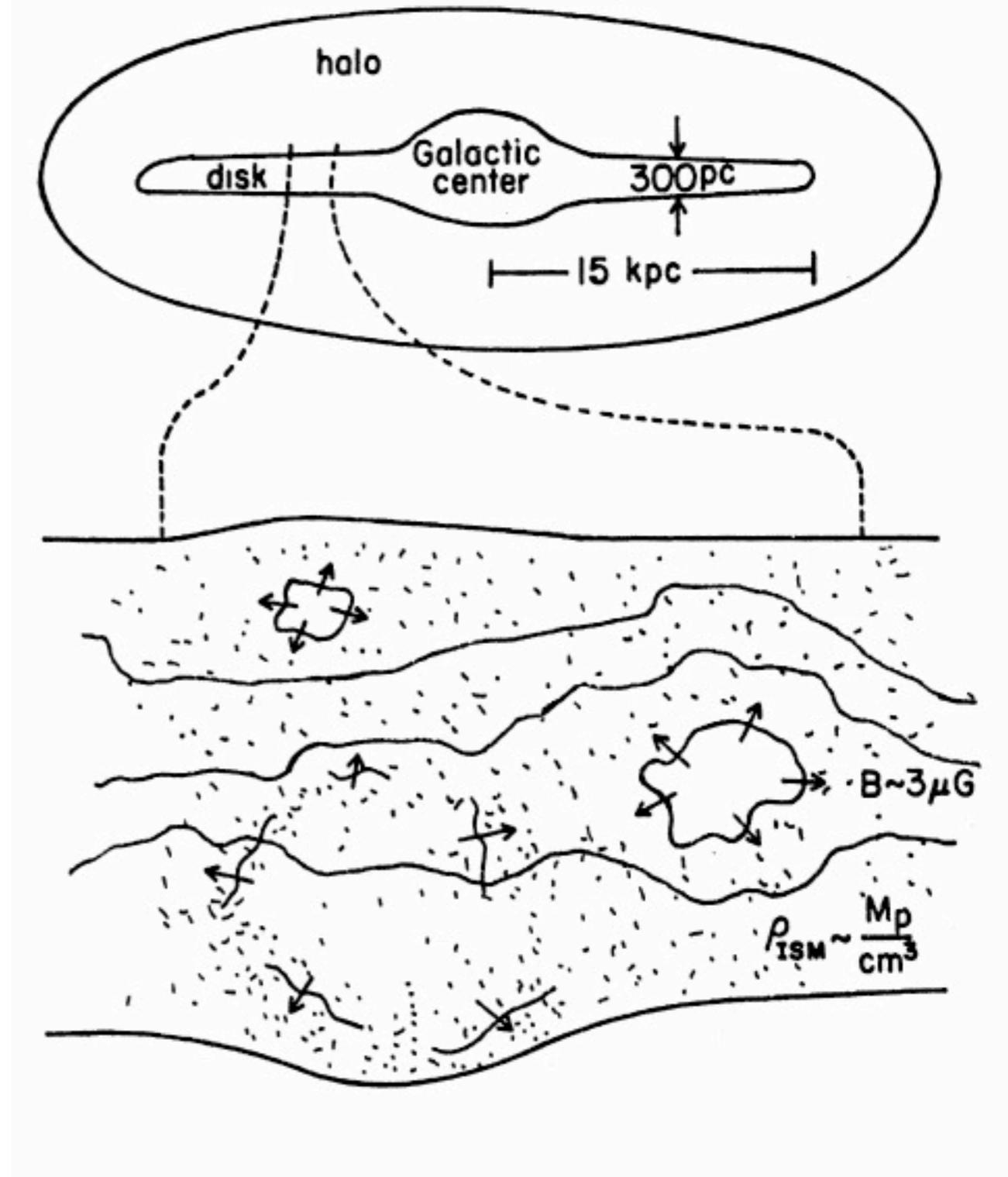
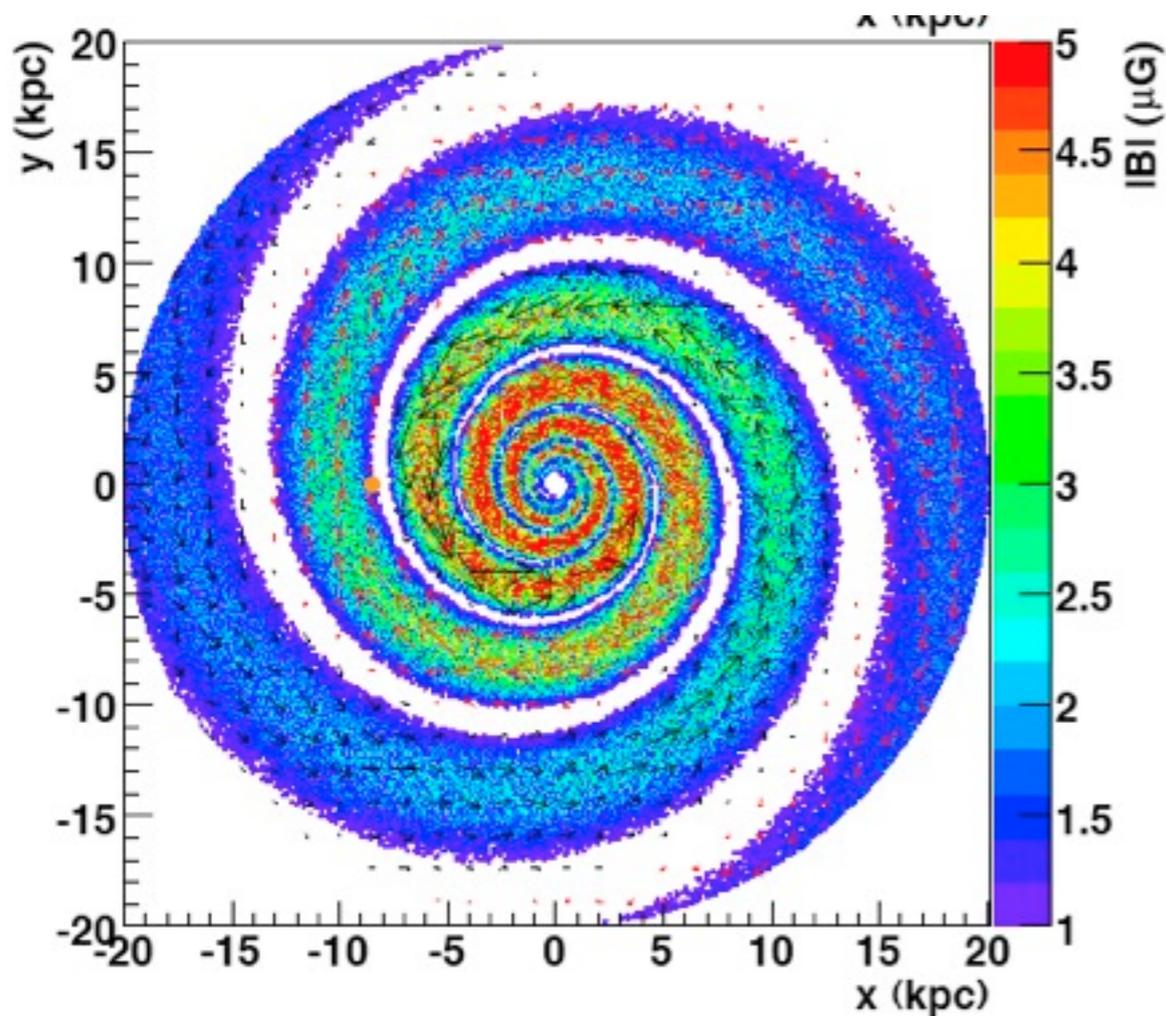
- Kosmische Strahlung propagiert frei in einem Volumen (Galaxie) mit konstanter Verschwindewahrscheinlichkeit

$$N(E, t) = N_0(E)e^{-t/\tau_{escape}}$$

- Verschwindewahrscheinlichkeit ist energieabhängig:
  - höherenergetische Teilchen brechen leichter aus dem Magnetfeld der Galaxie aus, nehmen häufiger an sehr inelastischen Reaktionen teil
  - ▶ Das beobachtete Energiespektrum wird “steiler” als das Quellenspektrum,  $E^{-2.7}$
- Verschwindewahrscheinlichkeit hängt von der Menge durchquerter Materie ab
  - Dichte des ISM in der Galaxie:  $\sim 1 \text{ Proton/cm}^3 \sim 1.7 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$
  - ▶ Pro Jahr durchquert ein Teilchen  $\sim 1.5 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^2$
  - ▶ Verschwinden nach ca.  $5 - 10 \text{ g/cm}^2$  (aus beobachteter Zusammensetzung)
  - ▶ Aufenthaltsdauer in der Galaxie ca.  $5 \times 10^6$  Jahre

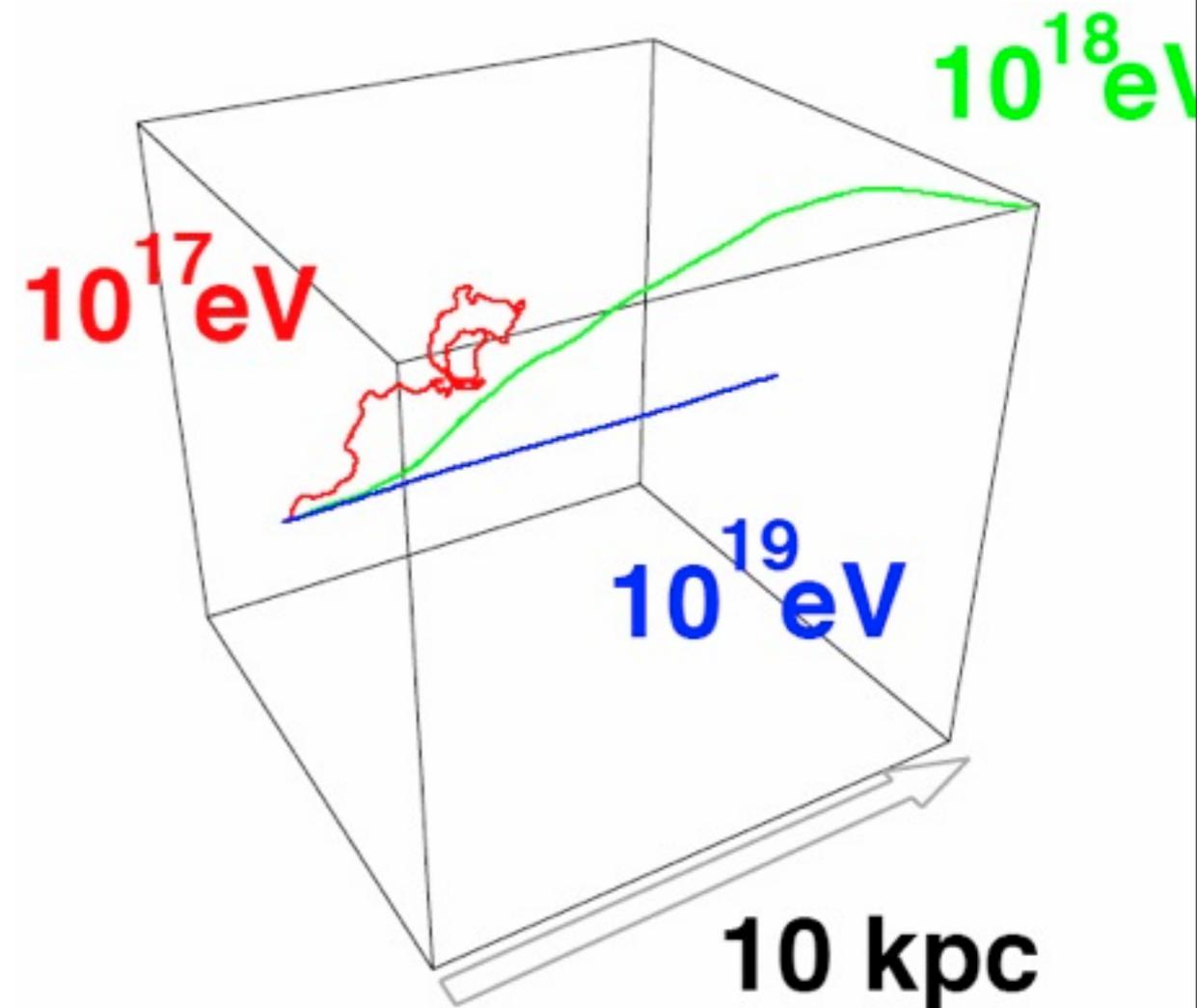
# Magnetfelder der Galaxie

- Magnetisches Feld entlang der Spiralarme, turbulentes Feld überlagert
- typische Stärke  $\sim 0.1 \text{ nT}$



# Ausbreitung von Teilchen in Magnetfeldern

- Geladenen Teilchen werden von kosmischen Magnetfeldern abgelenkt
- Simulation mit einem zufällig gerichteten Magnetfeld von  $\sim 0.1$  nT und Kohärenzlänge von  $\sim 100$  pc
  - Teilcheneinschuss mit verschiedenen Energien von links
- ▶ Nur höchstenergetische Teilchen ( $E \sim 10^{19}$  eV) können den Weg zu ihren Quellen zeigen



# Zusammenfassung

---

- Kosmische Strahlung ist seit 100 Jahren bekannt
  - Entdeckt von Victor Hess auf Ballonflügen
- Beschleunigungsmechanismus durch Streuung an kosmischen Wolken durch Fermi vor 60 Jahren vorgeschlagen (Fermibesleunigung 2. Art)
  - Nicht ausreichend zum Erreichen hoher Energien
- Beschleunigung in Supernova-Schockfronten (Fermibesleunigung 1. Art) kann Energien bis  $\sim 10^{14}$  eV erklären
  - Schockfront-Beschleunigung kann auch für die höchstenergetischen Teilchen verantwortlich sein, in Pulsaren, Blazaren, AGNs...

# Zusammenfassung

---

- Kosmische Strahlung ist seit 100 Jahren bekannt
  - Entdeckt von Victor Hess auf Ballonflügen
- Beschleunigungsmechanismus durch Streuung an kosmischen Wolken durch Fermi vor 60 Jahren vorgeschlagen (Fermibesleunigung 2. Art)
  - Nicht ausreichend zum Erreichen hoher Energien
- Beschleunigung in Supernova-Schockfronten (Fermibesleunigung 1. Art) kann Energien bis  $\sim 10^{14}$  eV erklären
  - Schockfront-Beschleunigung kann auch für die höchstenergetischen Teilchen verantwortlich sein, in Pulsaren, Blazaren, AGNs...

Nächste Vorlesung: 13.05., "Das Standardmodell", S. Bethke



# Themenübersicht

15.04.	Einführung
22.04.	Beschleuniger
29.04.	Detektoren in der Nicht-Beschleuniger-Physik
06.05.	Kosmische Beschleuniger
13.05.	Das Standardmodell
20.05.	<b>Pfingsten - Keine Vorlesung!</b>
27.05.	Starke Wechselwirkung
03.06.	Kosmische Strahlung I
10.06.	Kosmische Strahlung II
17.06.	Kosmische Strahlung III / Einführung Neutrinos
24.06.	Neutrinos I
01.07.	Neutrinos II
08.07.	Niederenergie - Präzisionsexperimente
15.07.	Dunkle Materie & Dunkle Energie

# Backup

# Erreichbare Energie

- Die Rate des Energiezuwachses ist gegeben durch die Dauer eines Zyklus und durch den Zuwachs pro Zyklus:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{t_{cycle}} = \frac{E \beta_{Schock}}{t_{cycle}}$$

# Erreichbare Energie

- Die Rate des Energiezuwachses ist gegeben durch die Dauer eines Zyklus und durch den Zuwachs pro Zyklus:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{t_{cycle}} = \frac{E \beta_{Schock}}{t_{cycle}}$$

- Betrachtung im Bezugssystem des Schocks:

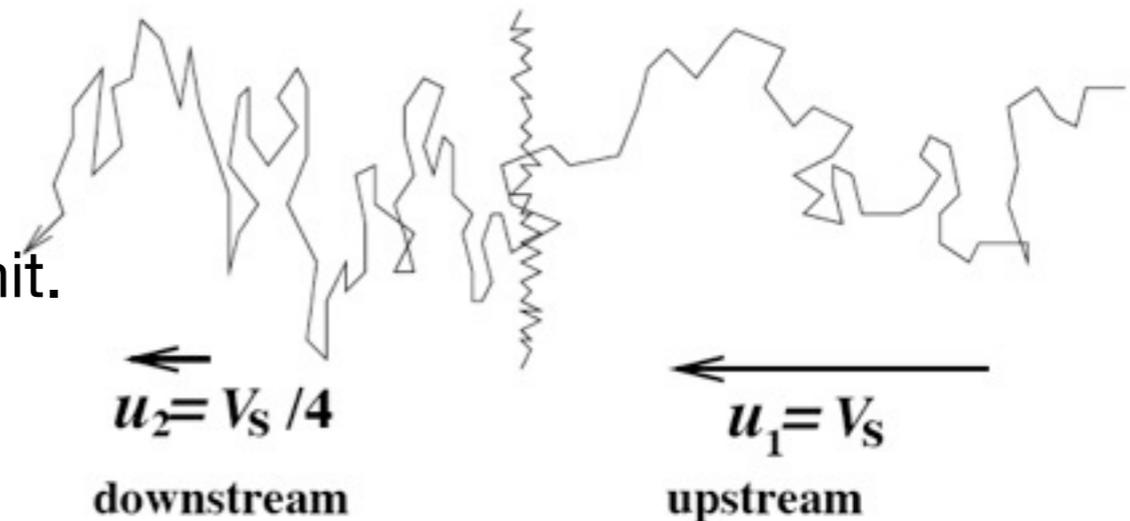
Hinter dem Schock:

Teilchen diffundiert (Diffusionskoeffizient  $k_2$ ),  
und "fließt" mit der Plasmageschwindigkeit mit.

Verweildauer hinter dem Schock:  $t$

Diffusion:  $\sqrt{k_2 t}$

gerichtete Bewegung:  $u_2 t$



# Erreichbare Energie

- Die Rate des Energiezuwachses ist gegeben durch die Dauer eines Zyklus und durch den Zuwachs pro Zyklus:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{t_{cycle}} = \frac{E \beta_{Schock}}{t_{cycle}}$$

- Betrachtung im Bezugssystem des Schocks:

Hinter dem Schock:

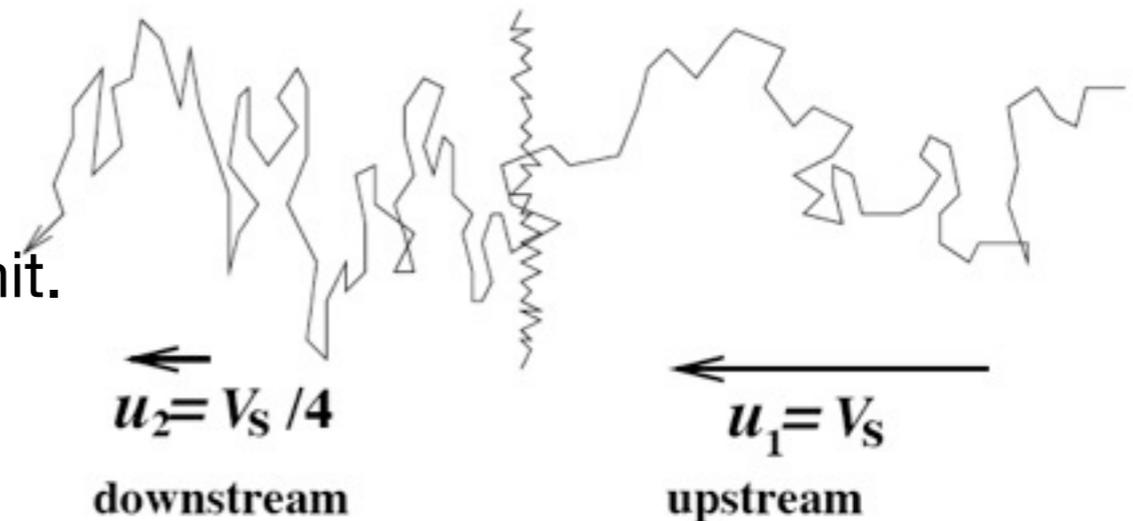
Teilchen diffundiert (Diffusionskoeffizient  $k_2$ ),  
und "fließt" mit der Plasmageschwindigkeit mit.

Verweildauer hinter dem Schock:  $t$

Diffusion:  $\sqrt{k_2 t}$

gerichtete Bewegung:  $u_2 t$

Hohe Wahrscheinlichkeit, wieder in den Schock zu kommen:  $\sqrt{k_2 t} \gg u_2 t$



# Erreichbare Energie

- Die Rate des Energiezuwachses ist gegeben durch die Dauer eines Zyklus und durch den Zuwachs pro Zyklus:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{t_{cycle}} = \frac{E \beta_{Schock}}{t_{cycle}}$$

- Betrachtung im Bezugssystem des Schocks:

Hinter dem Schock:

Teilchen diffundiert (Diffusionskoeffizient  $k_2$ ),  
und "fließt" mit der Plasmageschwindigkeit mit.

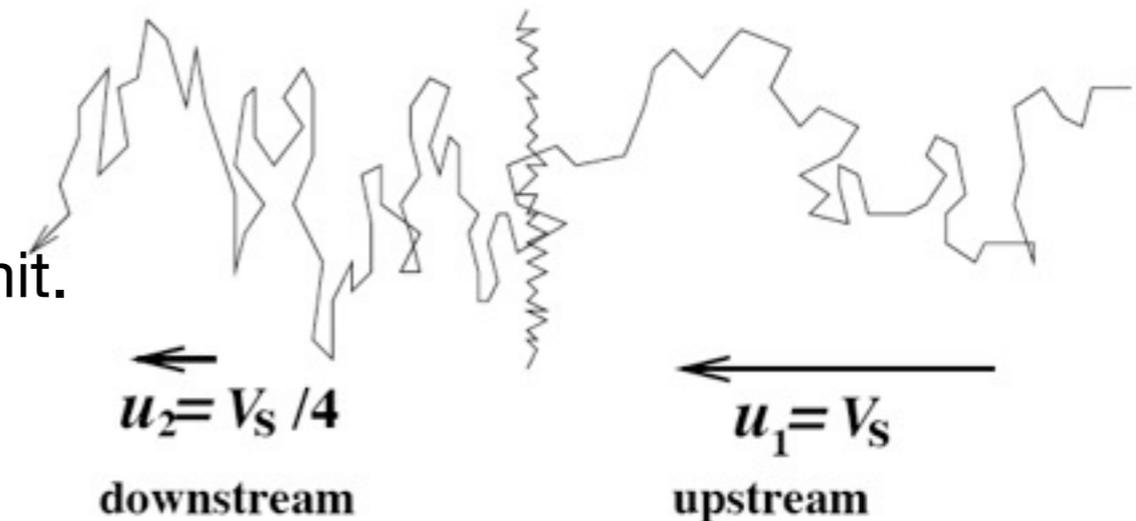
Verweildauer hinter dem Schock:  $t$

Diffusion:  $\sqrt{k_2 t}$

gerichtete Bewegung:  $u_2 t$

Hohe Wahrscheinlichkeit, wieder in den Schock zu kommen:  $\sqrt{k_2 t} \gg u_2 t$

Hohe Wahrscheinlichkeit, den Schock für immer zu verlassen:  $\sqrt{k_2 t} \ll u_2 t$



# Erreichbare Energie

- “Grenze”, die entscheidet, ob ein Teilchen “verloren” ist:  $\sim k_2/u_2$
- Verweildauer hinter dem Schock aus Teilchendichte und Übergangsrate:

$$t_2 \approx n_{CR} \frac{k_2}{u_2} \frac{1}{R_{Cross}} = \frac{4 k_2}{c u_2}$$

# Erreichbare Energie

- “Grenze”, die entscheidet, ob ein Teilchen “verloren” ist:  $\sim k_2/u_2$
- Verweildauer hinter dem Schock aus Teilchendichte und Übergangsrate:

$$t_2 \approx n_{CR} \frac{k_2}{u_2} \frac{1}{R_{Cross}} = \frac{4 k_2}{c u_2}$$

- Analoge Überlegungen für die “Upstream” - Zone:
  - $k_1/u_1$  markiert hier die Grenze zwischen Teilchen, die schon von hinter dem Schock gekommen und solchen, die noch nie durch den Schock gegangen sind

$$t_1 \approx \frac{4 k_1}{c u_1}$$

# Erreichbare Energie

- “Grenze”, die entscheidet, ob ein Teilchen “verloren” ist:  $\sim k_2/u_2$

- Verweildauer hinter dem Schock aus Teilchendichte und Übergangsrate:

$$t_2 \approx n_{CR} \frac{k_2}{u_2} \frac{1}{R_{Cross}} = \frac{4 k_2}{c u_2}$$

- Analoge Überlegungen für die “Upstream” - Zone:

- $k_1/u_1$  markiert hier die Grenze zwischen Teilchen, die schon von hinter dem Schock gekommen und solchen, die noch nie durch den Schock gegangen sind

$$t_1 \approx \frac{4 k_1}{c u_1}$$

- Damit ergibt sich die Zyklus-Dauer:

$$t_{cycle} = t_1 + t_2 \approx \frac{4}{c} \left( \frac{k_1}{u_1} + \frac{k_2}{u_2} \right) = \frac{4}{\beta_{Schock} c^2} (k_1 + 4k_2)$$

# Erreichbare Energie

- Die Diffusionskonstante hängt vom Magnetfeld ab (Diffusionslänge muss mindestens so groß sein wie der Larmor-Radius, damit Streuung an Magnetfeldänderungen funktioniert) - Bohm-Diffusions-Koeffizient:

$$k = \frac{1}{3} r_L c, \quad r_L = \frac{p}{ZeB} \sim \frac{E}{cZeB}$$

# Erreichbare Energie

- Die Diffusionskonstante hängt vom Magnetfeld ab (Diffusionslänge muss mindestens so groß sein wie der Larmor-Radius, damit Streuung an Magnetfeldänderungen funktioniert) - Bohm-Diffusions-Koeffizient:

$$k = \frac{1}{3} r_L c, \quad r_L = \frac{p}{ZeB} \sim \frac{E}{cZeB}$$

- Es folgt für die Zyklus-Dauer für  $k_1 = k_2$

$$t_{cycle} = \frac{20}{3} \frac{E}{c^2 \beta_{Schock} ZeB} \propto E$$

# Erreichbare Energie

- Die Diffusionskonstante hängt vom Magnetfeld ab (Diffusionslänge muss mindestens so groß sein wie der Larmor-Radius, damit Streuung an Magnetfeldänderungen funktioniert) - Bohm-Diffusions-Koeffizient:

$$k = \frac{1}{3} r_L c, \quad r_L = \frac{p}{ZeB} \sim \frac{E}{cZeB}$$

- Es folgt für die Zyklus-Dauer für  $k_1 = k_2$

$$t_{cycle} = \frac{20}{3} \frac{E}{c^2 \beta_{Schock} ZeB} \propto E$$

- Erreichbare Energie:

$$E_{max} = \int_0^{t_{acc}} \frac{dE}{dt} dt = \int_0^{t_{acc}} \frac{E \beta_{Schock}}{\frac{20E}{3c^2 \beta_{Schock} ZeB}} = \frac{3}{20} \beta_{Schock}^2 c^2 ZeB t_{acc}$$

# Erreichbare Energie

- Die Diffusionskonstante hängt vom Magnetfeld ab (Diffusionslänge muss mindestens so groß sein wie der Larmor-Radius, damit Streuung an Magnetfeldänderungen funktioniert) - Bohm-Diffusions-Koeffizient:

$$k = \frac{1}{3} r_L c, \quad r_L = \frac{p}{ZeB} \sim \frac{E}{cZeB}$$

- Es folgt für die Zyklus-Dauer für  $k_1 = k_2$

$$t_{cycle} = \frac{20}{3} \frac{E}{c^2 \beta_{Schock} ZeB} \propto E$$

- Erreichbare Energie:

$$E_{max} = \int_0^{t_{acc}} \frac{dE}{dt} dt = \int_0^{t_{acc}} \frac{E \beta_{Schock}}{\frac{20E}{3c^2 \beta_{Schock} ZeB}} = \frac{3}{20} \beta_{Schock}^2 c^2 ZeB t_{acc}$$

- Für typische Werte ( $\beta_{Schock} \sim 0.03$ ,  $B \sim 0.3$  nT,  $t_{acc} \sim 1000$  Jahre)  
 $E_{max} \sim 10^{14}$  eV (für Protonen)
- ▶ bis zum Knie der Verteilung