

Abbildung 7.5: Zur Thermodynamik einer Schockwelle. Links: im System des ruhenden interstellaren Gases, rechts: im System, in dem die Schockfront ruht.

7.4 Schockbeschleunigung in Supernova-Resten

Die Beschleunigung von Kosmischer Strahlung in Schockwellen von Supernova-Explosionen ist eine gute Möglichkeit das CR-Spektrum zu erklären. Wir wollen zunächst die thermodynamischen Aspekte der Ausbildung einer Schockwelle diskutieren und dann den Beschleunigungsmechanismus in den Schockwellen, auch Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung genannt, erklären.

7.4.1 Schockwellen

Eine Schockwelle ist eine Druckwelle, die sich mit Überschallgeschwindigkeit beziehungsweise mit mehr als der Alfvén-Geschwindigkeit bewegt:

$$u > c_{Schall} \quad \text{oder} \quad u > c_{Alfvén}. \quad (7.44)$$

Daraus ergibt sich:

- keine Störung vor der Wellenfront;
- Unstetigkeit an der Wellenfront, entsprechend dem ‘Schock’.

Eine Einsicht in das Verhalten von Schockwellen bietet die folgende vereinfachende thermodynamische Betrachtung (siehe [6], Kap. 10). Das Gas vor ($i = 1$) und hinter ($i = 2$) der Schockfront wird charakterisiert durch Druck, Dichte und Temperatur (P_i, ρ_i, T_i) (Abb. 7.5), die durch die ‘**Schockbedingungen**’ für die Erhaltung der Massen-, Energie- und Impulsflüsse miteinander verknüpft sind:

(i) Massenerhaltung:

$$j = \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (7.45)$$

(ii) Energieerhaltung:

$$P_1 + \frac{1}{2}\rho_1 v_1^2 + \epsilon_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho_2 v_2^2 + \epsilon_2 \quad (7.46)$$

Das entspricht der Bernoulli-Gleichung für strömende Flüssigkeiten, wobei hier wegen der Kompressibilität der Gase die Änderung der inneren Energiedichte ϵ_i oder der Enthalpiedichte $\epsilon_i + P_i$ zu berücksichtigen ist.

(iii) Impulserhaltung:

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2. \quad (7.47)$$

Die Berechnung der Verhältnisse P_2/P_1 , ρ_2/ρ_1 , T_2/T_1 erfolgt im Ruhesystem der Schockfront (Abb. 7.5 rechts). Man beachte, dass das Gas hinter der Schockfront nicht die gleiche Geschwindigkeit wie die Schockfront hat, weil sich die Schockfront durch aufgesammeltes interstellares Gas relativ zu dem nachfolgenden Gas nach vorn bewegt. Zur weiteren Berechnung sind noch zusätzlich Annahmen über die Zustandsgleichung und andere Abhängigkeiten der thermodynamischen Größen zu machen. Hier soll angenommen werden, dass das Gas als **ideales Gas** zu beschreiben ist. Druck und innere Energie sind dann gegeben durch:

$$P = nkT, \quad \epsilon = \frac{f}{2}nkT = \frac{f}{2}P \quad (7.48)$$

Damit kann man in (ii) die Enthalpiedichte einsetzen:

$$\epsilon + P = \frac{f+2}{2}P = \frac{\gamma}{\gamma-1}P. \quad (7.49)$$

Dabei ist der Adiabatenkoeffizient γ :

$$\gamma = \frac{c_P}{c_V} = \frac{f+2}{f} = \frac{5}{3} \quad (7.50)$$

für einatomiges Gas (zum Beispiel Wasserstoff). Schließlich sind noch die Schallgeschwindigkeit c_i und die Mach-Zahl M_i gegeben durch:

$$c_i = \sqrt{\frac{\gamma P_i}{\rho_i}}, \quad M_i = \frac{v_i}{c_i} \quad (7.51)$$

Wir umgehen jetzt die Details der weiteren Rechnung¹ und beschränken uns auf den Fall eines ‘starken Schocks’

$$M_1 \gg 1. \quad (7.52)$$

Dann ergibt sich:

$$\begin{array}{l} \text{für } \gamma = \frac{5}{3} \\ \hline \frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 = \frac{5}{4} M_1^2 \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \approx \frac{v_2}{v_1} = 4 \\ \frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M_1^2 = \frac{5}{16} M_1^2 \end{array} \quad (7.53)$$

Im Weiteren werden wir vor allem die Geschwindigkeit u_2 des Gases hinter der Schockfront benutzen. Aus

$$-u = v_1 = 4v_2 = 4(u_2 - u) \quad (7.54)$$

folgt:

$$u_2 = \frac{3}{4}u. \quad (7.55)$$

Die Schockfront hat also, wie oben bereits angemerkt, eine höhere Geschwindigkeit als das nachfolgende Gas, weil die Schockfront Material aufsammelt und sich dadurch das Schockgebiet ausdehnt.

¹Details findet man in [6] und in der Doktorarbeit von N. Komin http://www-hess.physik.hu-berlin.de/public/dissertation/Nukri_Komin_Dissertation.pdf

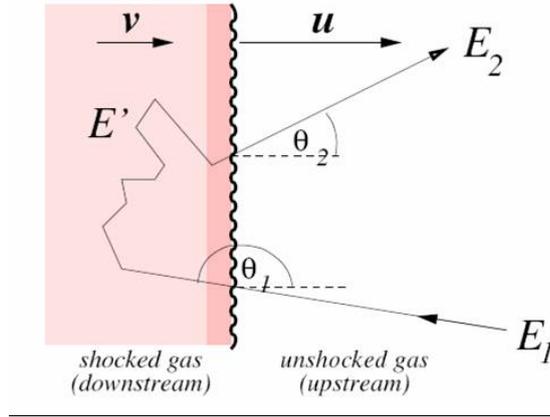


Abbildung 7.6: Fermi-Beschleunigung 1.Ordnung an einer Schockfront.

7.4.2 Beschleunigung in Schockwellen

Die Beschleunigung in einer Schockwelle (Abb. 7.6) soll hier analog zur Fermi-Beschleunigung in Abschnitt 7.3 berechnet werden, mit dem wesentlichen Unterschied, dass die Schockwelle eine Vorzugsrichtung hat und dass deshalb die Mittelung über die Streuwinkel anders ist. Wir werden sehen, dass der Energiezuwachs dann linear von der Geschwindigkeit der Schockwelle abhängt. Zusätzlich muss die Annahme gemacht werden, dass die Teilchen auch in dem interstellaren, ungestörten Gas vor der Schockfront Magnetfelder vorfinden, die sie mit einer vertretbaren Zeitkonstante zurückstreuen können. Für die Berechnung der Energie nach der Streuung in der Schockwelle (Abb. 7.6) greifen wir auf (7.33) in Abschnitt 7.3 zurück:

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 + \beta \cos \theta'_2) (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (7.56)$$

Nach dem in Abschnitt 7.4.1 besprochene Modell für die Schockwelle gilt hier:

$$\beta = \frac{3u}{4c}. \quad (7.57)$$

Die gestreute Energie (7.56) ist wieder über die Winkel zu mitteln:

$$\langle E_2 \rangle = \gamma^2 E_1 (1 + \beta \langle \cos \theta'_2 \rangle) (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) \quad (7.58)$$

Die Mittelung führen wir nur über die jeweilige Hemispäre aus, in der das Teilchen dem Beschleunigungsprozess erhalten bleibt (der andere Teil geht in die Verlustwahrscheinlichkeit ein):

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^0 \cos \theta_1 d \cos \theta_1}{\int_{-1}^0 d \cos \theta_1} = -\frac{1}{2} \quad (7.59)$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{\int_0^{+1} \cos \theta'_2 d \cos \theta'_2}{\int_0^{+1} d \cos \theta'_2} = \frac{1}{2} \quad (7.60)$$

Mit diesen beiden Mittelungen ergibt sich für die mittlere Energie des gestreuten Teilchens wie in Abschnitt 7.3:

$$\langle E_2 \rangle = \gamma^2 E_1 (1 + \frac{1}{2}\beta)^2 = E_1 \frac{(1 + \frac{1}{2}\beta)^2}{1 - \beta^2} = E_1 (1 + \beta + O(\beta^2)) \quad (7.61)$$

oder:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{\langle E_2 \rangle - E_1}{E_1} \approx \beta = \frac{3}{4}u \quad (7.62)$$

Das heißt, dass der Energiezuwachs hier von 1. Ordnung in der Geschwindigkeit der Schockwelle ist. Auch hier ergibt sich mit der Annahme, dass der Energiezuwachsparameter,

$$\xi = 1 + \frac{3}{4}u/c, \quad (7.63)$$

und die Verbleibwahrscheinlichkeit P konstant sind, ein Potenzgesetz (7.43) für das Energiespektrum:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dE}(E_0) \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-1 + \ln P / \ln \xi} = \frac{dN}{dE}(E_0) \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^\alpha \quad (7.64)$$

Numerische Abschätzungen ergeben auch hier Werte $\alpha \approx -2.0 \dots 2.2$, was mit dem beobachteten Wert $\alpha \approx 2.7$ unterhalb des Knies bei Berücksichtigung von Energieverlusteffekten im interstellaren Medium konsistent ist. Die Erklärung der Energien oberhalb des Knies im Energiespektrum bleibt auch hier offen, weil die interstellaren Magnetfelder nicht ausreichen, um bei den hohen Energien die Rückstreuung zur Schockfront zu gewährleisten.

7.5 Pulsare

Die Eigenschaften von Pulsaren haben wir in Abschnitt 6.3.5 eingeführt. Pulsare sind wegen der extrem hohen Magnetfelder und der hohen Rotationsgeschwindigkeiten starke Strahlungsquellen. Im allgemeinen sind die Rotationsachse und die Achse des Magnetfeldes gegeneinander geneigt (Abb. 6.19), was zu der Beobachtung von Strahlungspulsen führt. Gepulste Gamma-Strahlung wird bis in den 10-GeV-Bereich beobachtet (Abb. 7.7). Obwohl Pulsare auch als TeV-Gammastrahler identifiziert wurden, konnte im TeV-Bereich mit den HESS-Teleskopen keine gepulste Strahlung von den drei in Abb. 7.7 gezeigten Pulsaren gefunden werden [16].

7.5.1 Das Goldreich-Julian-Modell

Die Phänomene in der Magnetosphäre eines Pulsars sind im Allgemeinen sehr komplex. Zur Vereinfachung wird in dem Goldreich-Julian-Modell angenommen, dass die Drehachse und die Magnetfeldachse parallel sind ('aligned rotator'). Wir wollen im Folgenden die Berechnung des Modells nachvollziehen und beziehen uns auf die in Abb. 7.8 angegebenen Variablen. Es wird angenommen, dass das Magnetfeld statisch und das eines punktförmigen Dipols ist:

$$\vec{B}(r, \theta) = \frac{B_0}{2} \left(\frac{R}{r} \right)^3 (2 \cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta) \quad (7.65)$$

Innerhalb des Sterns ($r < R$) bewegen sich die Teilchen durch das Feld mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} = r \sin \theta \vec{e}_\phi \quad (\vec{e}_\phi = \vec{e}_r \times \vec{e}_\theta). \quad (7.66)$$

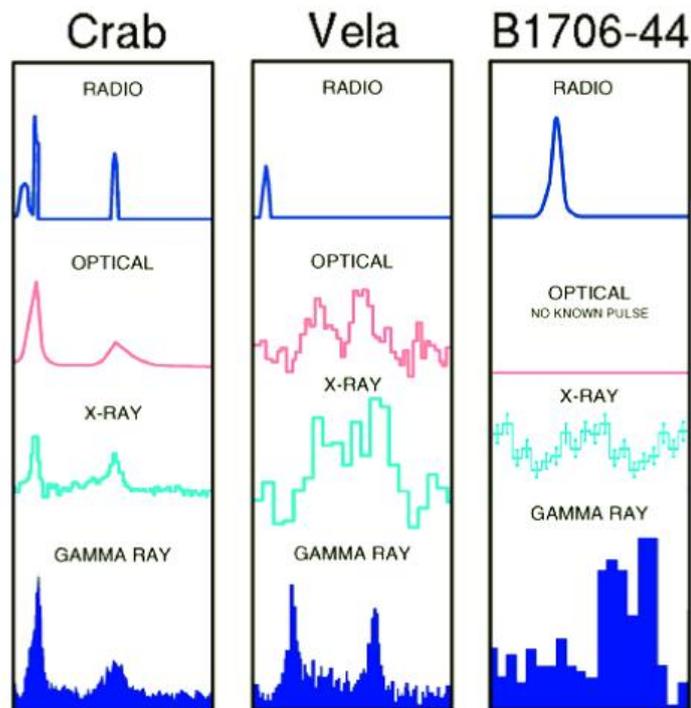


Abbildung 7.7: Lichtkurven als Funktion der Phase für drei verschiedene Pulsare und verschiedene Spektralbereiche.

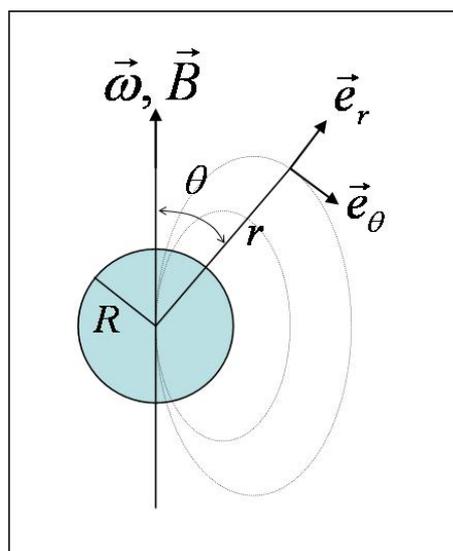


Abbildung 7.8: Zur Berechnung des Goldreich-Julian-Modells.

Die Sternmaterie sei ein idealer Leiter, in dem sich ein Gleichgewicht zwischen Lorentz-Kraft, die die Ladungen separiert, und dem dadurch induzierten Feld einstellt:

$$\vec{F} = q (\vec{E}_{ind} + \vec{v} \times \vec{B}) = 0 \quad (r \leq R) \quad (7.67)$$

Das induzierte elektrische Feld ist also:

$$\vec{E}_{ind} = -\vec{v} \times \vec{B} = -(\vec{\omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} \quad (7.68)$$

innerhalb des Sterns. Mit (7.66) und (7.65) ergibt sich:

$$\vec{E}_{ind} = \frac{\omega B_0 R^3}{2} \frac{1}{r^2} [\sin^2 \theta \vec{e}_r - 2 \cos \theta \sin \theta \vec{e}_\theta] \quad (7.69)$$

Wegen $\nabla \times \vec{E}_{ind} = 0$ gibt es ein Potential Φ , mit dem man das elektrische Feld erzeugen kann:

$$\vec{E}_{ind} = -\nabla \Phi \quad \text{mit} \quad \Phi(r \leq R, \theta) = \Phi_0 \frac{R}{r} \sin^2 \theta, \quad (7.70)$$

Dabei ist Φ_0 der Spannungsabfall auf der Oberfläche des Sterns zwischen Pol und Äquator:

$$\Phi_0 = \frac{\omega B_0 R^2}{2} = 3 \cdot 10^{16} \text{ V} \left(\frac{B_0}{10^8 \text{ T}} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2, \quad (7.71)$$

Das Potential $\Phi = \Phi^i$ im Inneren des Sterns muss an der Sternoberfläche stetig sein. Unter der Annahme, dass ausserhalb des Sterns Vakuum ist, kann man für $r > R$ das Potential durch Lösen der Laplace-Gleichung und stetiger Anpassung bei $r = R$ fortsetzen:

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0 \implies \Delta \Phi^a = 0 \quad (7.72)$$

Die allgemeine Lösung im axialsymmetrischen Fall mit der Randbedingung $\Phi = 0$ für $r \rightarrow \infty$ ist eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen $P_l(\cos \theta)$:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{r^{l+1}} a_l P_l(\cos \theta) \quad (7.73)$$

Die Koeffizienten a_l werden durch die Randbedingung $\Phi^i(r = R, \theta) = \Phi^a(r = R, \theta)$ festgelegt. Da $\Phi^i \sim \sin^2 \theta$ sind nur die Koeffizienten für $l = 0$ und $l = 2$ ungleich 0:

$$\Phi(r = R, \theta) = \Phi_0 (1 - \cos^2 \theta) = \Phi_0 \frac{2}{3} [P_0(\cos \theta) - P_2(\cos \theta)] \quad (7.74)$$

Das Potential ist damit eine Superposition der Potentiale einer Punktladung (Monopol, $l = 0$) und eines Quadrupols ($l = 2$). Das Potential ausserhalb des Sterns ist dann:

$$\Phi^a(r, \theta) = \Phi_0 \left[\frac{2R}{3r} - \frac{1}{3} \left(\frac{R}{r} \right)^3 (3 \cos^2 \theta - 1) \right] \quad (7.75)$$

Damit kann das elektrische Feld im Außenraum bestimmt werden:

$$\vec{E}_{ind} = -\nabla \Phi \quad (7.76)$$

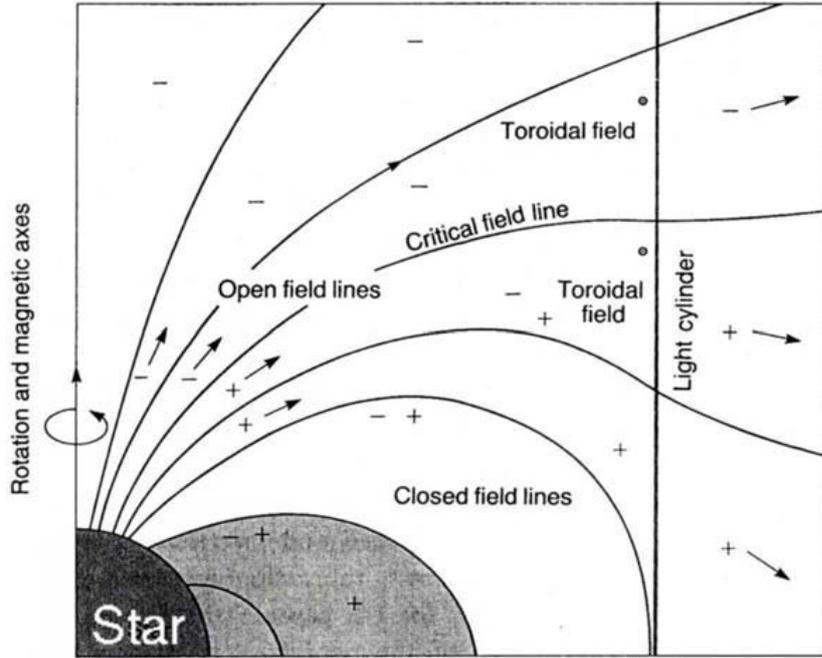


Abbildung 7.9: Schematische Darstellung der Magnetosphäre eines ‘aligned rotator’ nach dem Modell von Goldreich und Julian. Entlang den offenen Feldlinien fließen oberhalb einer ‘kritischen Feldlinie’ negativ geladene Teilchen und unterhalb dieser Feldlinien positiv geladene Teilchen nach aussen (aus [6]).

Von Interesse ist besonders das elektrische Feld parallel zu dem Magnetfeld, weil es Teilchen, die entlang den Feldlinien laufen, beschleunigt:

$$E_{||,ind} := \frac{\vec{E}_{ind} \cdot \vec{B}}{|\vec{B}|} = 4 \frac{\Phi_0}{R} \left(\frac{R \frac{1}{3} \cos \theta - \cos^3 \theta \left(\frac{R}{r} \right)^2}{r \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1}} \right) \quad (7.77)$$

Auf der Sternoberfläche ist dieses Feld

$$E_{||,ind} = O(10^{12} \text{V/m}) \quad (7.78)$$

und damit viel größer als die Gravitationskräfte, die auf die Teilchen wirken. Die radiale Komponente des elektrischen Feldes $E_{r,ind}$ hat eine Diskontinuität an der Sternoberfläche, die zu einer Flächenladungsdichte führt:

$$\sigma = \varepsilon_0 \left(E_{r,ind}(r \xrightarrow{>} R) - E_{r,ind}(r \xrightarrow{<} R) \right) = \frac{\varepsilon_0 \Phi_0}{R} \left(\frac{2}{3} - 2 \cos^2 \theta \right) \quad (7.79)$$

Allerdings werden bei starken $E_{||}$ die Ladungen aus der Oberfläche gezogen und es wird sich ein Plasma im Außenraum bilden (im Gegensatz zu unserer Annahme, dass außen Vakuum herrscht). Das äußere Feld wird die Ladungen im Plasma trennen bis es sich selbst kompensiert. Die sich dadurch aufbauende Ladungsdichte, genannt ‘Goldreich-Julian-Ladungsdichte’ ist:

$$\rho_{GJ} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \vec{E}_{ind} = -\varepsilon_0 \Phi_0 \frac{R}{r^3} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) = -2 \varepsilon_0 \vec{\omega} \cdot \vec{B} \quad (7.80)$$

Die Fläche, die durch $\vec{\omega} \cdot \vec{B} = 0$ definiert wird, trennt also Ladungsbereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen.

In einem stationären Gleichgewicht rotiert das Plasma mit dem Stern mit der Driftgeschwindigkeit:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (\text{mit der Annahme } \vec{v} \cdot \vec{B} = 0) \quad (7.81)$$

Spätestens in der Nähe des ‘Lichtzylinders’, an dem die Driftgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit wäre, kann das Plasma der Rotation nicht mehr folgen. Der Radius des Lichtzylinder ist:

$$v = r\omega = c \implies R_{lc} = \frac{c}{\omega} = 4.8 \cdot 10^4 \text{ km} \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right), \quad (7.82)$$

Nach dem Modell fließen auf den Magnetfeldlinien, die sich nicht innerhalb des Lichtzylinders schließen, Ladungen nach außen von dem Stern weg (Abb. 7.9). Das führt dazu, dass Ladungen nachgeliefert werden müssen und zwar aus dem Bereichen, in denen die offenen Feldlinien enden. Das ist in dem Bereich der Polkappen (‘polar cap’), der durch die letzten geschlossenen Feldlinien umgrenzt wird. Um diese Begrenzung zu berechnen, gehen wir von der Darstellung einer Feldlinie des punktförmigen Dipols (7.65) aus:

$$r = a \cdot \sin^2 \theta \quad (7.83)$$

Für die letzte geschlossene Feldlinie, die bei $r = R_{lc}$ und $\theta = \pi/2$ gerade den Lichtzylinder berührt, ergibt sich $a = R_{lc}$. Damit läßt sich der halbe Öffnungswinkel der Polkappe berechnen:

$$\theta_{pc} \approx \sin \theta_{pc} = \sqrt{\frac{R}{R_{lc}}} = 0.83^\circ \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1/2}, \quad (7.84)$$

entsprechend eine Polkappenradius:

$$R_{pc} = R \theta_{pc} \approx \sqrt{\frac{R^3 \omega}{c}} = 145 \text{ m} \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-1/2}. \quad (7.85)$$

Es wird angenommen, dass im Bereich der geschlossenen Feldlinien keine Ladungen fließen, dass die Ladungsverteilung statisch ist, und dass im Bereich der offenen Feldlinien Ladungen aus den Polkappen gezogen werden und entlang der Magnetfeldlinien beschleunigt werden. Eine Abschätzung für die möglichen elektrischen Feldstärken gibt der Spannungsabfall im Bereich der Polkappen mit (7.70) und für $R = 10 \text{ km}$:

$$\Delta V_{pc} \equiv \Phi(R, \theta = \theta_{pc}) - \Phi(R, \theta = 0) = \frac{\omega^2 B_0 R^3}{2c} = 6.6 \cdot 10^{12} \text{ V} \left(\frac{B_0}{10^8 \text{ T}} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \quad (7.86)$$

In dem Magnetfeld strahlen Elektronen und Positronen Synchrotron- und Krümmungsstrahlung ab, die wiederum Paarbildung in dem Magnetfeld machen und zu

einem Plasma führen, das zu dem beobachteten Pulsarwind führt. In den starken Magnetfeldern und dem Strahlungsfeld können Elektronen über den inversen Compton-Effekt hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugen (siehe unten die Diskussion der Messung gepulster Gamma-Strahlung im TeV-Bereich).

Dieses Modell zeigt, welche großen Kräfte grundsätzlich bei der schnellen Rotation eines Neutronensterns mit einem sehr starken Magnetfeld auftreten können. Allerdings sind die Rechnungen nicht immer konsistent und die Ergebnisse problematisch. Insbesondere stellt man fest, dass im stationären Gleichgewicht eigentlich keine Beschleunigungen auftreten, weil sich Felder durch Ladungen abschirmen.

7.5.2 Nicht-ausgerichtetes Magnetfeld

Ein dynamischeres Verhalten erwartet man, wenn Rotationsachse und Magnetfeld nicht ausgerichtet sind (Abb. 7.10). Hier weisen numerische Rechnungen darauf hin, dass neben einem Ladungsfluss im Bereich der Polkappen eine Teilchenbeschleunigung in einem Bereich getrennter Ladungen in der Nähe des Äquators ('outer gap') auftritt. In diesem Bereich ist die Chance größer, dass hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugt und nicht gleich wieder absorbiert wird. Deshalb ist das 'Outer Gap' Modell für die TeV-Gamma-Astronomie attraktiv.

Eine Abschätzung für die maximal mögliche Beschleunigung wird in [6] diskutiert. Dazu betrachtet man die zeitliche Änderung des Magnetfeldes, durch die ein elektrisches Feld induziert wird, in der Nähe des Lichtzylinders:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7.87)$$

Wenn sich die Änderung über eine typische Länge L mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, läßt sich abschätzen:

$$\frac{E}{L} = \frac{B}{L/c} \implies E = Bc \quad (7.88)$$

In diesem Feld kann ein Teilchen beschleunigt werden:

$$E_{max} = \int_0^L e E ds = e B c L \quad (7.89)$$

Mit typischen Werten $B = 10^6$ T und $L = 100$ km erhält man als Abschätzung der maximal erreichbare Energie durch diese Betatron-Beschleunigung:

$$E_{max} = 3 \cdot 10^{19} \text{ eV}. \quad (7.90)$$

Einen Überblick über die typischen Größen und angenommenen Magnetfelder verschiedener kosmischer Objekte und die nach (7.89) zu erwartende maximal erreichbare Energie gibt das so genannte Hillas-Diagramm in Abb. 7.11.

Als eine weitere Möglichkeit, Teilchen auf hohe Energien zu bringen, wird die Beschleunigung durch starke Radiostrahlungspulse, die von dem Pulsar erzeugt werden, betrachtet. Durch eine Synchrotronstrahlungs-Paarbildungs-Kaskade werden Pulse kohärenter Radiostrahlung emittiert, in denen die Felder Stärken von $B = 10^6$ T

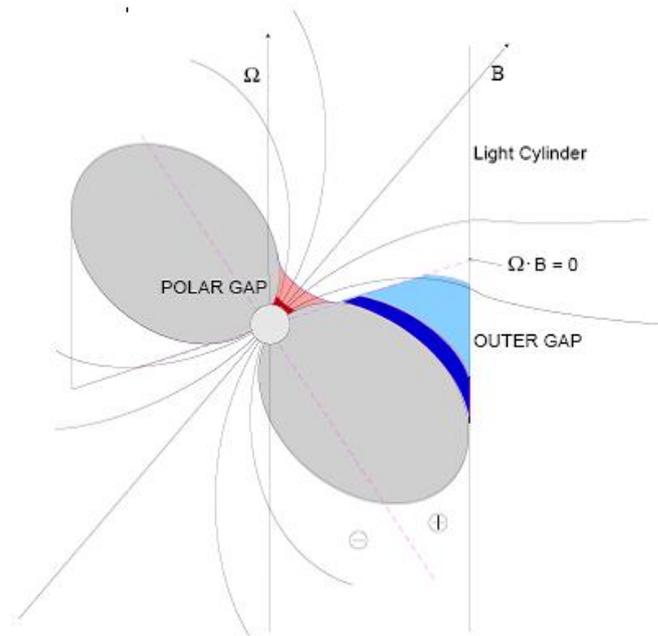


Abbildung 7.10: Magnetospäre eines Pulsars, dessen Rotations- und Magnetfeldachsen nicht ausgerichtet sind.

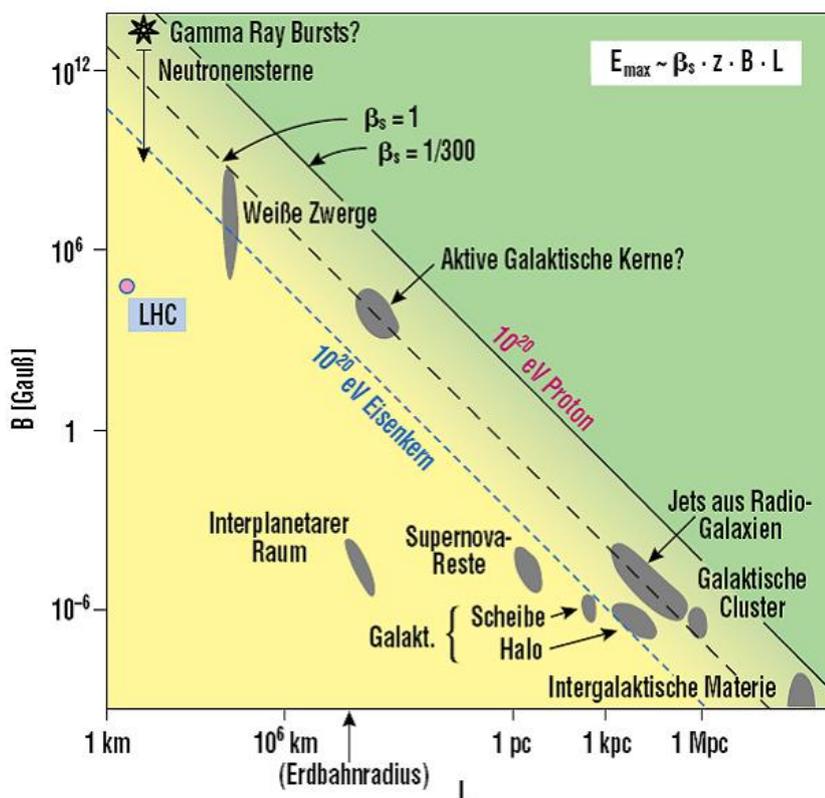


Abbildung 7.11: Im so genannten Hillas-Diagramm wird die charakteristische Größe L eines Objektes gegen die dort herrschende oder vermutete Magnetfeldstärke B aufgetragen. Objekte unterhalb der gestrichelten Linie können keine Protonen ($z = 1$) auf $E \geq 10^{20}$ eV beschleunigen, für Eisenkerne gilt entsprechend die gepunktete Linie ($z = 26$).

	P [ms]	τ [yr]	d [kpc]	B_0 [10^{12} G]	\dot{E}_{sd} [erg s $^{-1}$]
Crab	33.6	1,300	2.0	3.8	$4.5 \cdot 10^{38}$
Vela	89.3	11,000	0.3	3.3	$7.0 \cdot 10^{36}$
PSR B1706–44	102.5	17,000	1.8	3.1	$3.4 \cdot 10^{36}$

Abbildung 7.12: Tabelle der Parameter von drei Pulsaren, die auf gepulste TeV-Gammastrahlung untersucht wurden.

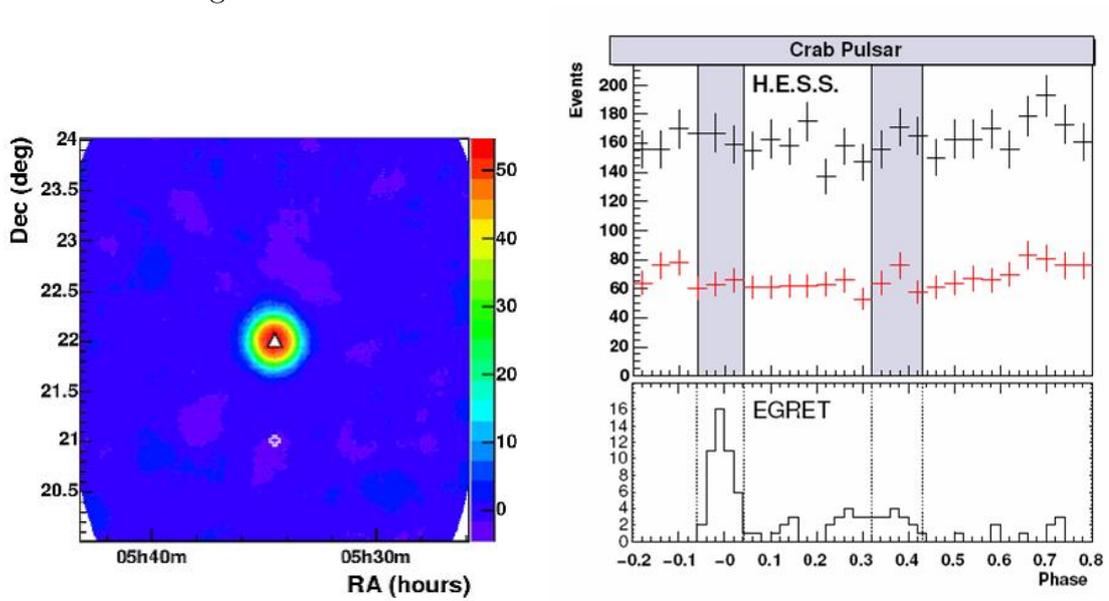


Abbildung 7.13: Links: Darstellung der Signifikanz von TeV-Gammastrahlung über dem Untergrund im Bereich des Krebspulsars (HESS); die aus anderen Frequenzbereichen bekannte Position des Pulsars ist durch Δ gekennzeichnet. Rechts: 'Phasogramm' des Krebspulsars für TeV-Gammastrahlung, in dem keine signifikante Struktur auf gepulste Strahlung hinweist, verglichen mit EGRET-Messungen von GeV-Gammastrahlung, die gepulst beobachtet wird.

und $E = 3 \cdot 10^{14}$ V/m erreichen können. Damit die Teilchen in Phase mit dem Feld bleiben (auf der Welle 'reiten') müssen sie relativistisch sein. Die Zeitkonstante τ für die Beschleunigung auf Lichtgeschwindigkeit kann man durch

$$\gamma \frac{mc}{\tau} = eE \implies \tau \approx \frac{mc}{eE} \approx 10^{-14} \text{ s} \quad (7.91)$$

abgeschätzt werden. Diese Zeit ist so kurz, dass die Einstellung der richtigen Phase kein Problem ist. Ein wesentliches Problem ist allerdings, dass für eine im Vakuum frei propagierende Welle das elektrische Feld transversal zur Ausbreitungsrichtung schwingt und damit nicht beschleunigen kann. Die gewünschte longitudinale Komponente kann bei Ausbreitung der Radiostrahlung in einem Plasma entstehen (Plasmapwellenbeschleunigung wird auch im Labor als mögliche Zukunftstechnik studiert) oder in dem Nahfeld des rotierenden Dipols (die Dipolstrahlung hat bekanntlich im Nahbereich sowohl transversale als auch longitudinale Komponenten).

An Modellen für solche Beschleunigungsmechanismen, die experimentell überprüfbare Vorhersagen machen, wird gearbeitet.

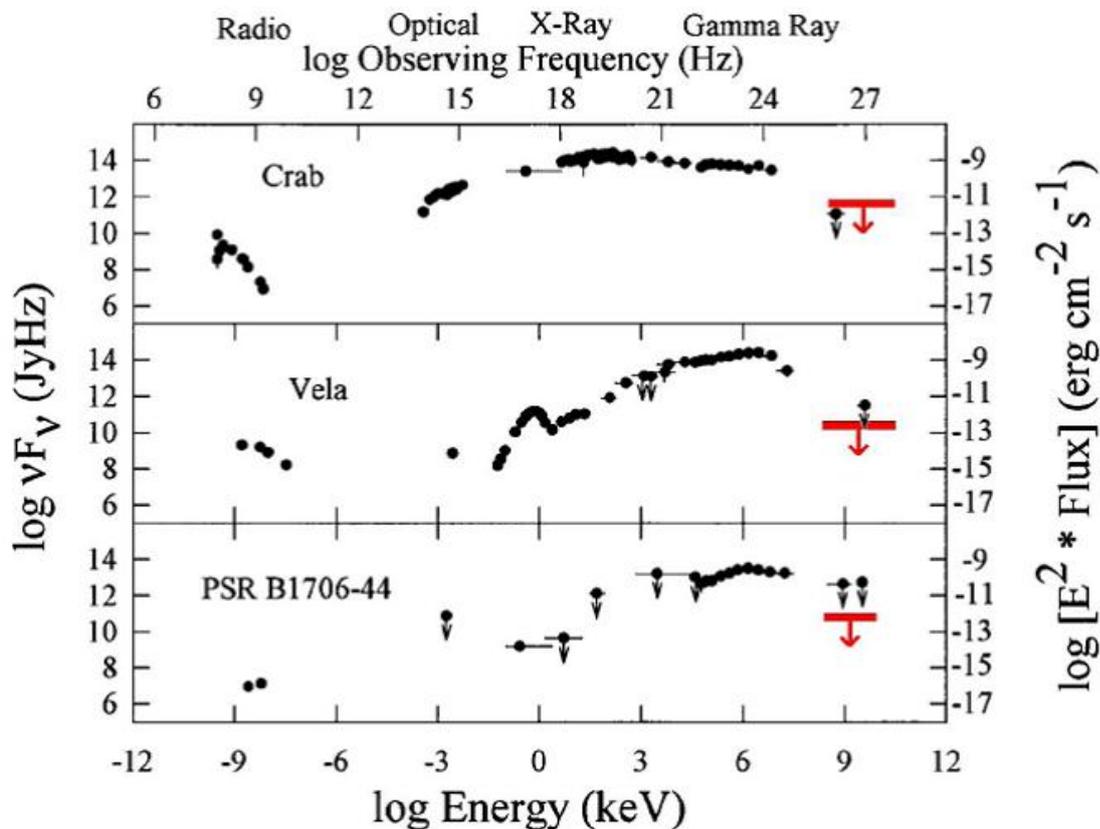


Abbildung 7.14: Breitband-Messungen der gepulsten Strahlung von drei untersuchten Pulsaren. Im TeV-Bereich sind die Grenzen von HESS (Balken) und früheren Experimenten angegeben (aus [16]).

7.5.3 Suche nach gepulster TeV-Gammastrahlung

In der bereits zitierten Diplomarbeit von F. Schmidt [16] wurde nach gepulster TeV-Gammastrahlung bei den drei in Tabelle 7.12 aufgeführten Pulsaren gesucht. In Abb. 7.7 hatten wir für diese Pulsare die ‘Phasogramme’ gezeigt, die in allen Fällen gepulste Gamma-Strahlung (bis etwa 10 GeV, EGRET-Messungen) zeigen.

Der Pulsar im Krebsnebel ist eine starke TeV-Gammaquelle (Abb. 7.13 links), es gibt aber keine Anzeichen, dass die Strahlung gepulst ist (Abb. 7.13 rechts). Auch für die anderen beiden Pulsare wurde keine gepulste TeV-Gammastrahlung gefunden (allerdings in diesen Fällen auch keine ungepulste). Für alle drei Pulsare sind die Grenzen für gepulste TeV-Gammastrahlung in Abb. 7.14 zusammen mit den anderen gemessenen Frequenzbereichen dargestellt. Diese Grenzen beginnen sensitiv auf die Modellierung der Eigenschaften von Pulsaren zu werden, wie man an dem Vergleich der Messungen mit Modellrechnungen am Beispiel des Vela-Pulsars in Abb. 7.15 sieht.

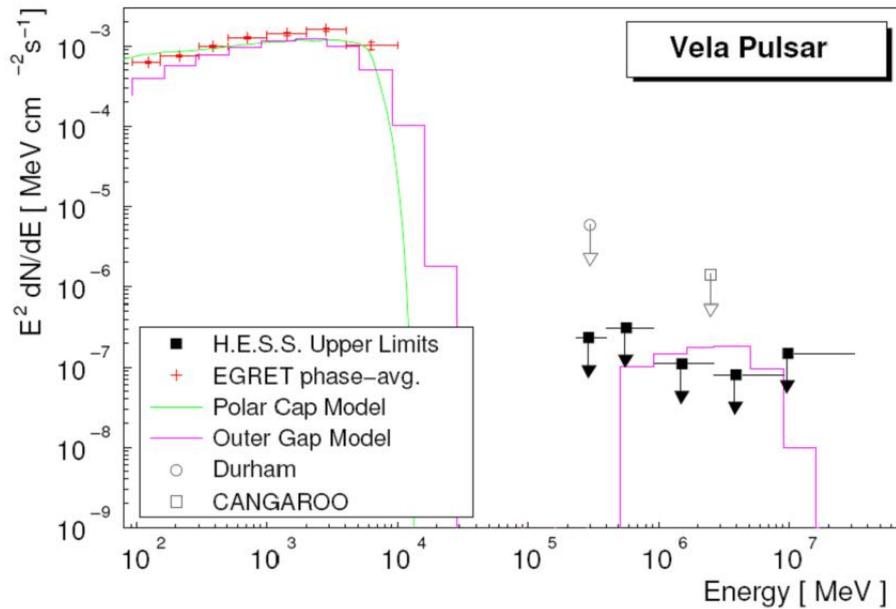


Abbildung 7.15: Modellrechnungen für den Vela-Pulsar angepasst auf EGRET-Daten im GeV-Bereich (aus [16]).

7.6 Aktive Galaktische Kerne

Aktive Galaktische Kerne (AGN, Active Galactic Nuclei) sind Galaxienkerne², deren Leuchtkraft mit der Leuchtkraft der gesamten übrigen Galaxie vergleichbar ist, deren Ausdehnung aber nicht die unseres Sonnensystems ($O(\text{pc})$) überschreitet ('quasistellare Objekte', QSO). Es wird angenommen, dass solche Kerne aus einem supermassereichen Schwarzen Loch (supermassive black hole, SMBH) mit einer Masse von 10^5 bis 10^{10} Sonnenmassen bestehen, das durch Akkretion von Materie auf kpc-Längenskalen seine Masse ständig vergrößert. Häufig bilden sich senkrecht zu der Akkretionsscheibe gigantische Plasma-Jets aus, die eine Länge von mehreren Mpc erreichen können (Abb. 7.16).

Akkretion ist der effizienteste Mechanismus, um Materie in Strahlung umzuwandeln. Damit sind heftige Strahlungsprozesse verbunden, die die Ursache für die enormen Helligkeiten von AGN sind. Aufgrund dieser Helligkeit auf allen möglichen Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums, können die AGN auch in sehr großen Entfernungen noch beobachtet werden. Der aktuelle Entfernungsrekord bei den AGN hält ein Quasar des Sloan Digital Sky Survey Samples mit einer Rotverschiebung von $z = 6.41$. Hier schaut man weit in die Vergangenheit des Universums und kosmologische Modelle können über große Zeitskalen studiert werden.

Unter dem Begriff 'Aktive Galaktische Kerne' werden verschiedene astrophysikalische Erscheinungen wie Radiogalaxien, Quasare, Seyfert-Galaxien, Blazare oder BL Lac zusammengefasst. In dem letzten Jahrzehnt hat sich ein Standardmodell der AGNs entwickelt, in dem alle diese Erscheinungen mit einem einheitlichen Modell ('AGN-Paradigma') beschrieben werden können (Abb. 7.16 rechts und 7.17). Die

²siehe http://www.mpe.mpg.de/~amueller/astro_agn.html
<http://glast.gsfc.nasa.gov/public/science/agn.html>

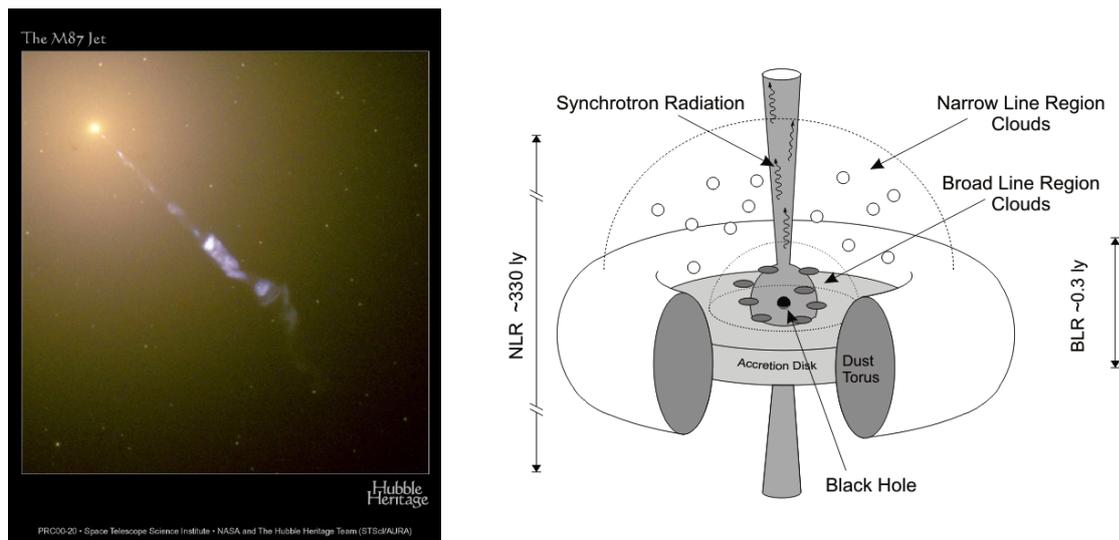


Abbildung 7.16: Hubble-Aufnahme des Jets der Galaxis M87 (links) und Model eines Aktiven Galaktischen Kerns (rechts). Aus dem zentralen Bereich werden breite Emissionslinien (BLR=‘broad line region’) beobachtet, was durch Doppler-Verbreiterung in der turbulenten Umgebung des schwarzen Loches erklärt wird. Mit etwa 0.1 pc ist dieses Gebiet viel kleiner als das etwa 3 Größenordnungen größere Gebiet, aus dem scharfe Emissionslinien (NLR=‘narrow line region’) beobachtet werden. Aus den Jets wird elektromagnetische Strahlung vom Radio- bis in den Gamma-Bereich beobachtet, die wohl hauptsächlich von beschleunigten Elektronen erzeugt wird. Im Rahmen der Astroteilchenphysik wird die Frage untersucht, ob in den Jets auch Protonen beschleunigt werden.

wichtigsten Klassifikationsmerkmale sind:

- Intensität der Radioemission;
- Masse des Schwarzen Lochs;
- Beobachtungsrichtung relativ zur Akkretionscheibe.

Zunächst kann man unterscheiden, ob ein AGN ein starkes Radiosignal aussendet (‘radio loud’) oder nicht (‘radio quiet’). In dem Modell entspricht das AGNs, die einen Jet ausbilden oder nicht, weil Radioemission von den beschleunigten Elektronen im Jet ausgesandt werden. Eine weitere Unterscheidung ist dann die Beobachtungsrichtung relativ zu der Akkretionsscheibe, wie in Abb. 7.17 dargestellt: Auf der unteren Seite findet man die AGNs ohne Jets, also ‘radio-leise’ AGNs, bei denen man zwei Typen von Seyfert-Galaxien, je nach der Breite der beobachteten Emissionslinien, und radio-leise QSO (quasi-stellare Objekte), mit Beobachtungsrichtung etwa senkrecht zu der Akkretionsscheibe, unterscheidet. Bei AGNs mit einem ausgebildeten Jet sind die entsprechenden Beobachtungsbilder BL- und NL-Galaxien und radio-laute QSO (= Quasare). Für die Astroteilchenphysik sind so genannte Blazare (= ‘BL-Quasare’) besonders wichtig, das sind AGNs, bei denen wir direkt in den Jet sehen und somit die durch die Beschleunigungsprozesse in den Jets erzeugte Strahlung direkt auf uns zukommt (in der Abbildung FSRQ = ‘flat spectrum radio quasars’ und BL Lacertae (BL Lac)).

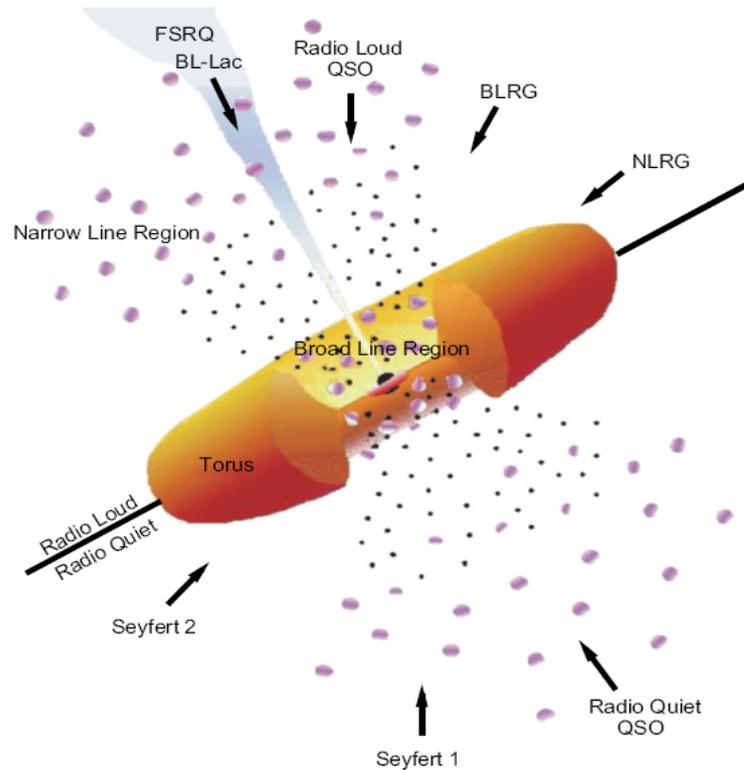


Abbildung 7.17: Das vereinheitlichte Modell für AGN. Die verschiedenen beobachteten Erscheinungen in Galaxien mit einem sehr leuchtstarken Kern werden durch verschiedene Beobachtungsrichtungen (Pfeile im Bild) und dadurch, ob es einen Jet gibt (oberer Teil) oder nicht (unterer Teil), erklärt. Aus der Dissertation von M. Ackermann.

Die elektromagnetischen Spektren der Blazare sind nicht-thermisch, das heißt, sie müssen ihren Ursprung in Beschleunigungsprozessen haben, reichen vom Radio bis zum TeV-Bereich und zeigen keine atomaren Emissionslinien ('flat spectrum'). Typisch ist eine Struktur von zwei Maxima, im Röntgen- sowie im TeV-Bereich (siehe dazu die Messungen und theoretischen Kurven für den Blazar Makarian 421 in Abb. 7.18). Das erste Maximum wird einem Synchrotronstrahlungsspektrum beschleunigter Elektronen und Positronen zugeordnet, dessen relativ scharfe Abbruchkante durch die Endenergie der Teilchen und die Stärke des Magnetfeldes (siehe Abschnitt 5.5.2) bestimmt wird. Das Spektrum im TeV-Bereich wird hier durch Streuung hochenergetischer Elektronen und Positronen an niederenergetischen Photonen im Bereich des Jets, also inversem Compton-Effekt, beschrieben. In die Berechnungen gehen Modelle für das Magnetfeld, die Beschleunigung der Elektronen und die Dichte und das Spektrum der Umgebungsphotonen ein.

Für die Kurven in Abb. 7.18 wurde nur die Beschleunigung von Elektronen und Positronen betrachtet ('leptonische Modelle'). Da AGNs aber die bisher besten Kandidaten für die Beschleunigung von Protonen bis zu den höchsten bisher beobachteten Energien (etwa 10^{20} eV) sind, ist es ein wichtiges Ziel der TeV-Gamma- und der Neutrino-Astronomie, die Beschleunigung von Protonen nachzuweisen ('hadronische Modelle'). Wenn auch Protonen im Jet beschleunigt werden, kann es in γp -Reaktionen zu Pionproduktion kommen. Der Zerfall der neutralen Pionen liefert

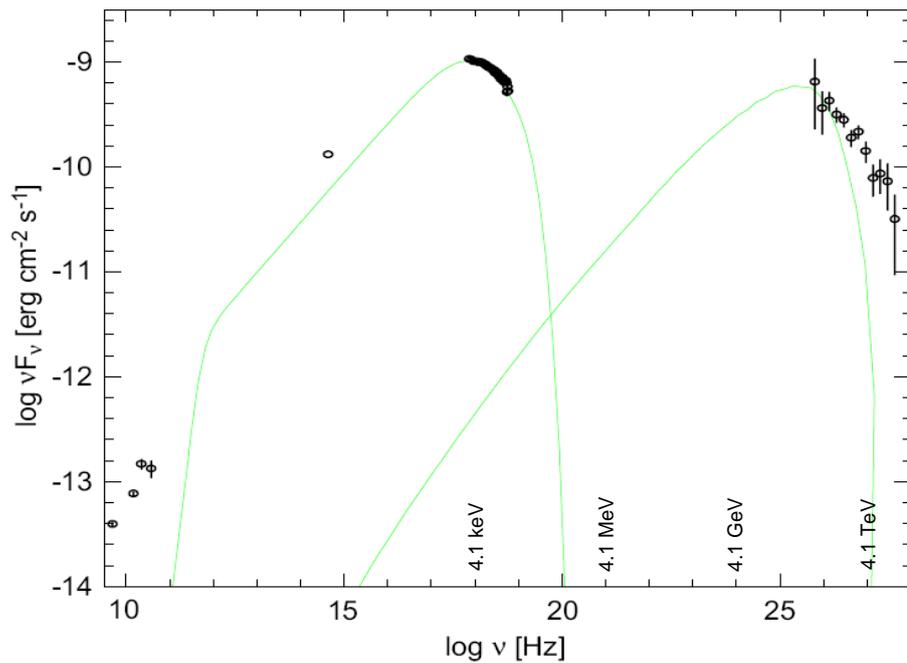


Abbildung 7.18: Gamma-Spektrum von dem BL-Lac-Blazar Makarian 421 in einem Zustand hoher Intensität. Die Kurven beschreiben in einem rein leptonischem Modell die beiden Beiträge von Synchrotronstrahlung und inversem Compton-Effekt (Referenzen siehe Dissertation M. Ackermann).

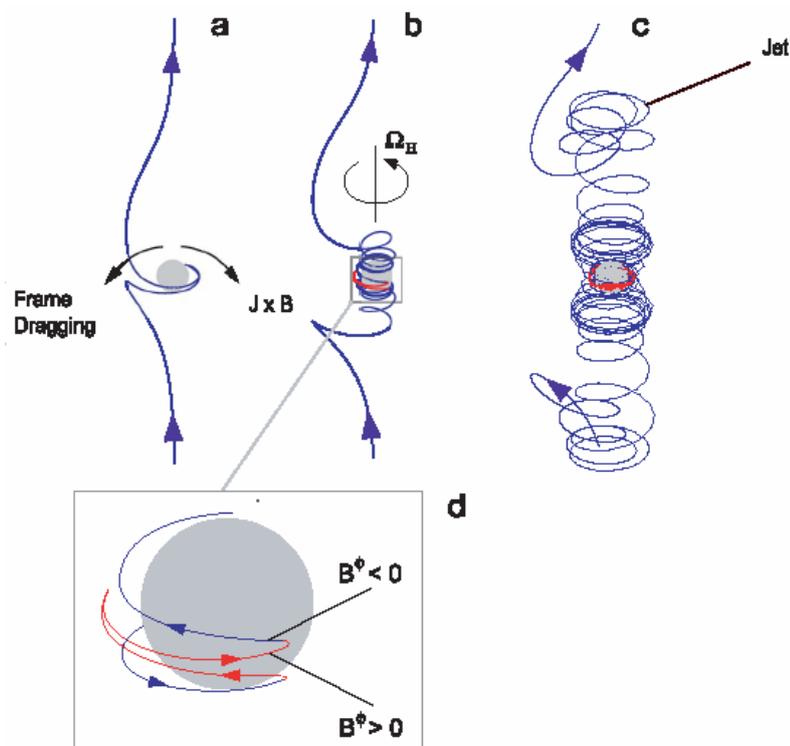


Abbildung 7.19: Schnappschuss einer Simulation der Verdrillung des Magnetfeldes in der Nähe eines Schwarzen Loches auf Grund des 'frame-dragging' und die Ausbildung eines Jets.

hochenergetische Gammas und der Zerfall der geladenen Pionen hochenergetische Neutrinos (siehe (3.23-3.25)). Der Nachweis von in AGNs erzeugten Neutrinos würde erlauben, zwischen AGN-Modellen zu unterscheiden.

Wenn die Beschleunigung von Teilchen auf höchste Energien in den Jets passiert, dann sollte man natürlich die physikalischen Phänomene um die Bildung und die Eigenschaften von Jets gut verstehen. Allerdings stellen sich die entsprechenden Berechnungen als besonders schwierig heraus, weil hier wegen der starken Raumkrümmung und den starken Magnetfeldern eine Kopplung der Gleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) und der Magnetohydrodynamik zu erwarten ist.

Die Grundideen in Modellrechnungen sind: An die Materie in der Akkretions-scheibe sind weiträumige Magnetfelder gebunden (über die Kopplung von Magnetfeldern an Plasmen siehe Abschnitt 7.2.2). Beim freien Fall der Materie in das Schwarze Loch werden Felder mitgezogen und erfahren in der starken Raumkrümmung in der Nähe des Schwarzen Loches ‘frame-dragging’ (Lense-Thirring-Effekt), das ist das Phänomen, dass eine rotierende Masse nach der ART Raum und Zeit in seiner Umgebung mitrotieren lässt. Durch die Rotation des Schwarzen Loches werden auch die Magnetfelder von der Rotation mitgerissen und verdrillt. Enger gewickelte Feldlinien entsprechen einer Verstärkung des Feldes. Die Umsetzung der Rotationsenergie in die Energie von Plasmajets, die entlang der Spinachse des Schwarzen Loches ausgestoßen werden, stellt man sich ähnlich wie bei der Entstehung des Sonnenwindes³ durch ‘magnetische Rekonnexion’ vor. Damit wird ein Mechanismus umschrieben, bei dem Magnetfeldlinien entgegengesetzter Polarität vernichtet werden und die magnetische Energie, die in den Feldlinien gespeichert ist, in kinetische Energie des Plasmas umgewandelt wird. Dieser von Magnetfeldern getriebene Partikelstrom wird auch Poynting-Fluss genannt. In Falle von Schwarzen Löchern wird das Plasma mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit ausgestoßen. Abbildung 7.19 zeigt einen Schnappschuss einer Simulation.

Das Plasma wird nicht kontinuierlich ausgestoßen, sondern häufig in ‘blobs’ oder ‘knots’, die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit in den intergalaktischen Raum ausdehnen. Dadurch ergibt sich eine starke Variabilität der abgestrahlten Intensität, mit relativ kurzen Aktivphasen (‘Flares’) und längeren Ruhephasen. Die Aktivphasen können sehr kurz sein, zum Beispiel sind 20 Minuten beobachtet worden. Das begrenzt die Ausdehnung des Emissionsgebietes auf

$$\Delta r \approx \Delta t \cdot c \approx 10^{11} \text{ m}, \quad (7.92)$$

also etwa den Erde-Sonne-Abstand. Die Variabilität der AGN kann man zur Erhöhung der Signifikanz von Beobachtungen in der TeV-Astronomie ausnutzen: Wenn man zum Beispiel bei der Suche nach Punktquellen mit Neutrino-teleskopen die Beobachtung auf ein kurzes Zeitintervall, in dem mit anderen Beobachtungen ein Flare eines AGN festgestellt worden ist, einschränkt, kann man einen großen Anteil des Untergrundes unterdrücken.

Mit den Geschwindigkeiten des Plasmas in den Jets nahe der Lichtgeschwindigkeit sind interessante relativistische Phänomene verbunden. Zum Beispiel ist die beobachtete Intensität I einer Photonenquelle mit Spektralindex α durch den relativistischen Doppler-Effekt gegenüber der Intensität I' im Ruhesystem der Quelle

³siehe dazu zum Beispiel Physik Journal 6 (2007) Nr. 3, S. 43 und S. 51

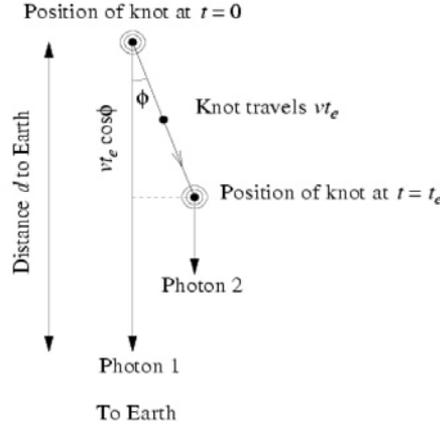


Abbildung 7.20: Erklärung der ‘superluminal motion’: eine Quellkomponente (knot) bewegt sich mit Geschwindigkeit v im Winkel ϕ relativ zum Sehstrahl. Betrachte Emission von Photonen zu zwei Zeitpunkten $t = 0$ und $t = t_e$: Photonen, die bei $t = t_e$ emittiert werden, erreichen uns eine Zeit $\Delta t = t_e(1 - \beta \cos \phi)$ später als die bei $t = 0$ emittierten. Scheinbarer Abstand der Quellpositionen zu den beiden Zeitpunkten ist $\Delta r = v t_e \sin \phi$; daraus ergibt sich scheinbare Geschwindigkeit am Himmel von $v_{app} = \Delta r / \Delta t = v \sin \phi / (1 - \beta \cos \phi)$ (aus <http://www.astro.uni-bonn.de/~peter/Lectures/intro5.pdf>).

überhört (‘relativistic beaming’). Die Intensität oberhalb einer Energieschelle E_{th} ist dann:

$$I(E_\gamma > E_{th}) = \delta^{2+\alpha} I'(E'_\gamma > E_{th}) \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \phi)} \quad (7.93)$$

Der Doppler-Faktor δ hängt von der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ des Plasmas im Jet ab, γ ist der dazugehörige Lorentz-Faktor und ϕ ist der Winkel zwischen der Sichtlinie und der Jetachse. Zusätzlich hängt die Intensitätserhöhung wegen der Blauverschiebung auch von dem Spektralindex α ab.

Ein anderer Effekt ist die ‘superluminal motion’: Die ‘Blobs’ in einem Jet können sich anscheinend mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen. Das ergibt sich, wie in Abb. 7.20 dargestellt, wenn man die transversale Bewegung unter einem kleinen Winkel zur Jetachse sieht und den Unterschied der Laufzeit des Lichtes zwischen zwei Beobachtungszeitpunkten berücksichtigt. Die scheinbare Geschwindigkeit ist:

$$v_{app} = \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{v \sin \phi}{1 - \beta \cos \phi} \quad (7.94)$$

Bei einer gegebenen Geschwindigkeit v ist der Winkel, bei dem die maximale scheinbare Geschwindigkeit auftritt, $\sin \phi_{max} = 1/\gamma$, woraus sich

$$(v_{app})_{max} = \gamma v \quad (7.95)$$

ergibt. Dieser Ausdruck wird größer als die Lichtgeschwindigkeit für $\beta = \sqrt{1/2} \approx 0.7$.