

Kosmologie und Astroteilchenphysik

Prof. Dr. Burkhard Kämpfer, Dr. Daniel Bemmerer

- Einführung in die Kosmologie
- Weltmodelle und kosmologische Inflation
- Thermische Geschichte des Universums
- Urknall-Nukleosynthese
- Dunkle Energie, dunkle Materie und die beschleunigte Expansion des Universums
- Kosmische Mikrowellen-Hintergrundstrahlung
- Supernovae als kosmische Standardkerzen
- Neutronensterne
- Entstehung und Nachweis kosmischer Strahlung
- **Altersbestimmung des Universums (heute)**
- Fundamentale Physik und die Sonne

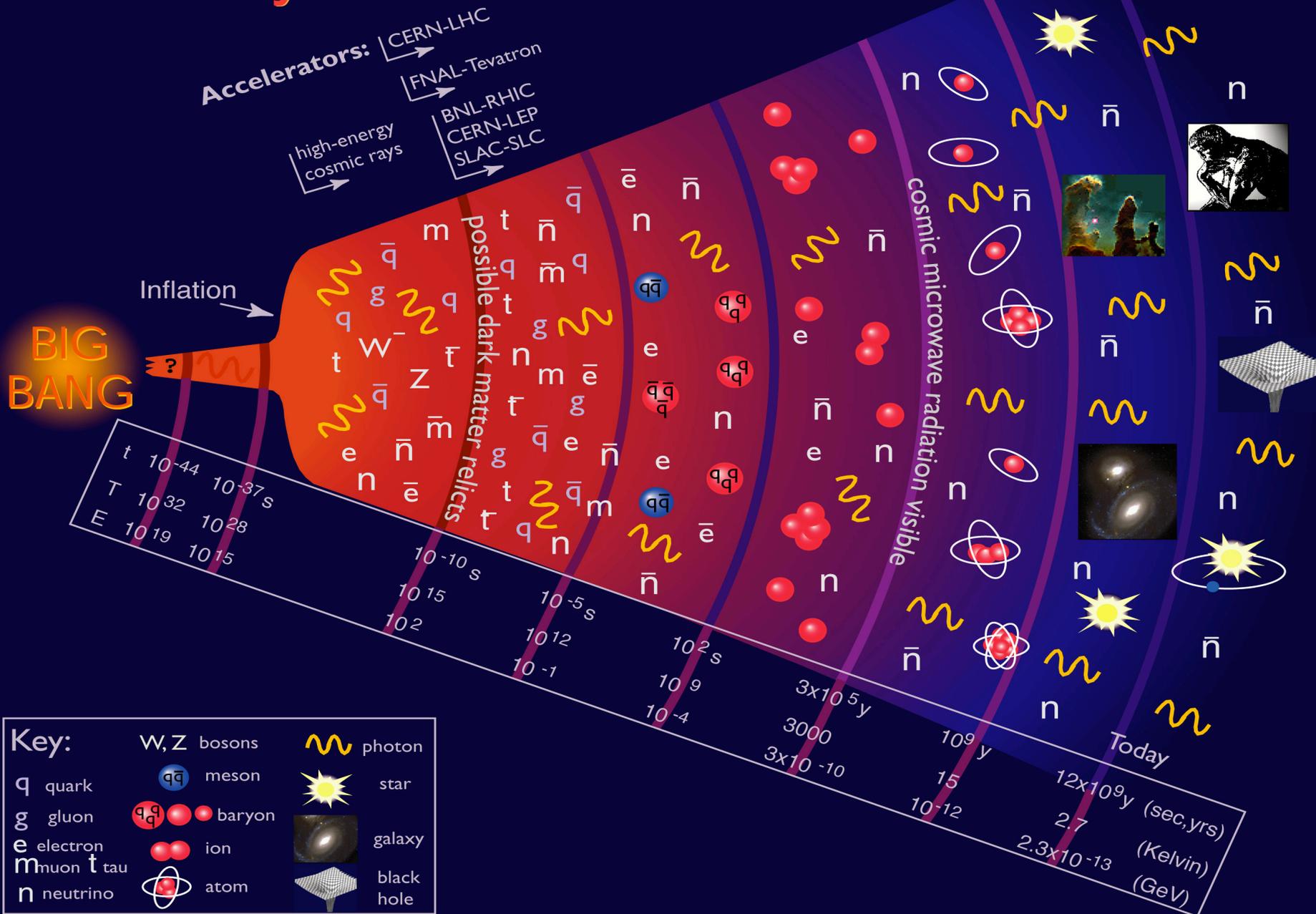
11. Vorlesung, 25.06.2012



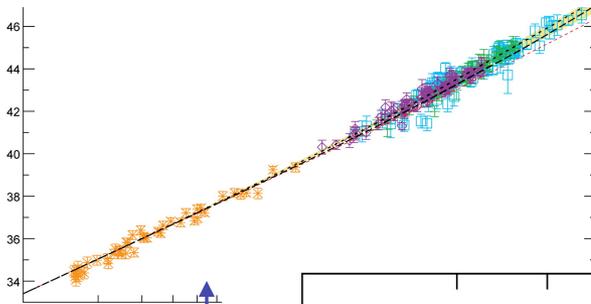
TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN



History of the Universe



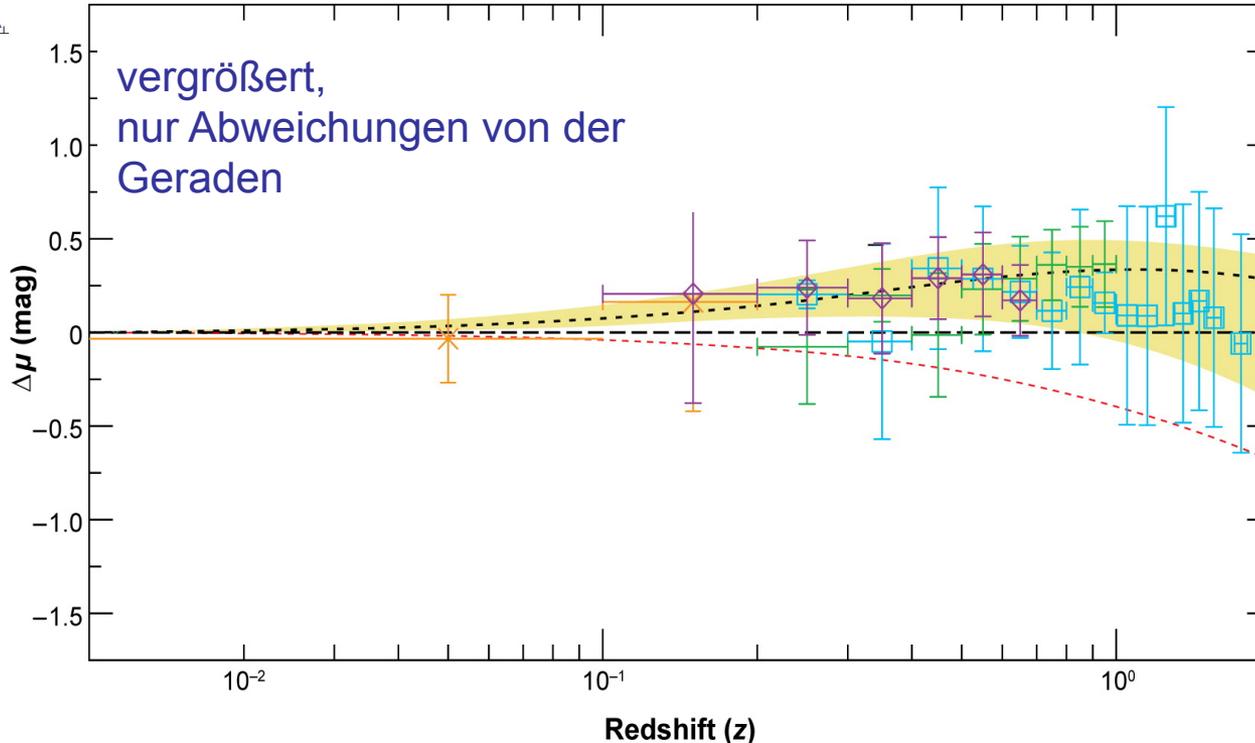
Entfernungsmessung und Kosmologie (1)



Weit entfernte Supernovae sind lichtschwächer als erwartet!
Evidenz für eine kosmologische Konstante $\Omega_\Lambda > 0$.

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho c^2 + 3p)$$

Licht-
schwächer



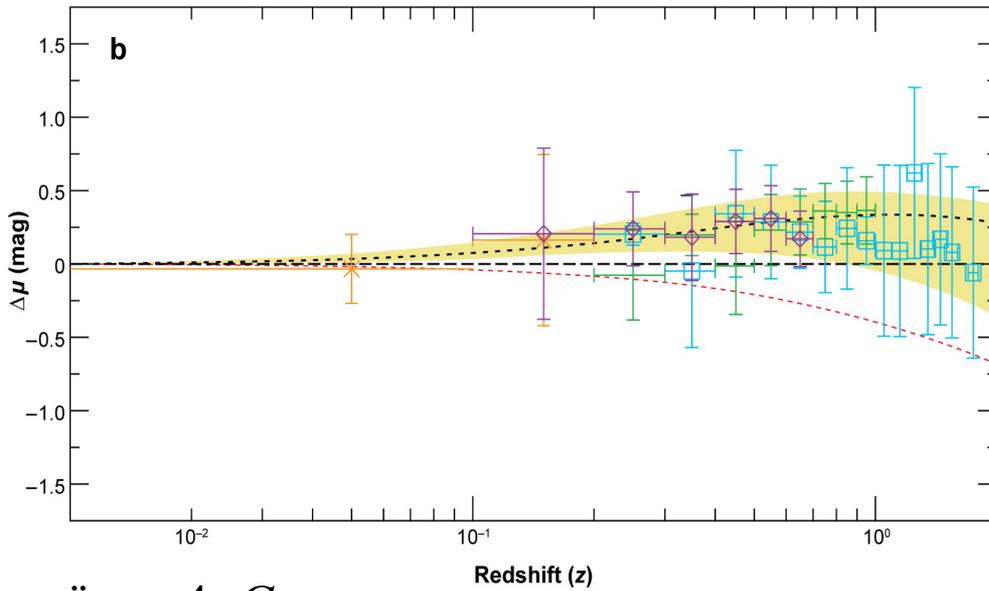
$$\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$$

$$\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.0$$

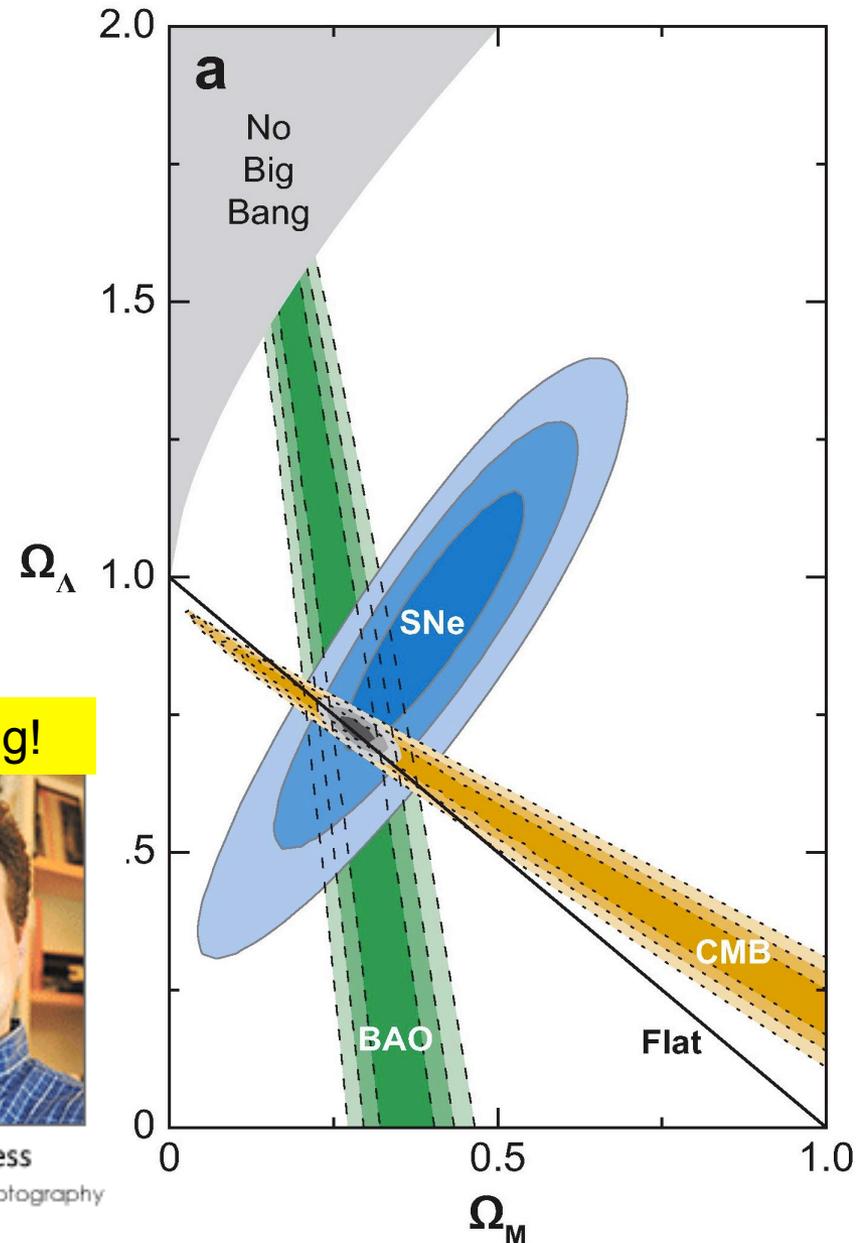
$$\Omega_M = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0$$

schneller

Entfernungsmessung und Kosmologie (2)



$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho c^2 + 3p)$$



Physik-Nobelpreis 2011 für diese Entdeckung!



Saul Perlmutter

Credit: Lawrence Berkeley Nat'l Lab
Roy Kalschmidt, photographer



Brian P. Schmidt

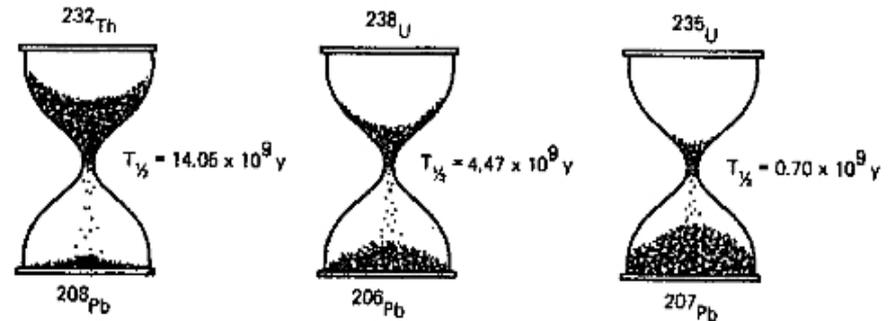
Credit: Research School of
Astronomy and Astrophysics,
Australian National University



Adam G. Riess

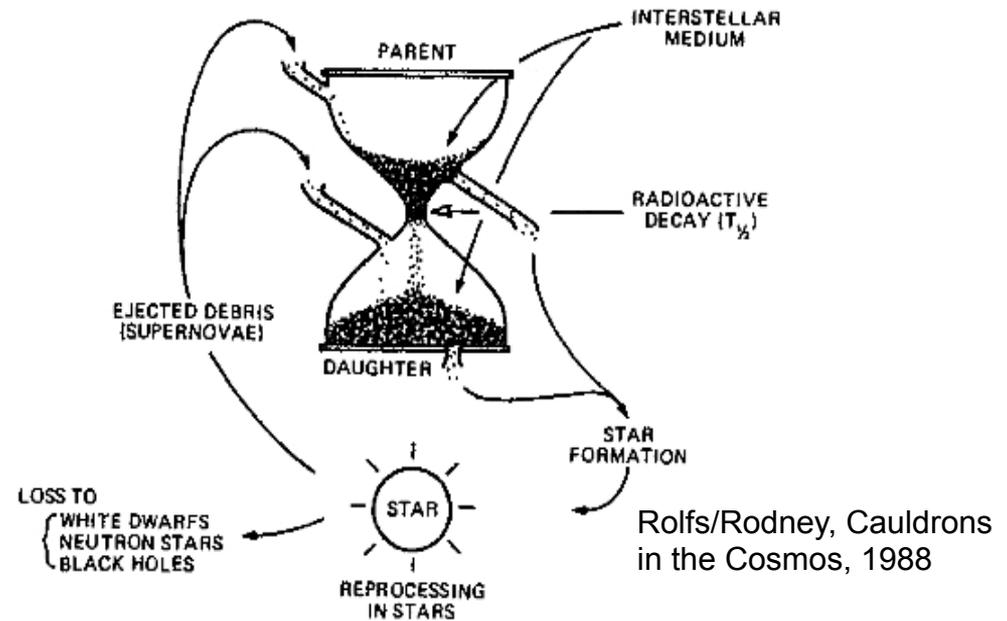
Credit: Homewood Photography

Nukleokosmochronologie (1)



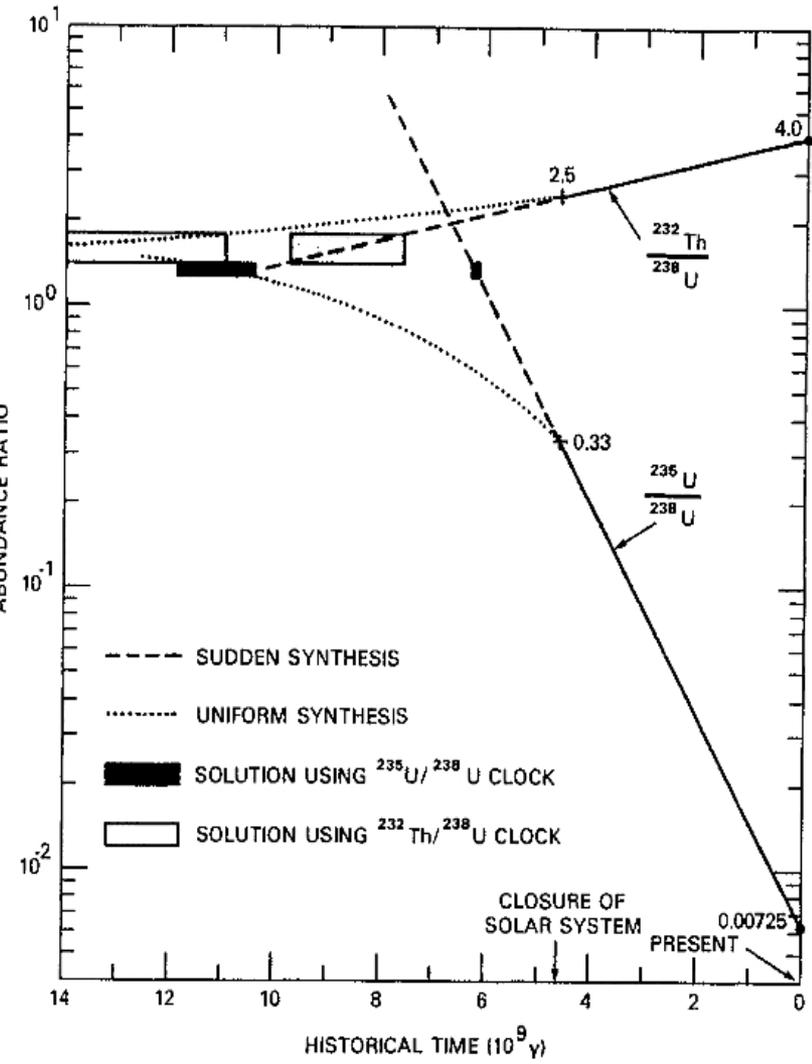
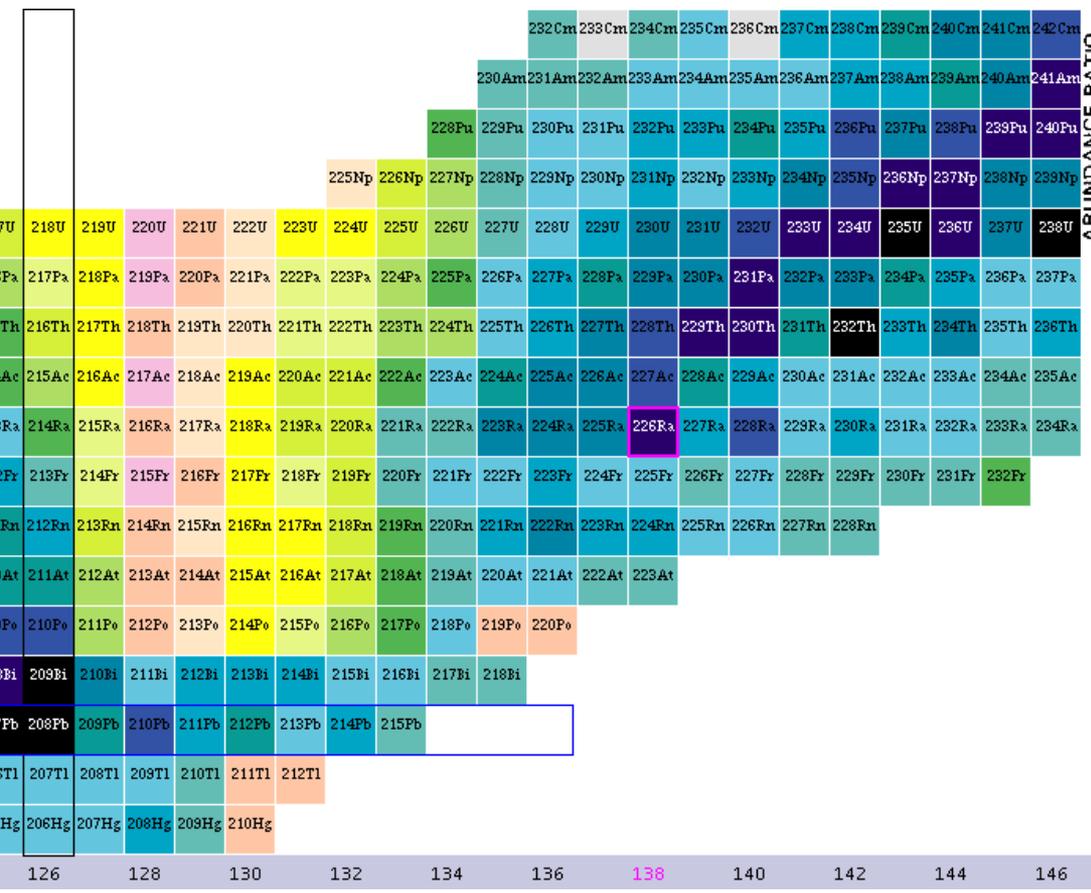
^{238}U 1.592E+5 Y α : 100.00% SF: < 6.0E-9%	^{234}U 2.455E+5 Y 0.0054% α : 100.00% SF: 1.6E-9%	^{235}U 7.04E+8 Y 0.7204% α : 100.00% SF: 7.0E-9%	^{236}U 2.342E7 Y α : 100.00% SF: 9.4E-8%	^{237}U 6.75 D β^- : 100.00%	^{238}U 4.468E9 Y 99.2742% α : 100.00% SF: 5.5E-5%
^{232}Pa 1.32 D β^- : 100.00% ϵ : 3.0E-3%	^{233}Pa 26.975 D β^- : 100.00%	^{234}Pa 6.70 H β^- : 100.00%	^{235}Pa 24.44 M β^- : 100.00%	^{236}Pa 9.1 M β^- : 100.00%	^{237}Pa 8.7 M β^- : 100.00%
^{231}Th 25.52 H β^- : 100.00% α : 4E-11%	^{232}Th 1.40E10 Y 100% α : 100.00% SF: 1.1E-9%	^{233}Th 21.83 M β^- : 100.00%	^{234}Th 24.10 D β^- : 100.00%	^{235}Th 7.2 M β^- : 100.00%	^{236}Th 37.3 M β^- : 100.00%
^{230}Ac 122 S β^- : 100.00% β^- : 1.2E-6%	^{231}Ac 7.5 M β^- : 100.00%	^{232}Ac 119 S β^- : 100.00%	^{233}Ac 145 S β^- : 100.00%	^{234}Ac 44 S β^- : 100.00%	^{235}Ac 60 S β^- : 100.00%
141	142	143	144	145	146

COMPLICATIONS IN NUCLEOCOSMOCHRONOLOGY



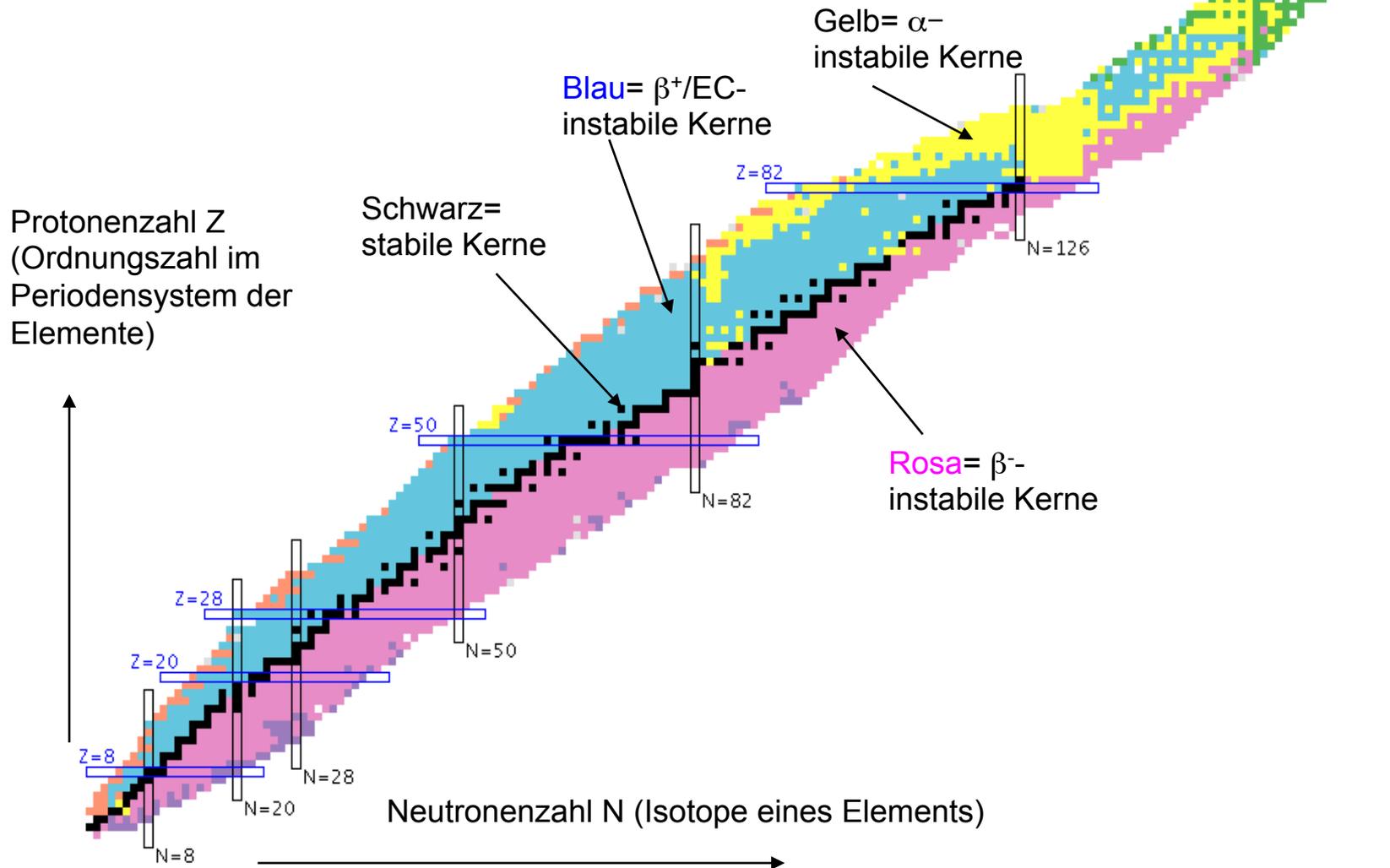
Rolf/Rodney, Cauldrons in the Cosmos, 1988

Nukleokosmochronologie (2)

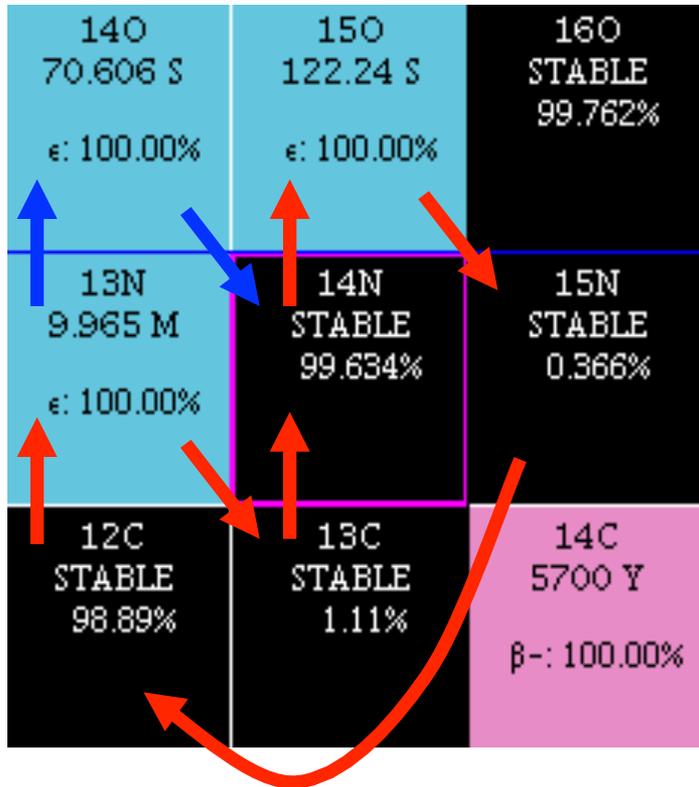


Rols/Rodney, Cauldrons in the Cosmos, 1988

Nuklidkarte



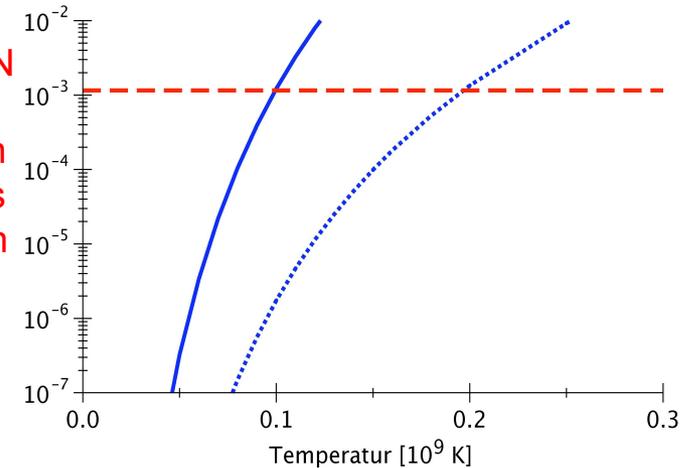
Beispiel für Konkurrenz zwischen Kernzerfall und Kernreaktion: Heißer CNO-Zyklus



Rot = normaler ("kalter")
Bethe-Weizsäcker-
Zyklus (CNO-Zyklus)

Blau = Heißer CNO-
Zyklus

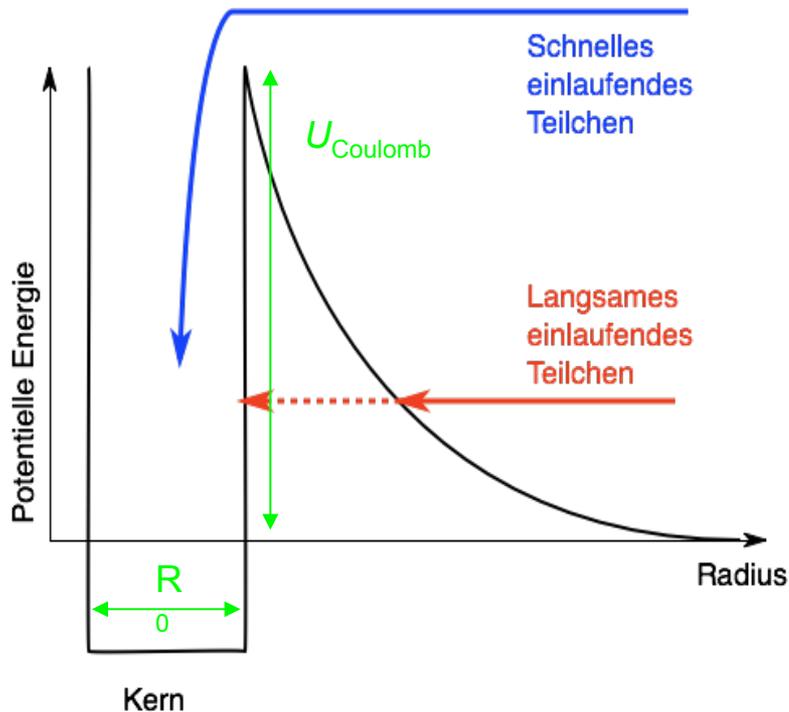
Rot: β^- -Zerfall von ^{13}N
(normaler CNO-
Zyklus; ^{13}N zerfällt in
aller Regel, bevor es
ein Proton einfangen
kann)



Blau: Rate für den Protoneneinfang an ^{13}N für zwei
verschiedene Dichten des Sterns, in Abhängigkeit
von der Temperatur
(heißer CNO-Zyklus, spielt nur eine Rolle bei hohen
Temperaturen, daher der Name)

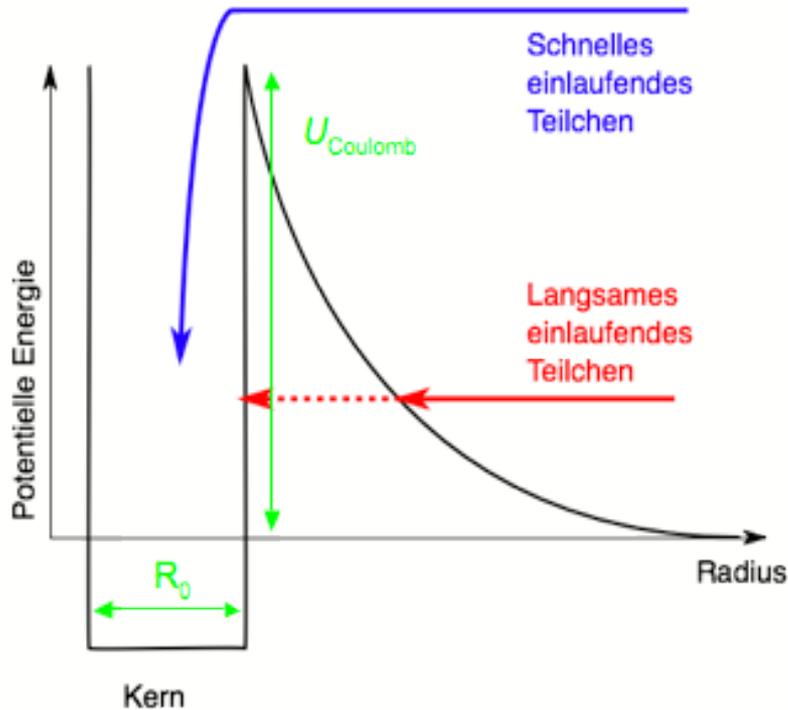
- Bei astrophysikalischen Temperaturen sind Kernreaktionsraten stark temperaturabhängig,
- Analog zur Rate von chemischen Reaktionen: Höhere Temperatur, höhere Rate

Der Grund für die Temperaturabhängigkeit der Kern-Reaktionsrate (1)



- Im Kerninnern wirkt die starke Kernkraft, aber ihre Reichweite ist kurz, 10^{-15} m (hier angenähert durch Kastenpotential).
- Außerhalb des Kerns wirkt die elektrostatische Abstoßung zwischen einem positiv geladenen Teilchen (${}^1\text{H}^+$, ${}^4\text{He}^{2+}$ usw.) und der Kernladung (Coulomb-Kraft):
$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r} = 1.44 \text{ MeV} \frac{Z_1 Z_2}{r/\text{fm}}$$
- Setze nun $r = R_0$ (Radius des Kastenpotentials), dann erhält man für $U_{\text{Coulomb}} = U(R_0)$ die Höhe der sogenannten Coulombschwelle, typisch einige MeV.
- Um klassisch in den Kern einzudringen, muss das einlaufende Teilchen eine Energie $E > U_{\text{Coulomb}}$ haben. Die Einfangrate der einlaufenden Teilchen ist dann näherungsweise energieabhängig wie $1/v$ oder $E^{-0.5}$ (siehe Grundvorlesung Kern- und Teilchenphysik).
- Für langsamere Teilchen, $E < U_{\text{Coulomb}}$, bleibt nur das Eindringen mittels des quantenmechanischen Tunneleffekts.

Der Grund für die Temperaturabhängigkeit der Kern-Reaktionsrate (2)



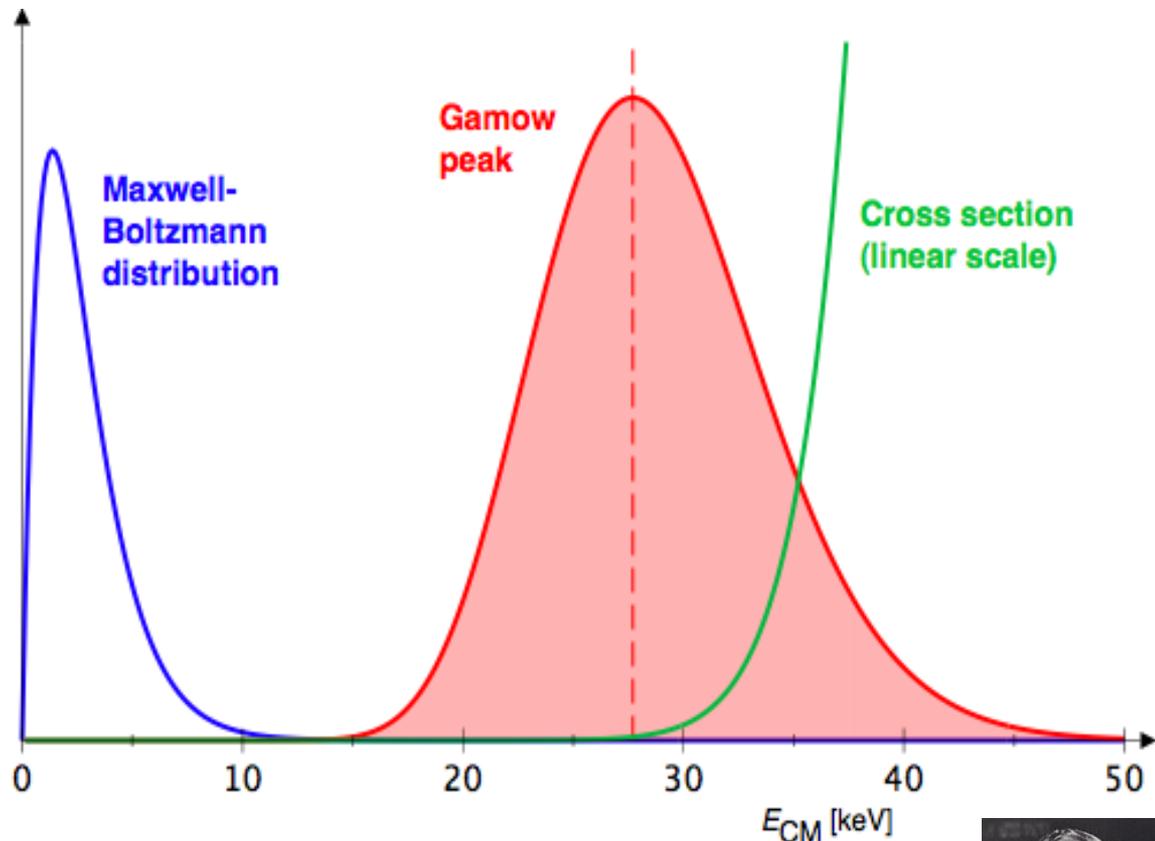
- Typische Werte für U_{Coulomb} sind einige MeV.
- Typische Werte für Temperaturen in astrophysikalischen Plasmen sind:
 - $10^7 \text{ K} \rightarrow k_B T = 0.00086 \text{ MeV}$ (Sonne)
 - $10^8 \text{ K} \rightarrow k_B T = 0.0086 \text{ MeV}$ (schwere Sterne, Nukleosynthesephase des Urknalls)
 - $10^9 \text{ K} \rightarrow k_B T = 0.086 \text{ MeV}$ (Sternexplosionen)
- Praktisch alle astrophysikalisch relevanten Prozesse spielen sich also weit unter der Coulombschwelle ab!
- Für die Tunnelwahrscheinlichkeit gilt (Quantenmechanik)

$$P(E) \propto \exp\left[-Z_1 Z_2 \alpha \left(\frac{\mu}{E}\right)^{0.5}\right]$$

d.h. eine sehr steile Energieabhängigkeit

Der Grund für die Temperaturabhängigkeit der Kern-Reaktionsrate (3)

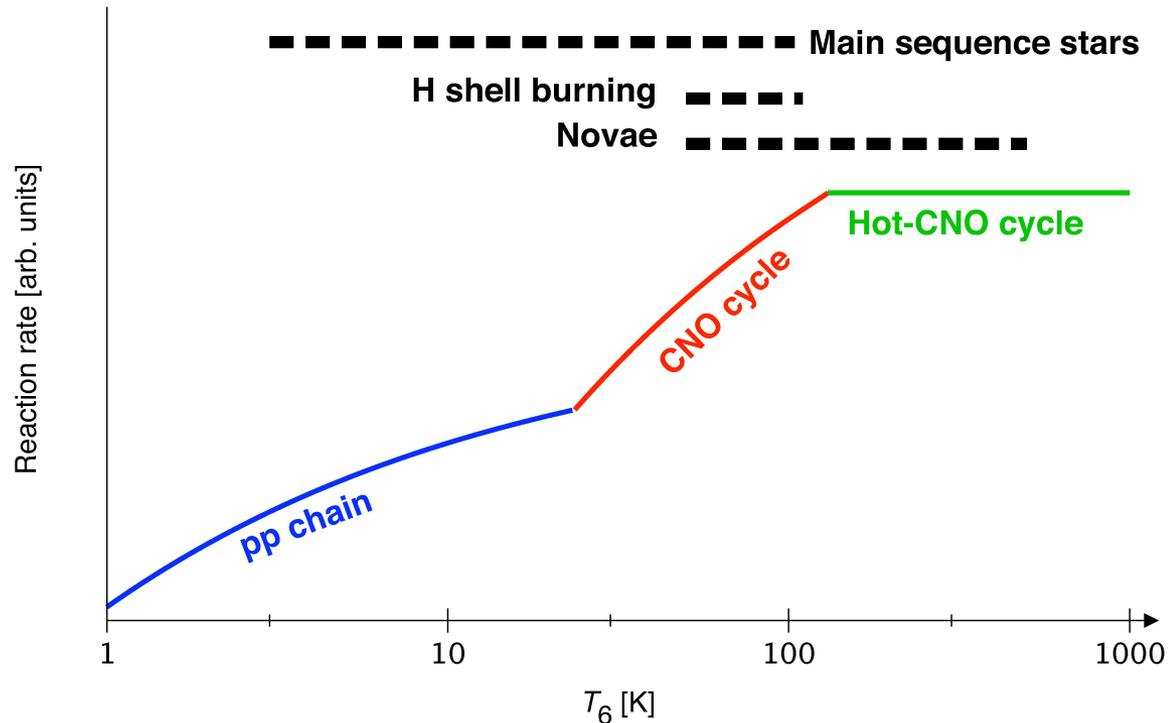
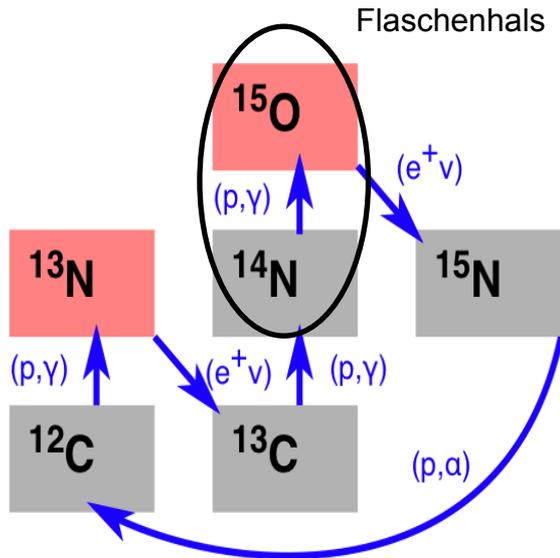
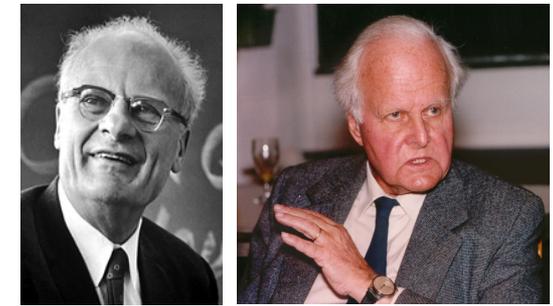
- Das Maximum der thermischen Verteilung (Maxwell-Boltzmann-Verteilung) liegt bei einigen keV, deutlich unter der Coulombschwelle (MeV)
- Die Anzahl der stattfindenden Reaktionen wird bestimmt durch die Faltung zweier stark energieabhängiger Funktionen:
 1. Maxwell-Boltzmann-Verteilung
 2. Wirkungsquerschnitt (bestimmt durch die Wahrscheinlichkeit für das Durchtunnel der Coulombbarriere)
- Die Fläche unter dem Integral gibt die Rate an tatsächlich stattfindenden Reaktionen an.



Entdecker dieses Zusammenhangs:
George Gamow (1904-1968)



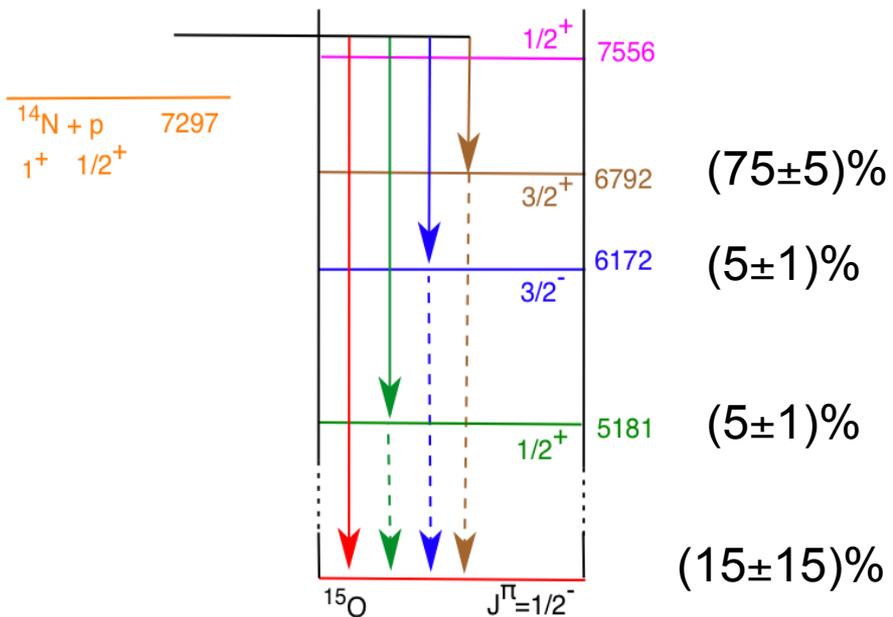
Wasserstoffbrennen: Bethe-Weizsäcker-Zyklus (CNO-Zyklus)



1938 postuliert

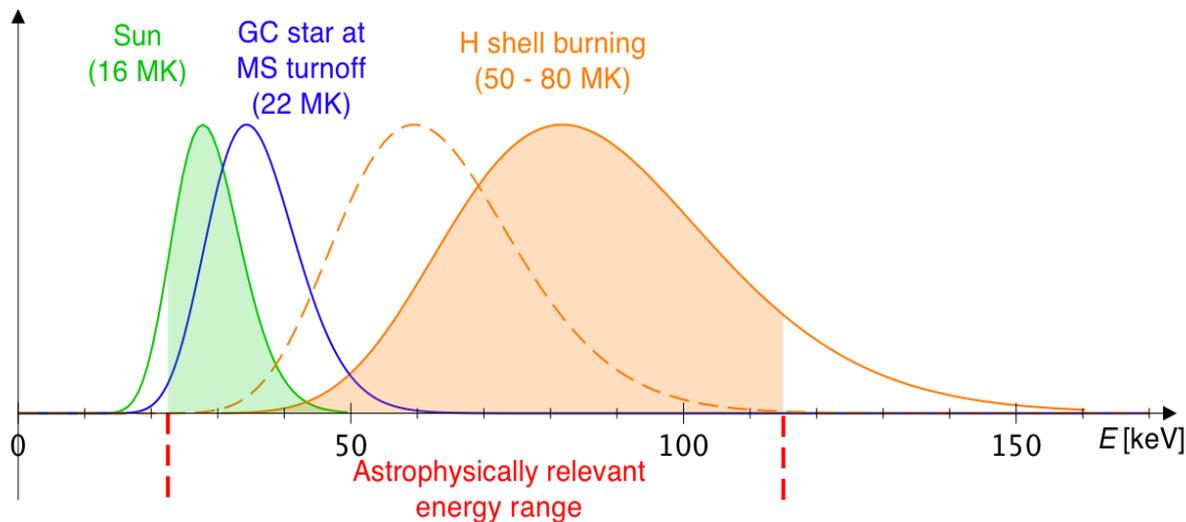
- Flaschenhals: $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$
- 0.8% der Energieproduktion der Sonne
- Bestimmung des Alters von Kugelsternhaufen

$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, wie sieht es im Detail aus?

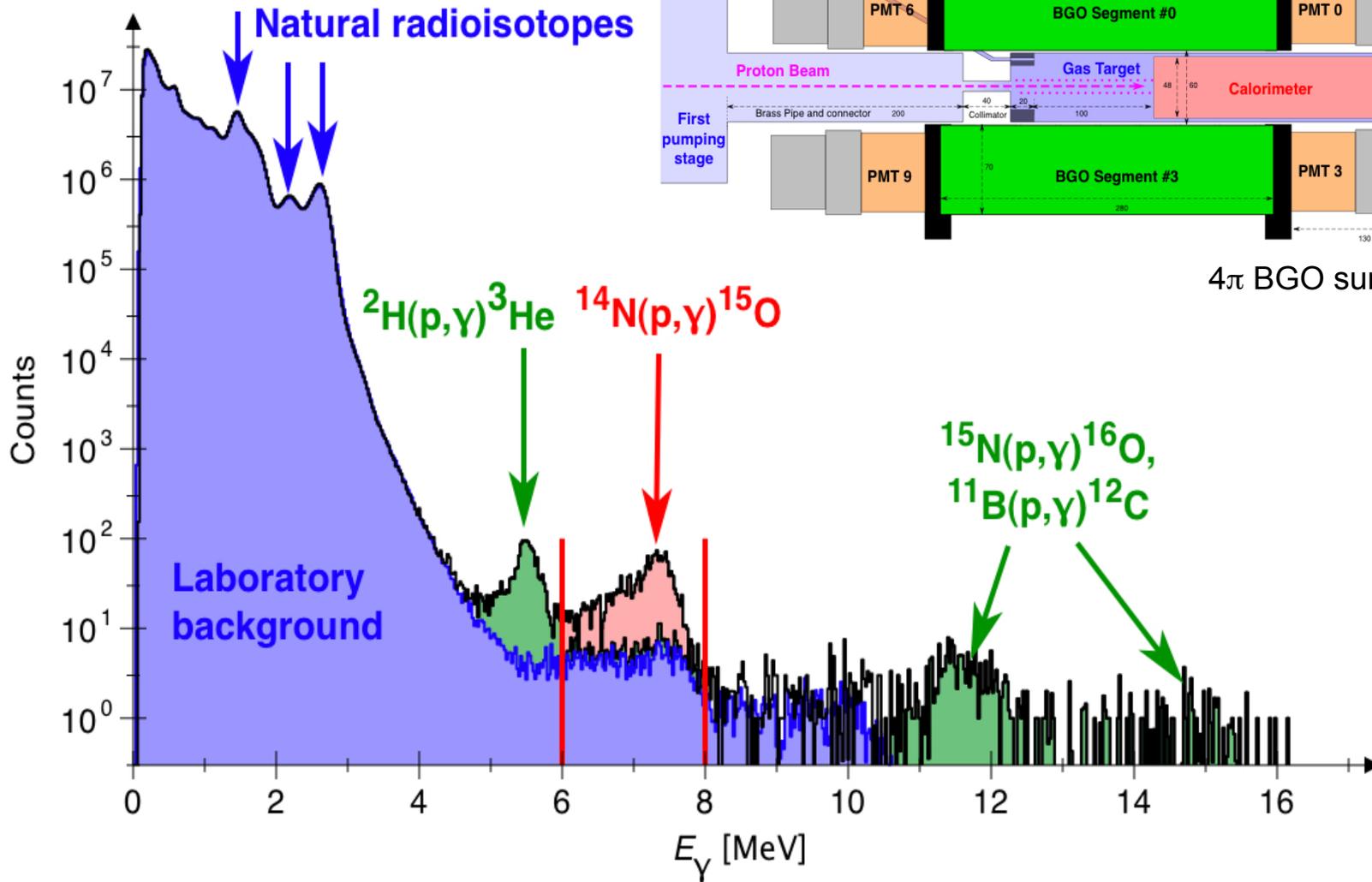


Zwei mögliche Ansätze für Experimente

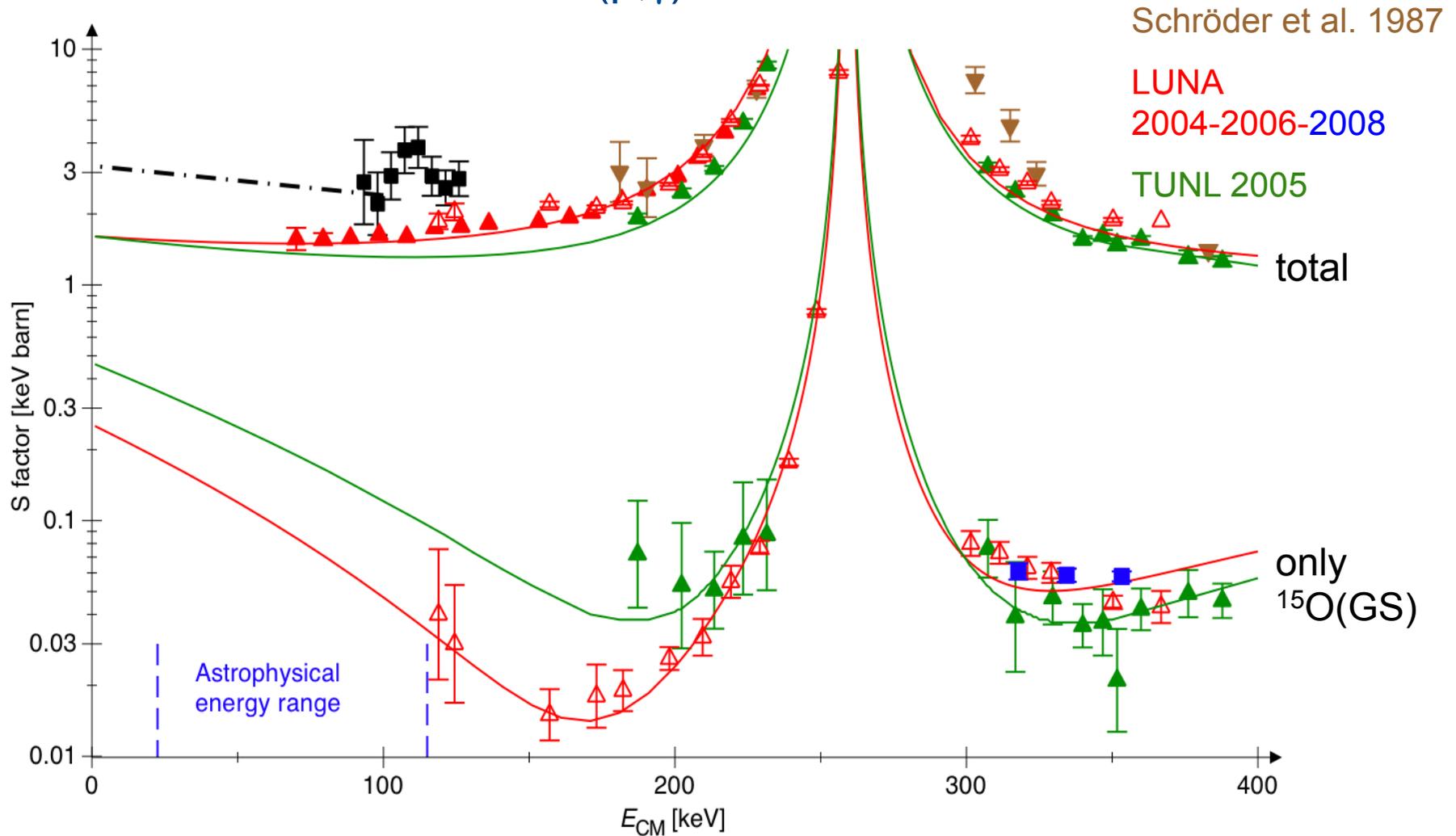
1. Untersuche Einfang in jeden Level im Einzelnen, dann extrapoliere.
2. Untersuche alle Levels gleichzeitig in einem Summendetektor, aber verzichte (gezwungenermaßen) auf die Extrapolation



$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, Messung aller Übergänge mit einem Summendetektor



Gesamter S-Faktor von $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$

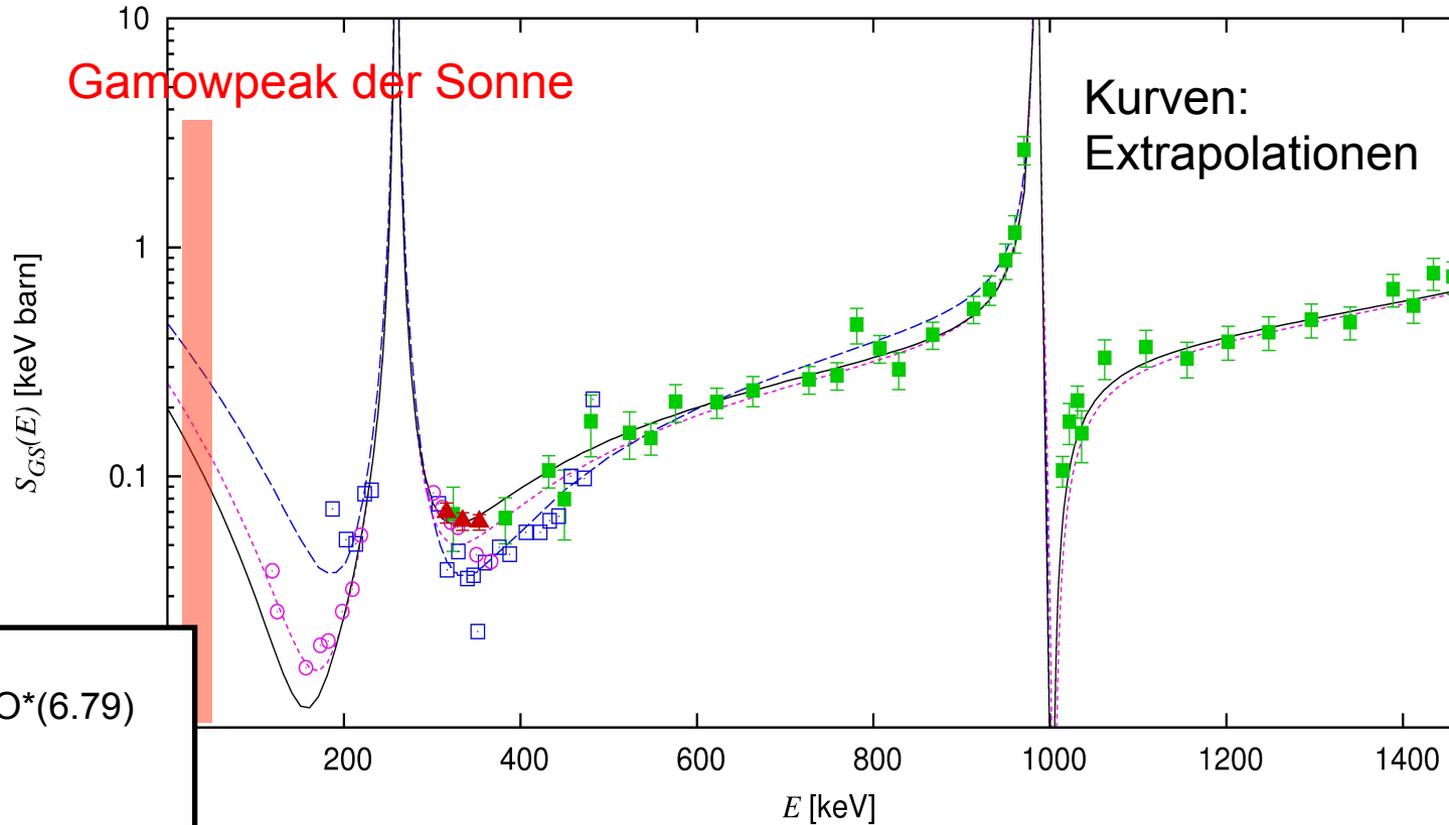


Die $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ -Reaktion: Einfang in angeregte Zustände von ^{15}O

Q [keV]	E [keV]	E_x [keV]	J^π
7297	987	8284	$3/2^+$
	259	7556	$1/2^+$
$^{14}\text{N} + p$		7276	$7/2^+$
		6859	$5/2^+$
		6791	$3/2^+$
		6172	$3/2^-$
		5241	$5/2^+$
		5181	$1/2^+$
			$1/2^-$

^{15}O

Gamowpeak der Sonne



Wichtige Niveaux

- $E = -0.504$ MeV, $^{15}\text{O}^*(6.79)$
- $E = 0.259$ MeV
- $E = 0.987$ MeV
- $E = 2.187$ MeV
- "background pole"

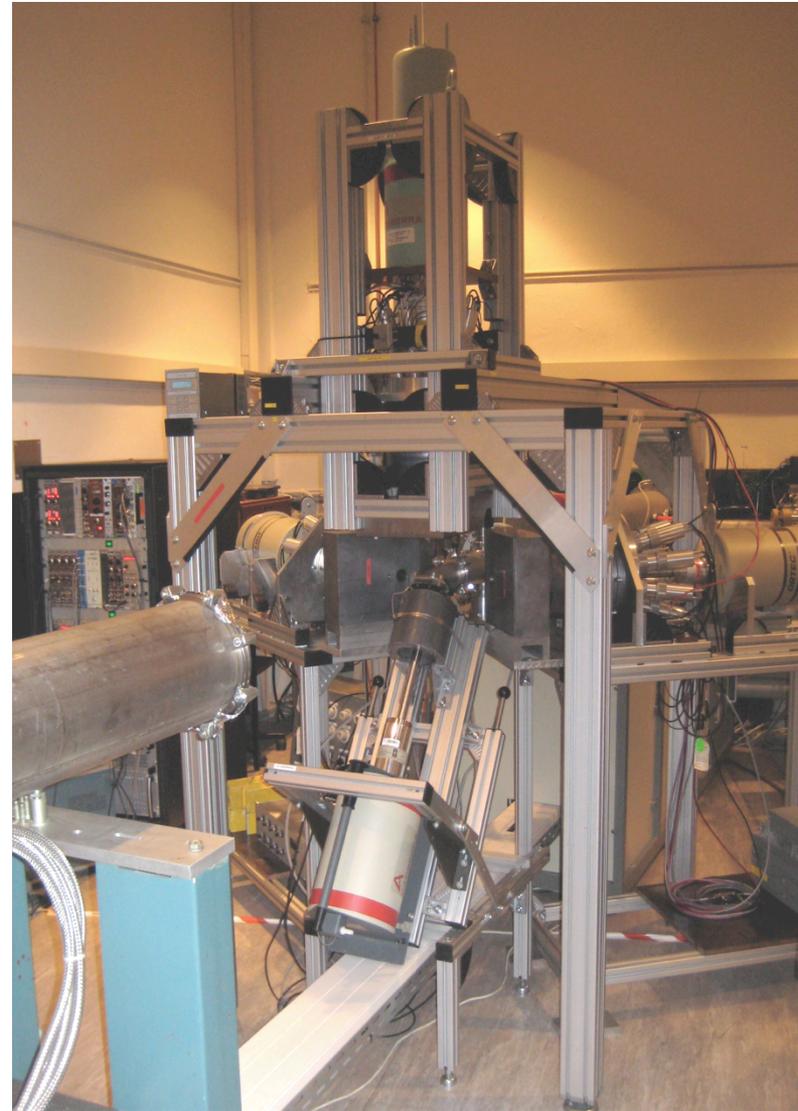
LUNA 2004

Münster 1987

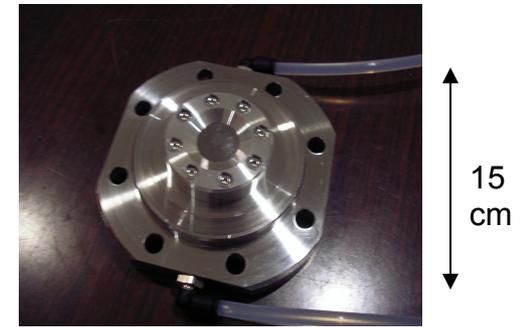
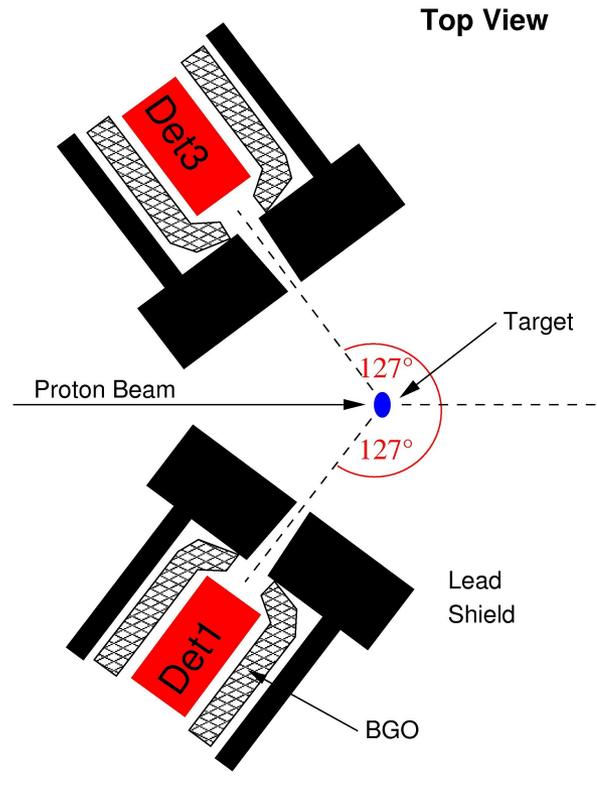
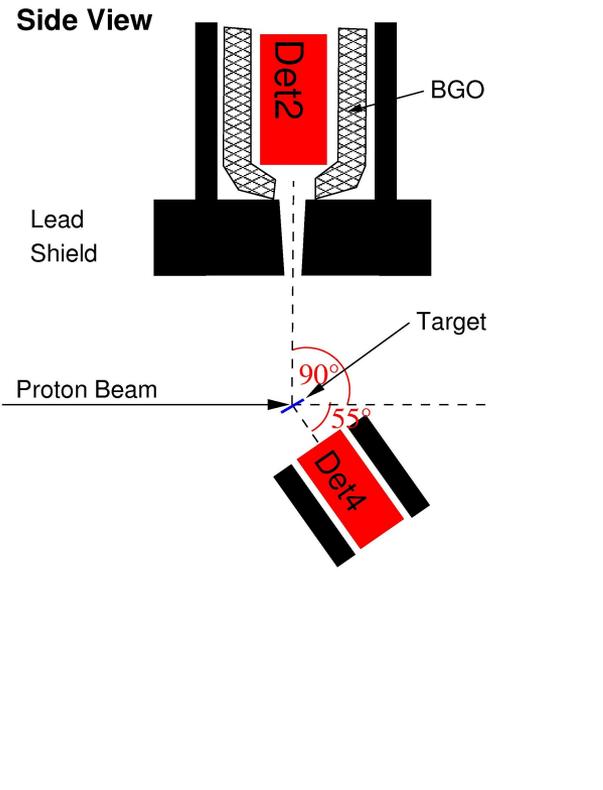
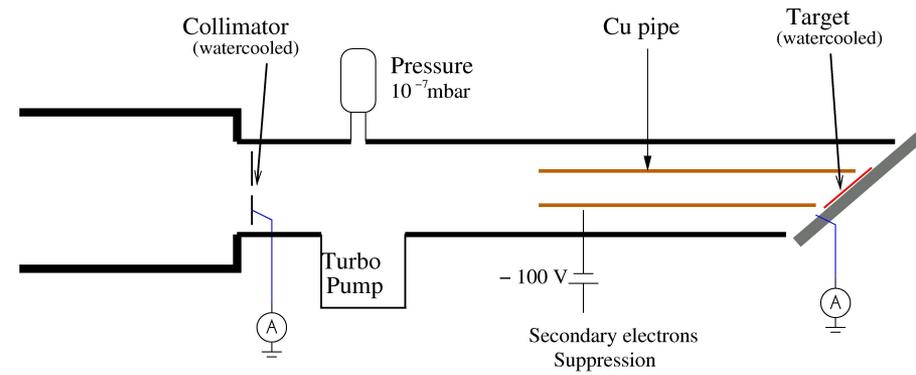
TUNL 2005

HZDR 2008-

Versuchsaufbau am HZDR Tandetron, Dresden



Detektoren und Targets



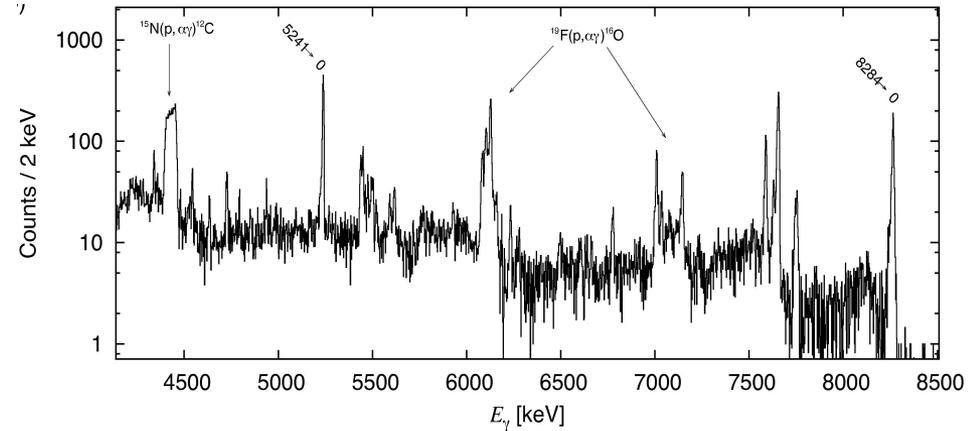
Resonanzstärken $\omega\gamma$ in den $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ - und $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ -Reaktionen

278 keV

Normierungspunkt:

$$\omega\gamma = (13.1 \pm 0.6) \text{ meV}$$

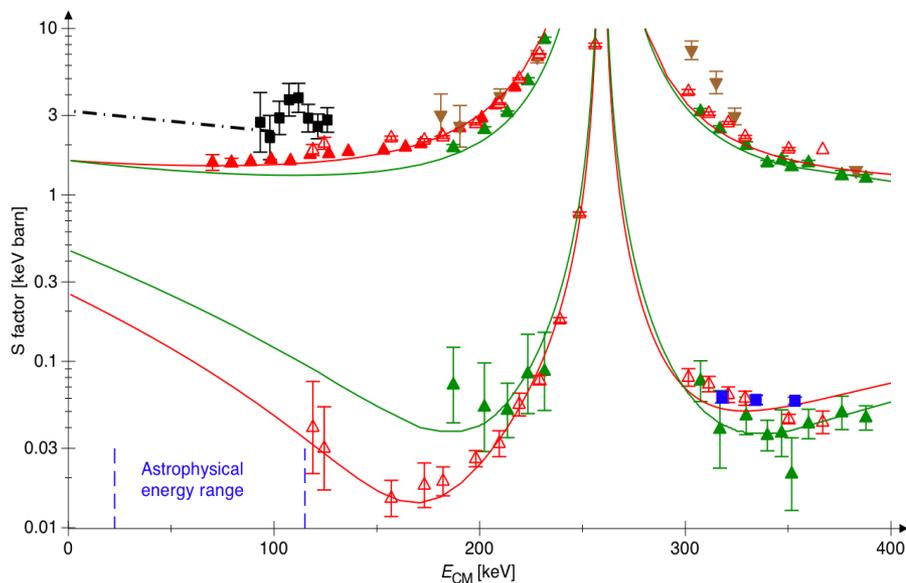
$$Y = \frac{\lambda^2}{2} \frac{1}{SP_{\text{eff}}} \omega\gamma$$



Reaction	Literature [23, 52]		$\omega\gamma_n/\omega\gamma_{278}$	Present	Literature
	E_p [keV]	Γ_{lab} [keV]		$\omega\gamma$ [eV]	$\omega\gamma$ [eV]
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	278	1.12^a	$\stackrel{\text{Def}}{=} 1$	—	0.0131 ± 0.0006^b
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	1058	3.8^c	27.8 ± 0.9	0.364 ± 0.020	0.31 ± 0.04 [25]
$^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$	430	0.1	$(1.73 \pm 0.07) \cdot 10^3$	22.7 ± 1.4	21.1 ± 1.4 [46]
$^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$	897	1.57	$(2.77 \pm 0.08) \cdot 10^4$	362 ± 20	293 ± 38 [63]

→ M. Marta et al., Phys. Rev. C (2010)

Auswirkungen des niedrigeren $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitts



$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ Wirkungsquerschnitt halbiert!

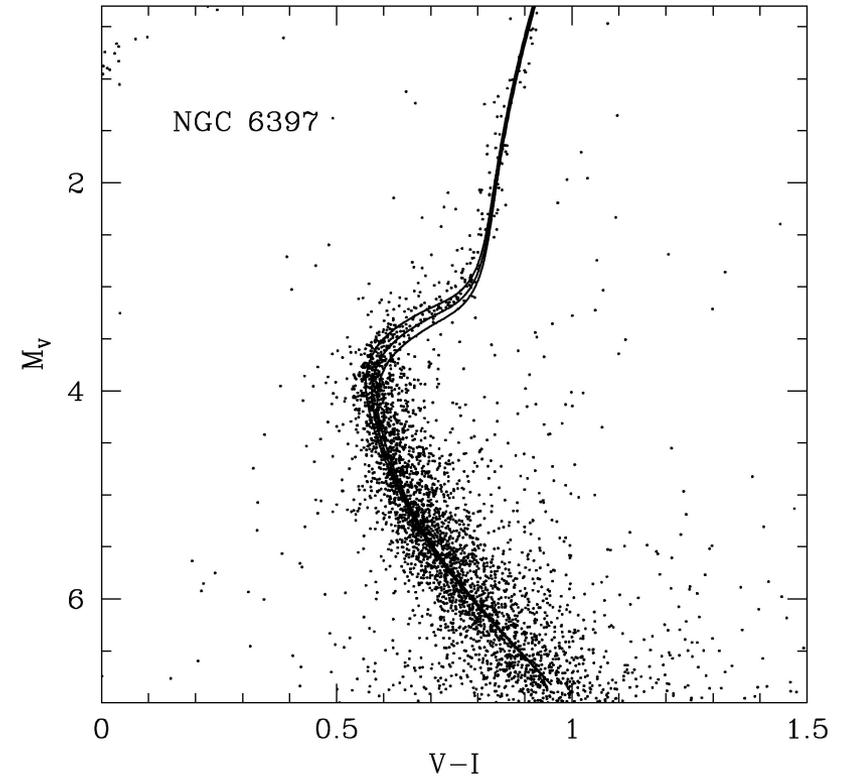
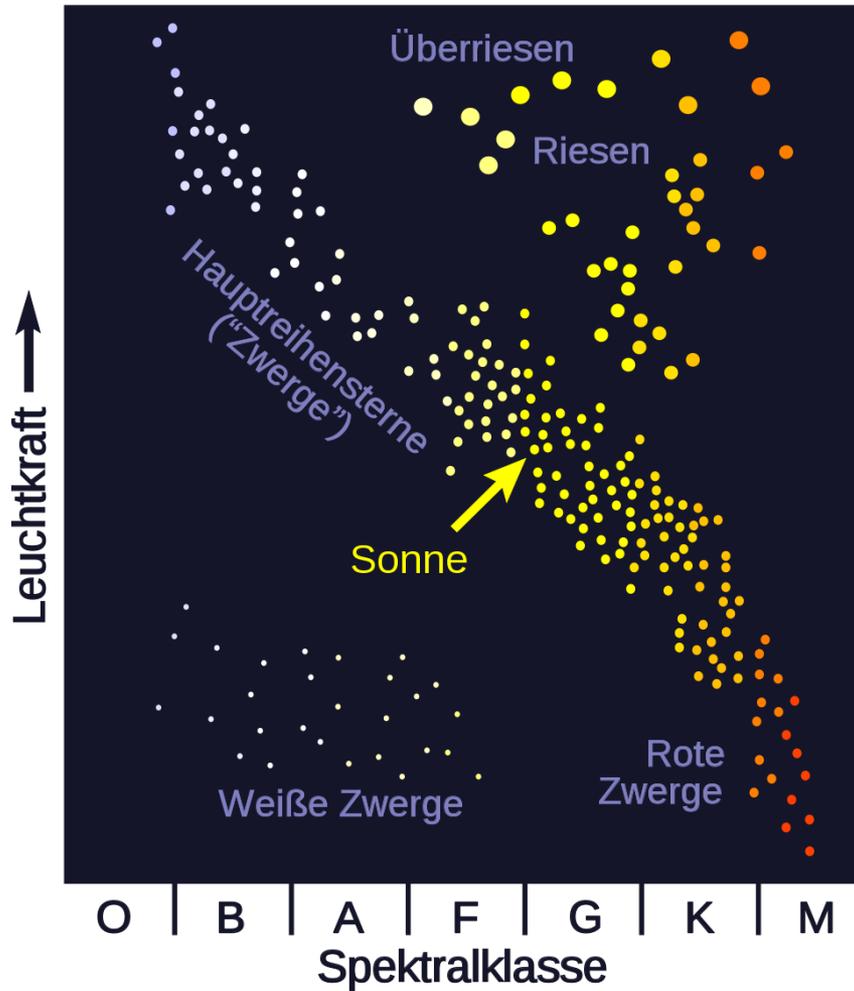
- A. Formicola et al., Phys. Lett. B 591, 61 (2004)
- A. Lemut et al., Phys. Lett. B 634, 483 (2006)
- M. Marta et al., Phys. Rev. C 78, 022802 (R) (2008)

$S(0) = 3.2$ keV barn (1998)

→ 1.72 ± 0.12 keV barn (2009)

1. Unabhängige untere Schranke für das Alter des Universums: 14 ± 2 Ga.
2. Bessere Reproduktion der Kohlenstoffhäufigkeiten in Roten Riesen.
3. Es ist möglich, den Stickstoffgehalt im Kern der Sonne über die emittierten CNO-Neutrinos zu bestimmen.

Altersbestimmung sehr alter Sterne (in Kugelsternhaufen)



→ Hertzsprung-Russel-Diagramm, Abzweigen von der Hauptreihe

Zusammenfassung

- Nukleokosmochronologie mithilfe von Uran und Thorium
- Bestimmung des Alters von Kugelsternhaufen mittels des CNO-Zyklus

