

Seminar über das frühe Universum: Primordiale Nukleosynthese

Stefan Mahle

24. März 2004

Betreuer: H. Clement



Ich kann nicht leugnen, dass ich einen Anflug von Unwirklichkeit empfinde, wenn ich über die ersten drei Minuten in einer Weise schreibe, als wüssten wir wirklich, wovon wir sprechen.

Steven Weinberg

Geschichte des Universums

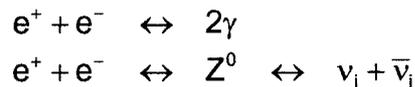
in s

$0 - 10^{-43}$	Planck-Ära Quanten-Kosmologie	
$10^{-43} - 10^{-35}$	GUT Entkoppeln der Gravitation	$T = 10^{32}$ K
$10^{-35} - 10^{-33}$	Inflation Exponentielle Ausdehnung, Entkopplung der starken WW	$T = 10^{27}$ K
$10^{-33} - 10^{-6}$	Quark-Ära Trennung der elektroschwachen WW	
$10^{-6} - 10^{-4}$	Hadronen-Ära Bildung von Hadronen aus den Quarks	$T = 10^{13}$ K
$10^{-4} - 10^0$	Leptonen-Ära Hadronen haben sich vernichtet Entkoppeln der Neutrinos	$T = 10^{12}$ K
$10^0 - 10^{12}$	Photonen-Ära Leptonen haben sich vernichtet $\sim 10^2$ s - 10^3 s: Nukleosynthese	$T = 10^{10}$ K
$10^{12} -$	Materie-Ära $\sim 10^{13}$ s und $T = 3000$ K: Kosmos transparent	$T = 10^4$ K

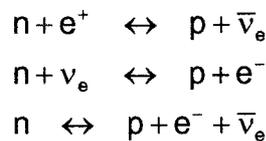
1. Weg zum Deuteron

$$T = 10^{11} \text{ K}, \quad t \approx 10^{-2} \text{ s}, \quad E \approx 10 \text{ MeV}, \quad N_{\text{B(aryon)}} \approx 10^{25} \text{ 1/cm}^3$$

Leptonen – Ära: Zum jetzigen Zeitpunkt herrscht eine Dominanz unter den Leptonen von e^+/e^- (Andere Leptonen sind verschwunden).
Außerdem werden alle Neutrinoarten produziert



Es besteht ein thermodynamisches Gleichgewicht durch die schwache WW (und die el. mag. WW):



Aufstellen der Ratengleichung für die Neutronen-Anzahldichte N_n :

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} = -\lambda_{n \rightarrow p} \cdot N_n + \lambda_{p \rightarrow n} \cdot N_p = 0$$

Nach Auswertung der beiden λ ergibt sich:

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(-\frac{\Delta m \cdot c^2}{k_B \cdot T}\right) \approx 0,86$$

$$X_n = \frac{N_n}{N_B} = \left(1 + \exp\left(\frac{\Delta m \cdot c^2}{k_B \cdot T}\right)\right)^{-1} \approx 0,46$$

$$T = 10^{10} \text{ K}, \quad t \approx 2 \text{ s}, \quad E \approx 1 \text{ MeV}, \quad N_B \approx 10^{22} \text{ 1/cm}^3 (\approx \text{Wasserdichte})$$

a) Paarerzeugung von e^+/e^- nimmt bei 1 MeV stark ab.
→ Es werden alle e^+/e^- - Paare vernichtet bis auf eine Anzahl die den Protonen entspricht.

b) "Freeze-Out":
Die Expansionsrate „überholt“ die Reaktionsrate:

$$\lambda \propto T^5, \quad H \propto T^2, \quad (H = \text{Hubble-Parameter})$$

$$\frac{\lambda}{H} \approx \left(\frac{k_B T}{1 \text{ MeV}}\right)^3 \rightarrow k_B T_f \approx 1 \text{ MeV}$$

Die schwache WW friert aus, d.h. von den Gleichgewichtsreaktionen bleibt nur noch der Neutronenzerfall übrig. Dies führt zu einem "Ausklinken" der schwachen WW aus dem thermodynamischen Gleichgewicht (dieses bleibt aber durch el.mag. WW erhalten).

$$\frac{N_n}{N_p} \approx \frac{1}{5}, \quad X_n \approx 0,17$$

Neutronenzerfall:

Ab ≈ 1 MeV wird die Neutronenhäufigkeit hauptsächlich vom Zerfall bestimmt.

$$X_n(t) = X_n^0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)$$

Bildung von Deuteron:

Bindungsenergie: 2,225 MeV

Wurde bisher nicht gebildet, da $\eta = N_B / N_\gamma \approx 10^{-9}$, d.h. es existieren im Planck-Spektrum genügend Photonen mit $E \geq 2,225$ MeV um die Bindung zu zerstören.

Prinzipiell können sich so viele Deuteronen bilden wie Neutronen vorhanden sind. Die Bildung setzt also erst dann ein wenn $N_n \approx N_\gamma(E \geq 2,225 \text{ MeV})$.

$$\begin{aligned} \frac{N_\gamma(E \geq 2,225 \text{ MeV})}{N_\gamma} &= \frac{N_n}{N_\gamma} = \frac{N_n}{N_B} \cdot 10^{-9} \\ &= X_n \cdot 10^{-9} \\ &= 0,42 \cdot e^{-2,225 \text{ MeV}/k_B T} \cdot \left[\left(\frac{2,225 \text{ MeV}}{k_B \cdot T} \right)^2 + 2 \left(\frac{2,225 \text{ MeV}}{k_B \cdot T} \right) + 2 \right] \end{aligned}$$

(aus Krane: Erhält man durch Integration der Planck-Formel)

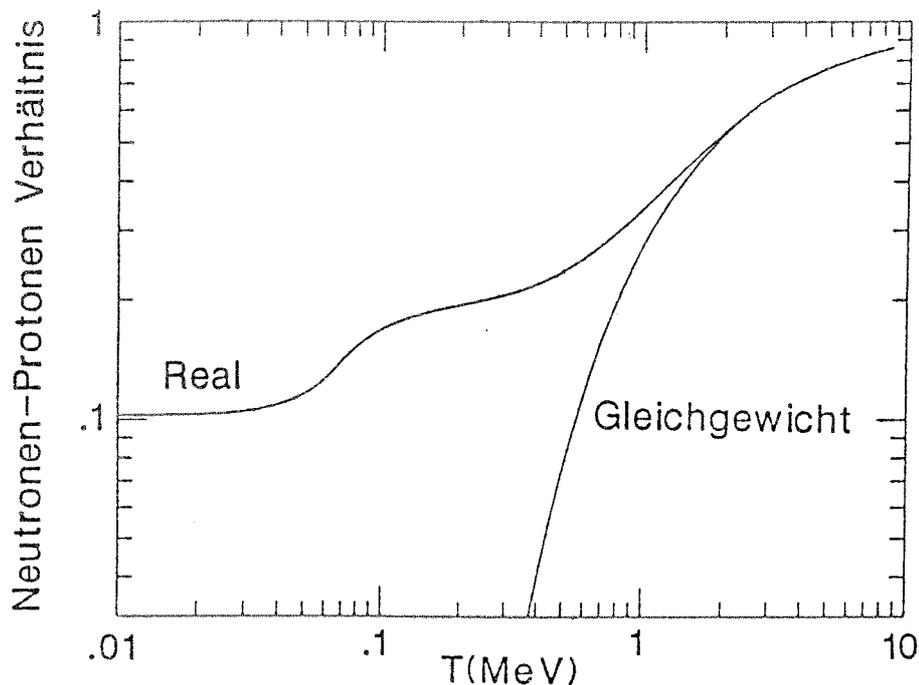
$$\rightarrow T_D = 9 \cdot 10^8 \text{ K}, \quad t \approx 180 \text{ s}, \quad E \approx 0,1 \text{ MeV}, \quad N_B \approx 10^{19} (\approx \text{Luftdichte})$$

$$\frac{N_n}{N_p} \approx \frac{1}{7}, \quad X_n \approx 0,13$$

Andere Kerne mit höheren Nukleonenzahlen und höherer Bindungsenergie konnten sich vor dem Deuteron noch nicht bilden, da hierfür mindestens 3-Körper-Reaktionen nötig wären, für die aber die Dichten zu gering sind.

Verlauf von N_n/N_p in Abhängigkeit von der Temperatur

[Kolb, Turner: The early universe (1990)]



Man erkennt den "Freeze-Out" bei ca. 1 MeV, außerdem die Nukleosynthese bei ca. 0,1 MeV

2. Nukleosynthese

Die Deuteron-Produktion läuft sehr schnell ab, da die Reaktionsrate die Expansionsrate um das 10- bis 100-fache übersteigt.

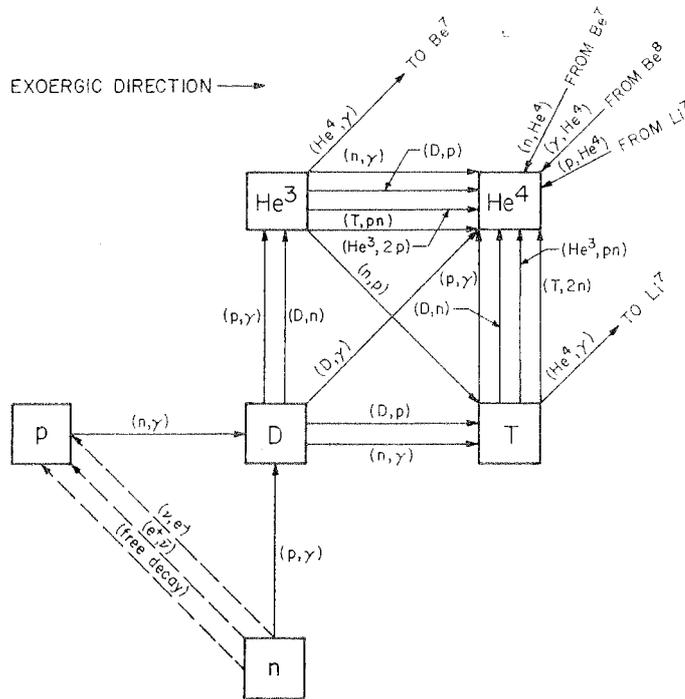
Damit beginnen gleichzeitig die höheren Fusionsprozesse, denn der „Flaschenhals“ Deuteron ist überwunden und die Fusionen weg vom Deuteron sind alle exotherm, somit laufen die Reaktionen hin zu ${}^4\text{He}$ sehr schnell ab.

Fast alle noch vorhandenen Neutronen werden in ${}^4\text{He}$ umgesetzt, womit sich dessen Häufigkeit ergibt:

$$Y_p = X_{{}^4\text{He}} = \frac{4 \cdot N_{{}^4\text{He}}}{N_B} = \frac{2 \cdot N_n}{N_B} \approx \frac{1}{4} \quad (\text{Relativer Massenanteil})$$

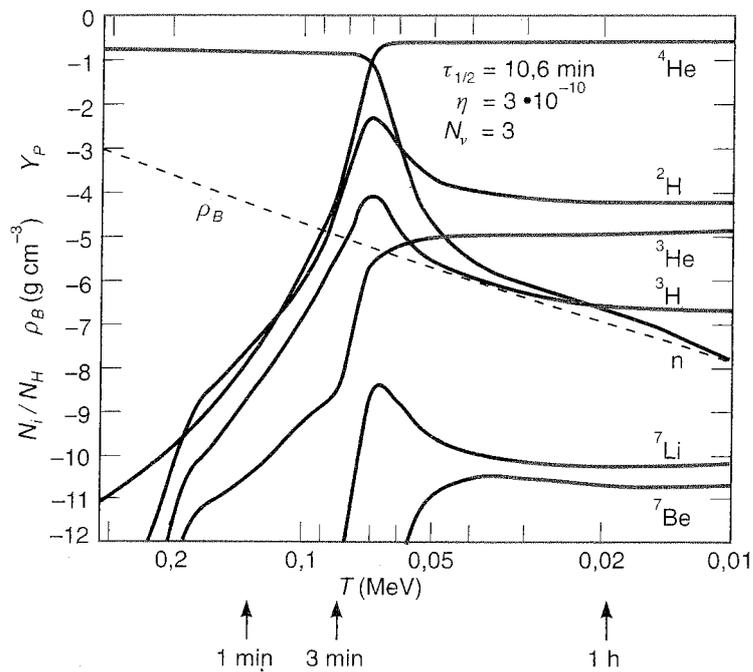
Reaktionsmechanismen der Nukleosynthese

[Wagoner, Fowler, Hoyle: Astrophysical Journal 148 (1967)]



Verlauf der Nukleosynthese in Abhängigkeit von der Temperatur

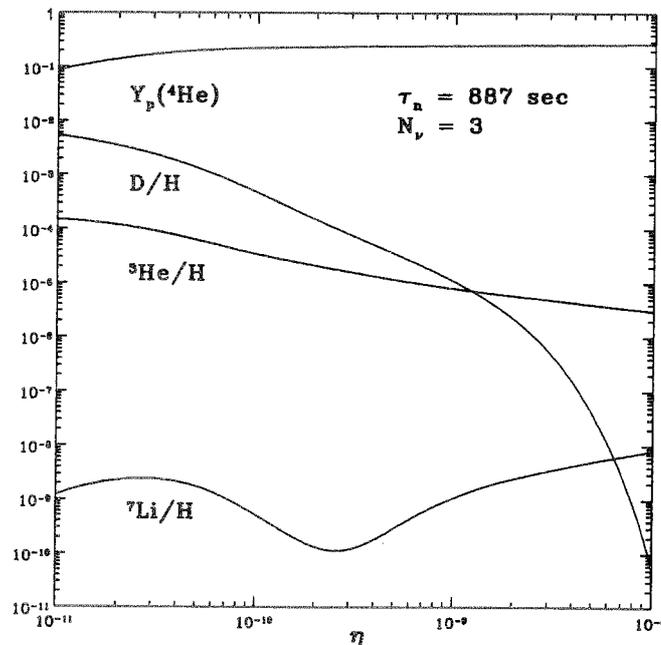
[Goenner: Einführung in die Kosmologie (1994)]



3. Elementhäufigkeiten

Errechnete Häufigkeiten in Abhängigkeit vom Baryon zu Photon Verhältnis

[Sarkar: Reports on progress in physics 59 (1996)]



Es wird davon ausgegangen, dass sich das Verhältnis von Baryonen zu Photonen wenn, dann nur sehr gering verändert haben könnte, da Umwandlungsprozesse nur in Sternen stattfinden können.

Die Deuterium-Häufigkeit hängt empfindlich von der Baryonen-Materiedichte ab, denn je höher die Dichte umso schneller können die Deuteronen sich zu ^4He umsetzen bevor diese Reaktionen ausgefroren sind.

Ebenso ist ^7Li empfindlich gegenüber der Dichte. Für Werte $\eta \leq 10^{-10}$ reagieren $^4\text{He}(T, \gamma) ^7\text{Li}$ und $^7\text{Li} + p \rightarrow 2 ^4\text{He}$ und ergeben den ersten „Buckel“. Für höhere Werte wird die Produktion von ^7Li über $^4\text{He}(^3\text{He}, \gamma) ^7\text{Be}(e^-, \nu_e) ^7\text{Li}$ dominant, was den zweiten Anstieg erklärt.

Die genaue Berechnung der ^7Li -Häufigkeit ist durch die unsicheren Reaktionsraten nur bis auf einen Faktor 2 – 3 genau.

Beobachtung der gebildeten Elemente:

⁴He: Hauptsächlich in sogenannten H II-Regionen (heiße Nebel mit ionisiertem Wasserstoff). Gemessen werden die ⁴He-Rekombinationslinien. Die Messungen sind „verschmutzt“ durch nicht-primordiales ⁴He, welches in Sternen erzeugt wird. Es werden Modelle über die Sternevolution benötigt um das produzierte ⁴He zu bestimmen. Man nimmt eine Korrelation zwischen den vorkommenden „Metallen“ (bzw. $A \geq 5$) und ⁴He an:

$$Y_{\text{ges}} = Y_p + Z \cdot \frac{dY}{dZ} \quad (Z = \text{Metall - Massenanteil})$$

Extrapoliert man zu $Z = 0$ erhält man das primordiale ⁴He

$Y_p = 0,238 \pm 0,002 \pm 0,005$	Fields, Olive: 98
$0,244 \pm 0,002 \pm 0,005$	Izotov: 99
$0,235 \pm 0,003 \pm 0,005$	2*Peimbert, Ruiz: 2000

Helium-4 wird im Sterninneren angereichert (und im Verhältnis wenig zerstört). Deshalb gelten die Messungen als Häufigkeits-Obergrenze.

D: Die Deuteron-Häufigkeit wird durch Beobachtung des interstellaren Mediums (HI-Gebiete (kalte, neutrale Wolken)), des Sonnensystems und von Quasaren (Sehr weit entfernte, sehr leuchtstarke Objekte) bestimmt.

$$\frac{D}{H} = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-5} \quad \text{O'Meara: 2001}$$

$$\frac{D}{H} = \left(1,60 \pm 0,09 \begin{matrix} +0,05 \\ -0,10 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-5} \quad \text{Linsky: 95}$$

$$\frac{D}{H} = (2,6 \pm 0,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-5} \quad \text{Skully: 96}$$

Man geht davon aus, dass Deuterium im Laufe der Zeit zerstört wird und nirgends dauerhaft produziert wird. Darum gelten die Messungen als Häufigkeits-Untergrenze.

³He: Die Messungen von ³He sind sehr unsicher (Helium-3 wird produziert und zerstört), so dass die Werte meistens nicht für die Bestimmung von η benutzt werden.

⁷Li: Beobachtung von Atmosphären von Population II-Sternen (sehr alte Metall-arme Halosterne). Ab einer Effektivtemperatur von 5500 K ist die ⁷Li-Häufigkeit konstant, darunter sind die Sterne zu konvektiv und ⁷Li wird im Sterninneren zerstört.

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} = \left(1,23 \pm 0,06 \begin{matrix} +0,68 + 0,56 \\ -0,32 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-10}$$

Ryan: 2000

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} = \left(1,6 \pm 0,1 \begin{matrix} +0,4 + 1,6 \\ -0,3 - 0,5 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-10}$$

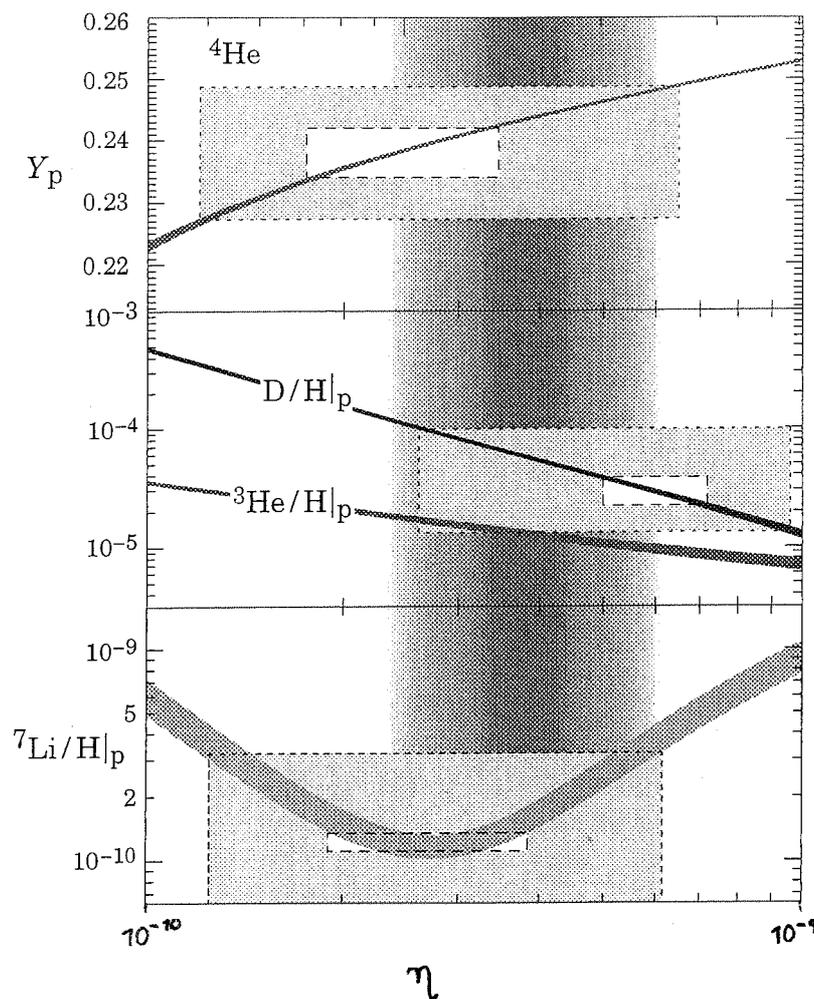
Bonifacio, Molaro: 97

Lithium-7 kann produziert und auch zerstört werden, weshalb es auch verschiedene Ansichten über die Verwendbarkeit der Messwerte gibt.

(Erster Fehler: Statistisch; Zweiter Fehler: Systematisch; Dritter Fehler: Mögliche Erzeugung/ Vernichtung von ${}^7\text{Li}$ im Stern)

Beobachtete Häufigkeiten im Vergleich mit der Theorie

[Fields, Sarkar: Physical Review D 66 (2002)]



Die kleineren Kästen entsprechen dem doppelten statistischen Fehler und für die größeren Kästen wurden der statistische und der systematische Fehler quadriert und addiert.

$$\rightarrow 2,6 \cdot 10^{-10} \leq \eta = \frac{N_B}{N_\gamma} \leq 6,2 \cdot 10^{-10}$$

Daraus kann man auch den für die Kosmologie wichtigen Dichteparameter $\Omega = \rho/\rho_c$ erhalten (oder umgekehrt die Nukleosynthese stärken). Zusammen mit anderen Messungen erhält man $\Omega_B \approx 0,04$ ($\Omega_{\text{tot}} \approx 1$), was innerhalb des Bereichs für die oberen Werte liegt.

Neutrinofamilien:

Aus den Messungen der ^4He -Häufigkeit kann die Anzahl der Neutrinofamilien eingegrenzt werden, denn die „Freeze-Out“-Temperatur hängt genau von dieser Anzahl ab. Dies führt dann zu verschiedenen Neutron-Proton-Verhältnissen zum Startzeitpunkt der Nukleosynthese, also variiert damit auch die ^4He -Häufigkeit.

Die „Freeze-Out“-Temp. wird über den Hubble-Parameter bestimmt. Dieser hängt von den inneren relativistischen Freiheitsgraden (g_{eff}) ab (z. B. Helizität). Da die Nukleonen bei $E \approx 1$ MeV nicht relativistisch sind, bleiben nur Photonen, e^\pm und Neutrinos übrig.

$$H \propto \sqrt{g_{\text{eff}}}, \quad k_B T_f \propto g_{\text{eff}}^{-\frac{1}{6}}$$

D. h.: Je höher g_{eff} , umso früher friert die schwache Wechselwirkung aus, also sind zum Zeitpunkt der Deuteron-Produktion mehr Neutronen übrig (\rightarrow mehr ^4He).

$$g_{\text{eff}} = \sum_{\text{(Bosonen)}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{\text{(Fermionen)}} g_i \left(\frac{T_i}{T} \right)^4$$

Wobei T die Gleichgewichtstemperatur angibt. Da für alle Teilchen gilt:

$$T_\gamma = T_{e^\pm} = T_\nu = T$$

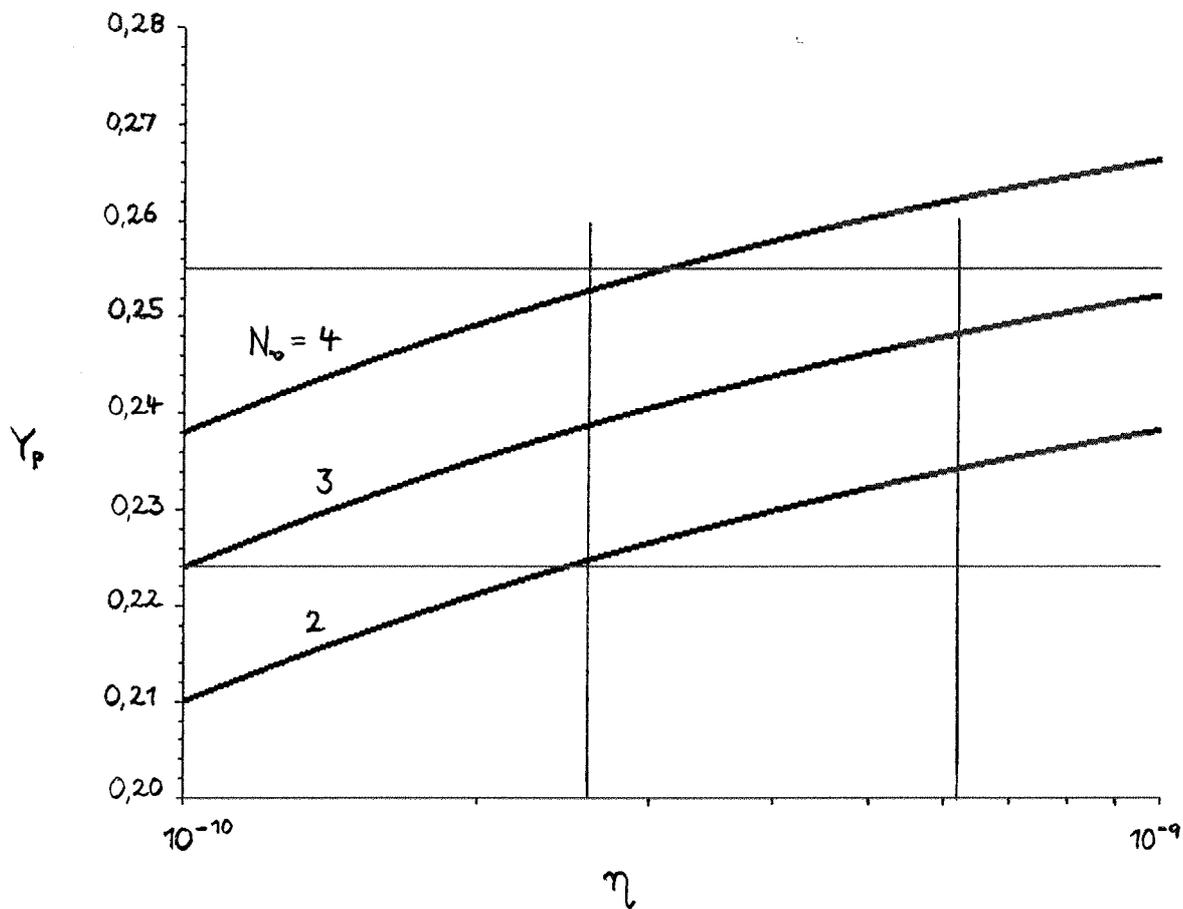
$$\rightarrow g_{\text{eff}} = \frac{11}{2} + \frac{7}{4} \cdot N_\nu$$

$$\rightarrow \Delta Y_p \approx 0,014 (N_\nu - 3)$$

Mit den gemachten Messungen konnte man N_ν auf höchstens 4 festlegen, jedoch nur für Neutrinos mit $m_0 \lesssim 1$ MeV/c².

Erst einige Zeit später konnte man durch Z^0 -Zerfallsexperimente den Wert auf 3 einschränken ($m_0 \lesssim 45$ GeV/c²). Allerdings bemerkt man nur die Neutrinos, die messbar an das Z^0 koppeln, wohingegen in g_{eff} alle leichten Neutrinos eingehen.

Y_p in Abhängigkeit der Neutrinofamilien



Literaturangaben:

- Klapdor-Kleingrothaus, Zuber: Teilchenastrophysik (1997)
- Börner: The early universe (2003)
- Goenner: Einführung in die Kosmologie (1994)
- Krane: Introductory nuclear physics (1988)
- Bergmann, Schäfer: Lehrbuch der Exp.physik – Band 8 – Sterne und Weltraum (1997)
- Fields, Sarkar: Physical Review D 66 (2002)
- Wagoner, Fowler, Hoyle: Astrophysical journal 148 (1967)
- Olive, Steigman, Walker: Physical Reports 333 (2000)