

Strahlung und Materie

①

1. Durchgang von Strahlung durch Materie

Je nach der Art der „Strahlung“ spielen verschiedene Wechselwirkungen die Hauptrolle:

* Strahlung = elektrisch geladenes Teilchen oder Photon
↳ elektromagnetische WW

Meistens WW zwischen dem Teilchen und den Elektronen der Atomhülle der Materie. Dabei können die Elektronen als freie Teilchen betrachtet werden:

- in Kernphysik ist $E_{\text{Strahlung}} \sim 1 \text{ MeV}$ viel größer als die Bindungsenergie $\sim 10 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$ der Elektronen
- die (de Broglie) Wellenlänge der Strahlung ist viel kleiner als der Durchmesser der Atome

* Strahlung = ungeladenes Teilchen außer Photon oder Neutrino
↳ starke WW

* Strahlung = Neutrino ↳ schwache WW
(wird hiernach nicht weiter diskutiert).

Allgemein wird die Strahlung in der Materie abgebremst (und gestoppt): die Strahlung verliert (kinetische) Energie, die der Materie übertragen wird.

„Dosimetrie“: Messung der von einem Stoff absorbierten Strahlungsenergie, meistens mit Angaben zu deren biologischen Wirksamkeit (s. Absch. 2).

Strahlungsmessgeräte:

- „Detektor“, um Strahlung nachzuweisen
- „Spektrometer“: für eine genauere Charakterisierung.

1.1 Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie

Geladenes Teilchen \rightarrow Masse $m \neq 0$

Teilchen-Materie Prozesse:

* Stöße mit den Elektronen der Atomhülle

\rightarrow $\left\{ \begin{array}{l} \text{Anregung der Atome} \\ \text{Ionisation der Atome} \end{array} \right\}$ "Ionisationsverluste"

\hookrightarrow führt zu "sekundärem" Elektron mit beträchtlicher kinetischer Energie

- Wenn $m \gg m_e$ ("schweres" Teilchen): die Flugrichtung des Teilchens ändert sich fast nicht

- Wenn Teilchen = Elektron: beträchtliche Richtungsänderungen

* Streuung im Coulomb-Feld der Kerne

\rightarrow meist vernachlässigbar, elastisch.

* Im Coulomb-Feld der Hüllenelektronen bzw. der Kerne ändert sich die Geschwindigkeit des Teilchens.

\rightarrow Es emittiert Bremsstrahlung: "Strahlungsverluste"

Teilchen mit der gleichen el. Ladung unterliegen der gleichen WW: die Abbremsung hängt von der Masse m ab und wächst mit abnehmender Masse

\rightarrow nur beträchtlich für Elektronen.

1.1.a Ionisationsverlust schwerer Teilchen

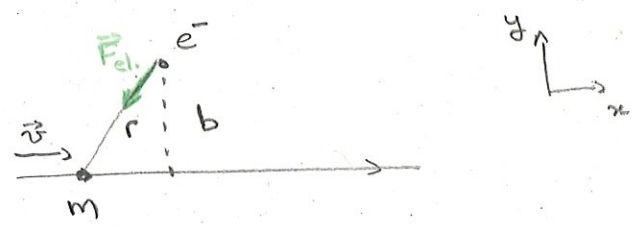
Teilchen: Masse $m \gg m_e$, Ladung ze

stoß an ein Elektron (e^- , beschrieben als freie Teilchen).

Flugrichtung des schweren Teilchens fast ungeändert:

$$\vec{v}_{\text{nach}} \approx \vec{v}_{\text{vor}} \approx \vec{v}$$

(hier $ze > 0$)



Coulomb-Kraft des Teilchens auf das Elektron:

$$F_x = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{x}{r}, \quad F_y = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{y}{r}$$

Das Teilchen fliegt von $x = -\infty$ bis $x = +\infty$ entlang der x -Achse ($y=0$) und überträgt dem Elektron ($x=0, y=b$) den Impuls

$$P_x = \int_{-\infty}^{\infty} F_x dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{x}{(x^2+b^2)^{3/2}} \frac{dx}{v} = 0$$

$$P_y = \int_{-\infty}^{\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{(x^2+b^2)^{3/2}} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 v b}$$

(Bem.: versteckte Annahme (toy model!): die Position des Elektrons hat sich nicht geändert...)

→ kinetische Energie des Elektrons nach dem Stoß (= Energie verloren durch das schwere Teilchen):

$$E_{kin, e^-} = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b^2} \quad (1)$$

Materie: besteht aus Atomen mit Massenzahl Z und Teilchenzahldichte n

→ Teilchenzahldichte der e^- : Zn

Längs einer Wegstrecke dl existieren $2\pi b db dl Zn$ Elektronen mit einem Stoßparameter zwischen b und $b+db$: diese führen zu einem Energieverlust (des Teilchens)

$$\frac{dE}{dl db} = - \frac{z^2 e^4 2\pi b Zn}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b^2} = - \frac{z^2 Z e^4 n}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2 b}$$

$$\rightarrow \frac{dE}{dl} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dE}{dl db} db = - \frac{z^2 Z e^4 n}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2)$$

Grenzen des Integrals:

(4)

- b_{\max} : der Stoßparameter kann nicht zu groß werden, sonst reicht die Wechselwirkungsenergie nicht mehr aus, um die Hüllenelektronen anzuregen

$$\rightarrow b_{\max} \propto \frac{1}{E_{\text{ionis}}^{1/2}} \quad \text{wobei } E_{\text{ionis}} \sim 10Z \text{ eV}$$

(durchschnittliche Ionisationsenergie)

- b_{\min} : gegeben durch den maximalen Impuls (bzw. die maximale Energie E_{\max}), den das schwere übertragen kann

$$\rightarrow b_{\min} \propto \frac{1}{E_{\max}^{1/2}}$$

Setze in Gl. (2) ein:

$$\frac{dE}{dL} = - \frac{z^2 Z e^4 n}{8 \pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \frac{E_{\max}}{E_{\text{ionis}}} \quad (3)$$

In einer relativistischen quantentheoretischen Berechnung leitet man die Bethe-Bloch-Formel her:

$$\frac{dE}{dL} = - \frac{z^2 Z e^4 n}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{E_{\max}}{E_{\text{ionis}}} - \frac{v^2}{c^2} - C \right] \quad (4)$$

mit $E_{\max} \approx \frac{2 m_e v^2}{1 - v^2/c^2}$

unwesentliche Konstante (Dichte der Materie)

Der Energieverlust (pro Einheitswegstrecke) (3) bzw. (4)

- ist proportional zu z^2
- hängt von v ab, nicht von der Masse des Teilchens.

Für eine feste Energie \mathcal{E} des Teilchens gilt $\frac{1}{v^2} \propto \frac{m}{\mathcal{E}}$, so dass schwerere Teilchen mehr Energie verlieren.

Sei ρ die Massendichte der Materie: $\rho \approx n A m_N$

Der spezifische Ionisationsverlust wird als $S \equiv -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dL}$ definiert.

Wenn man die (geringe) Abhängigkeit des Logs vernachlässigt

$$S \propto \frac{Z}{A}, \quad \text{annähernd stoffunabhängig}$$

(bis auf ^1H)

Reichweite: $R \equiv \int_{E_{\text{tot}}}^0 \frac{dE}{-eS} = \int_{E_{\text{tot}}}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dL}} dE$

(Die Definition ist äquivalent zu $E_{\text{tot}} = \int_0^R \frac{dE}{dL} dL$, wobei E_{tot} die ursprüngliche gesamte kinetische Energie des schweren Teilchens ist)

↳ für α -Teilchen:

- in der Luft: 3 cm ($E_{\text{tot}} \sim 4 \text{ MeV}$) - 8,5 cm ($E = 8 \text{ MeV}$)

- im Wasser: $3,6 \cdot 10^{-2}$ - $8,6 \cdot 10^{-2}$ mm

(Aber: schwere Teilchen ionisieren die Materie viel; in der Luft erzeugt ein α -Teilchen mit Energie $E \sim 2,88 \cdot 10^4 E_0$ (MeV) Ionen).

Längs der Wegstrecke nimmt die Energie des schweren Teilchens ab \rightarrow sein spezifischer Ionisationsverlust ($\propto \frac{1}{v^2}$) nimmt zu \rightarrow Bragg-Kurve, mit dem Bragg-Peak am Ende des Wegs, wo der Hauptteil der Energie deponiert wird.

1.1.6 Energieverlust von Elektronen

• Ionisationsverluste:

Streuung Elektron an Elektron: 2 identische (und somit ununterscheidbare) Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$... Die Berechnung ist nicht einfach! (Einfacher für Positronen e^+ , weil sie an nicht-identische Teilchen stoßen).

↳ qualitativer Verlauf der Ionisationsverlust wie im Fall schwerer Teilchen: $S \propto \frac{1}{v^2}$...

• Strahlungsverluste:

„ Bethe - Heitler - Formel “ $-\frac{1}{e} \frac{dE}{dL} = Z^2 E f(E)$
↑ lineare Funktion von $\ln E$

• Empirisch: $E \approx E_0 e^{-L/L}$
↙ Anfangsenergie ↖ R

L: Strahlungslänge

Abstand von der Quelle \ll Länge der Flugbahn (Richtungsänderungen!)

1.2 Durchgang von Photonen durch Materie

Verschiedene Prozesse führen zur Streuung oder Absorption eines Photons:

* Anregung der Atome & Fotoeffekt

→ Wahrscheinlichkeit nimmt ab, wenn $E_\gamma \gg E_{\text{Bindung } e^-}$

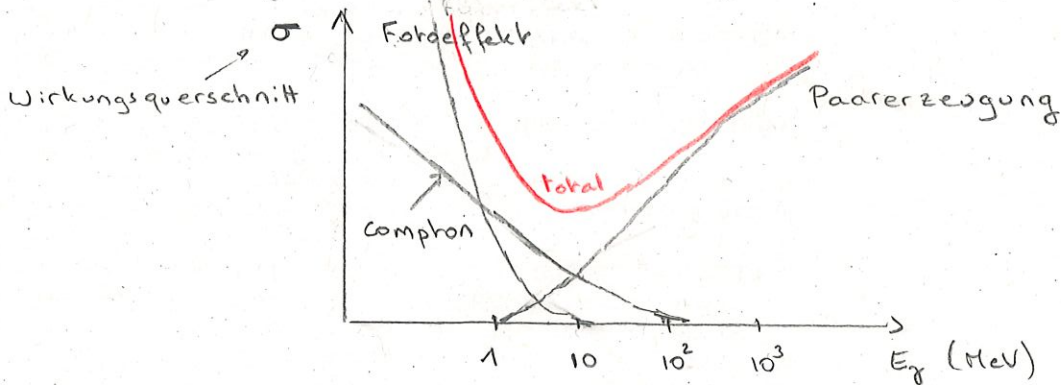
* Compton - Streuung $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ an die Hüllenelektronen, mit $\lambda_{\text{nach}} > \lambda_{\text{vor}}$

* Paarerzeugung $\gamma \rightarrow e^- + e^+$

→ das Coulomb-Feld der Atome ist nötig, um Energie und Impuls zu erhalten.

Nur möglich, wenn $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV } (= 2m_e c^2)$!

* Möglich aber vernachlässigbar: Kernanregung, Kernfotoeffekt, "Spallation" (= Kernverdampfung), Compton-Streuung an Kern



Wegen der Absorption / Streuung der individuellen Photonen kommt es zu einer Minderung der Intensität eines Photonenstrahls aus einer Quelle:

$$dI = -\sigma_{\text{tot}} I n dl$$

↑ Teilchendichte der Materie

$$\rightarrow I = I_0 e^{-\sigma_{\text{tot}} n l} \equiv I_0 e^{-\mu l}$$

μ : Schwächungskoeffizient ; $\frac{\mu}{\rho}$: Massenschwächungskoeff.

für $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$, $\frac{\mu}{\rho} \approx 0,05 \text{ cm}^2/\text{g}$

1.3 Durchgang eines Neutrons durch Materie

Nur starke WW mit den Atomkernen! Daher haben Neutronen eine größere Reichweite als geladene Teilchen. Wieder findet man empirisch $E = E_0 e^{-\lambda L}$ mit einer Strahlungslänge L .

2. Strahlungswirkung auf Lebewesen

2.1 Einheiten und Grenzwerte

Aktivität: 1 Bq (Becquerel) = 1 Zerfall/s

→ reicht aber nicht aus, um die Eigenschaften einer radioaktiven Quelle und deren Strahlung zu charakterisieren.

no Einheiten für die Wirkung von radioaktiver Strahlung:

- Ionendosis (J): Anzahl von Ionen, die durch ionisierende Strahlung pro Masseneinheit von Luft entstehen: in C/kg
(alte Einheit: Röntgen, $1 R \approx 258 \cdot 10^{-6} C/kg$)

- Energiedosis (D): Energie, die durch ionisierende Strahlung auf ein Material pro Masseneinheit übertragen wird: in Gray $1 Gy = 1 J \cdot kg^{-1}$
(alte Einheit: Rad, $1 rd = 10^{-2} Gy$)

- Relative biologische Wirksamkeit (RBW):

$$RBW_{\gamma, E} \equiv \frac{D_{\text{Bezug}}}{D_{\gamma}}$$

D_{γ} = Energiedosis, die notwendig ist, um mit der Strahlungsart γ die gleiche biologische Wirkung E zu erzielen, wie mit einer Energiedosis D_{Bezug} von einer Bezugsstrahlung.

→ hängt vom betrachteten biologischen Effekt ab.

• Strahlungswichtungsfaktor (w_R)

→ beschreibt — ohne Bezug auf die Energiedosis oder auf den biologischen Effekt — die relative Wirksamkeit von unterschiedlichen Strahlungsarten

Strahlung	w_R
X, γ	1
e^- , μ^-	1
n, $E_n < 10$ keV	5
10 - 100 keV	10
100 keV - 2 MeV	20 ←
2 - 20 MeV	10
> 20 MeV	5
P, $E > 2$ MeV	5
α , Kernfragmente, schwere Kerne	20 ←

• Äquivalentdosis (H)

Maß für die Wirkung einer Strahlung, unabhängig vom biologischen Effekt : $H = D \cdot w_R$

Einheit : Sievert $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ (wie 1 Gy)

z.B. : α -Teilchen mit $D_\alpha = 1 \text{ Gy}$ \leadsto $H = 20 \text{ Sv}$

(alte Einheit : Rem — radiation equivalent man — $1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$)

• effektive Dosis :

→ berücksichtigt (anhand von Wichtungsfaktor) die unterschiedliche Empfindlichkeit der Organe / Gewebe \leadsto s. Tabelle in den Folien

Durchschnittliche Äquivalentdosis aus natürlichen Strahlungsquellen in Deutschland : $\sim 2,4 \text{ mSv/Jahr}$

- Davon kosmische Strahlung : $\sim 0,3$
- Radon (aus Boden) $\sim 1,1$ (ortsabhängig!)
- Nahrung (^{40}K) $\sim 0,3$

Durchschnittliche Äquivalentdosis aus künstlichen Quellen in Deutschland $\sim 2 \text{ mSv / Jahr}$

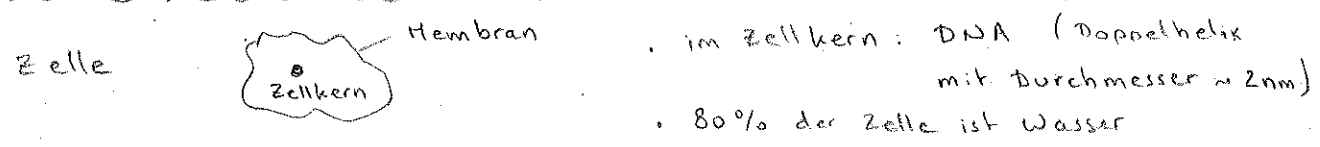
Davon: Röntgendiagnostik im Mittel $1,9 \text{ mSv / Jahr}$
(zwischen 0 - 50 mSv!)

Transatlantikflug : $\approx 0,1 \text{ mSv}$
eine Zigarette : $0,07 \text{ mSv}$

International Commission for Radiation Protection empfiehlt für beruflich exponierte Personen maximum 20 mSv / Jahr im 5-Jahres Schnitt.

2.2 Strahlungswirkung

Effekte von Strahlung auf Zellen



Strahlung wirkt ionisierend:

- direkte Zerstörung der DNA oder
- Ionisation von Wasser $\rightarrow \text{OH}^-$ -Ionen (Hydroxyl)
 - \rightarrow Zerstörung von H-Brücken oder Entstehung von H_2O_2 (Zellgift)

Wenn ein einziger DNA-Strang kaputt geht, wird er binnen Stunden repariert. Problem wenn beide Stränge zerstört werden.

\rightarrow α -Teilchen (& schwerere Kerne) haben eine kurze Reichweite \rightarrow die Wahrscheinlichkeit, dass ein α -Teilchen in der Zelle beide DNA-Stränge zerstört, ist höher als bei β oder γ -Strahlung ($\rightarrow w_{R,\alpha} > w_{R,\beta}, w_{R,\gamma}$).

Wenn die DNA kaputt ist:

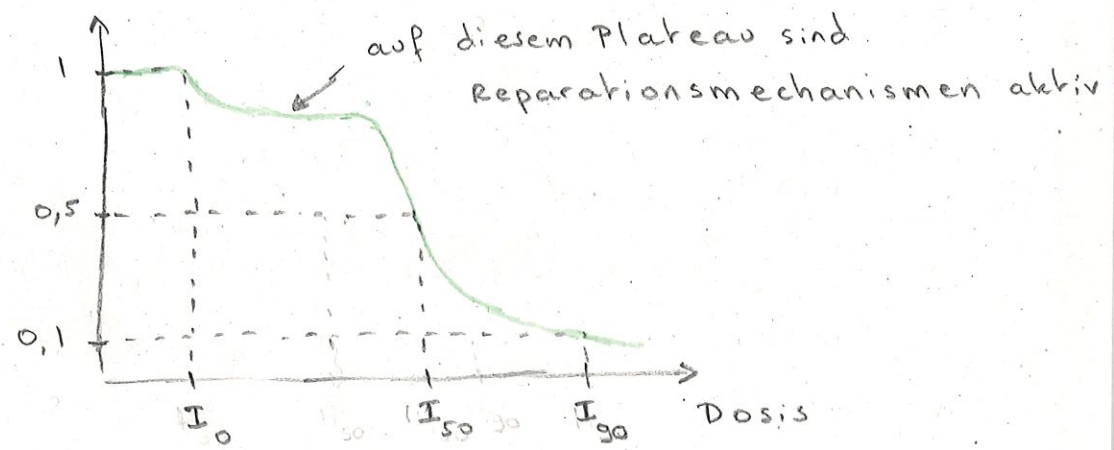
- die Zelle kann sterben (ungefährlich, wenn nicht zu viele auf einmal)
- die Zelle kann genetisch verändert werden, was zu unkontrollierter Zellteilung führt \rightarrow Krebs
- falls im Genitalbereich, können Erbschäden verursacht werden.

Welche Dosis ist tödlich?

Wichtig: einmal eine große Dosis ist nicht das gleiche wie eine Dauerbelastung mit niedriger Dosis.

Studien aus Hiroshima & Nagasaki + Strahlenunfälle

→ Überlebenskurve (Wahrscheinlichkeit, 14 Tage zu überleben):



Dosis $< I_0 = 0,25$ Sv keine Effekte beobachtet.
 < 1 Sv unspezifische Krankheit nach 3 Wochen.
 Erholung ist wahrscheinlich.

$I_{50} \approx 4,5$ Sv 1-2 Stunde nach Bestrahlung, erste Symptome der strahlenkrankheit.
 50% Überlebende nach 2 Wochen.

$I_{90} \approx 7$ Sv schneller Verlauf.

andere Lebewesen:

I_{50} (Sv)	Ziege	3,5	hochentwickelte Organismen sind anfälliger gegenüber ionisierender Strahlung
	Mensch	4,5	
	Affe	5	
	Hamster	10	
	Schnecke	200	
	Wespe	10^3	
	Viren	2×10^3	

Langzeitbelastungen: Ob es einen Schwellwert gibt oder nicht ist diskutiert (schlechte Statistiken)

2.3 Strahlenschutz

- Abstand von Quellen maximieren (Fluß $\propto \frac{1}{r^2}$)
- Aufenthaltsdauer minimieren
- Abschirmung von Strahlung
 - γ , e^- , e^+ : Schwerbeton, Schwermetalle
 - n : Paraffin oder Wasser; dahinter Absorber (Cd oder B)
 - p, α , schwere Kerne : dünne Folien reichen; jedoch gehen immer γ , e^\pm damit einher \rightarrow dicke Abschirmung

2.4 Proton-Therapie

(oder mit schwereren Kerne: ^{12}C ...)

Benutze den Bragg-Peak, um die Energie gezielt zu deponieren \approx Krebsgeschwulst.

Nukleare Astrophysik

1

"We refer to the basic physics of energy generation and element synthesis in stars as Nuclear Astrophysics. It is a benign application of nuclear physics [...]"

G. Fowler, Nobel Lecture (1983)

Hier Entstehung der Elemente

- im frühen Universum

- in Sternen

1. Primordiale Nukleosynthese

= "Big Bang Nukleosynthese" (BBN)

Im frühen Universum, im Big Bang Modell $k_B T \text{ (MeV)} \sim \frac{1}{\sqrt{t}}$ (5)

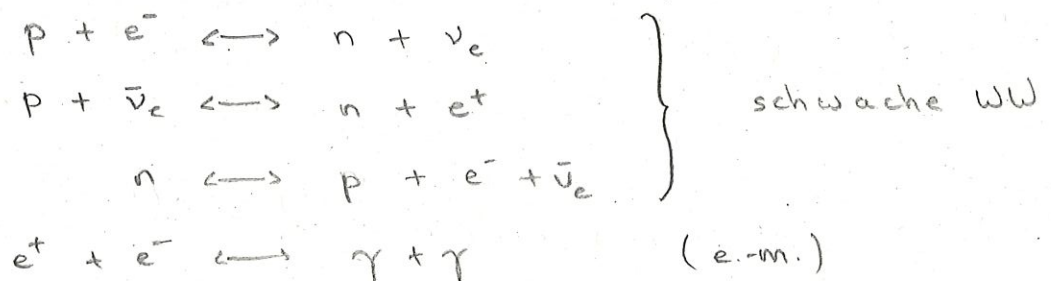
• $t \sim 10 \text{ ms}$, $T \sim 10 \text{ MeV}$ (d.h. $k_B T \sim 10 \text{ MeV}$)

Universum enthält eine "Suppe" (Plasma!) von $p, n, e^- \& e^+, \nu \text{ (& } \bar{\nu}), \gamma$ im thermischen und chemischen Gleichgewicht (dazu noch Dunkle Materie ... spielt keine Rolle hier)

\Rightarrow Teilchendichten $n \propto e^{-E/k_B T}$ (Boltzmann)

Insbesondere: $\frac{n_n}{n_p} \propto e^{-\Delta m/k_B T}$ mit $\Delta m = m_n - m_p$

Einige relevante Prozesse für das Gleichgewicht:



• $t \sim 1 \text{ s}$, $T \sim 1 \text{ MeV}$ $\frac{n_n}{n_p} \approx \frac{1}{6}$

Die Dichten sind kleiner geworden ("Expansion" des Universums) \Rightarrow die Neutrinos entkoppeln vom Rest

\Rightarrow n & p sind nicht mehr im chemischen Gleichgewicht.

Ab jetzt weicht $\frac{n_n}{n_p}$ vom Gleichgewichtswert ab. (2)

Bem.: $k_B T < B(^2\text{H})$ (Bindungsenergie), doch es gibt sehr viele Photonen pro Nukleon ($\frac{n_\gamma}{n_B} \sim 10^{10}$ mit Baryonenzahldichte n_B)

\leadsto es gibt genug γ mit Energie $> B(^2\text{H})$, so dass $^2\text{H} = d$ nicht entstehen kann: $\gamma + d \rightarrow n + p$

- $T \sim 0,5 \text{ MeV}$: $e^+ - e^-$ vernichten sich \leadsto "Erhitzung des Universums"
- $t \sim 3 \text{ mn}$, $T \sim 0,1 \text{ MeV}$

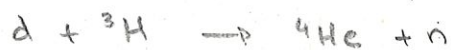
Wegen des Neutronenzerfalls (wichtig: $\tau_n \sim 15 \text{ mn}$) ist jetzt $\frac{n_n}{n_p} \sim \frac{1}{7}$.

Dazu gibt es jetzt nicht mehr genug hochenergetische Photonen, um die Entstehung von Deuteron zu verhindern.

\leadsto $p + n \rightarrow d + \gamma$ erste Reaktion

(Dichten zu klein für 3-Teilchen-Reaktionen)

Dann schnell eine Vielzahl von Reaktionen, die meistens bei ^4He enden (höchste B/A unter den leichten Kernen):



* es entsteht auch ^6Li

* es gibt kein stabiles Nuklid mit $A=5$ und $A=8$

* wegen der geringen Dichten und der Coulomb-Barriere werden praktisch keine schwere Elemente erzeugt

Nach dieser Nukleosynthese werden fast alle Neutronen in ^4He "umgewandelt" (nur niedrige Häufigkeiten von den anderen Kernen, s. unten)

$n_{4\text{He}} \approx \frac{n_n}{2}$
nach

$$Y_p \equiv \frac{4 n_{4\text{He}}}{n_n + n_p} = \frac{2 n_n}{n_n + n_p} = \frac{2}{1 + \frac{n_p}{n_n}} \approx \frac{2}{1 + 7} = \frac{1}{4}$$

Massenverhältnis

D.h. 25% der "baryonischen" Masse ist ^4He
75% ist ^1H

Messungen (im heutigen Universum) : $Y_p \approx 23\%$ 😊

Von den anderen Kernen / Elementen :

$^2\text{H}, ^3\text{He}, ^6\text{Li}, ^7\text{Li}, ^9\text{Be}$
 $\sim 10^{-4} - 10^{-5} \quad \sim 10^{-13} \quad \sim 10^{-10}$

Bem. Die in "metallarmen" (in Astrophysik: Metall \equiv alles schwerer als ^4He) Sternen gemessene Häufigkeit von ^7Li ist 3mal kleiner als die BBN-Vorhersage : "Lithium-Problem" der Kosmologie.

Kann vielleicht durch nicht-so-gut bekannte Wirkungsquerschnitte (falsche Werte in den Codes?) erklärt werden.

2. Leben und Tod von Sternen

2.1 Kernfusion in der Sonne

$$M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$$

$$R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$$

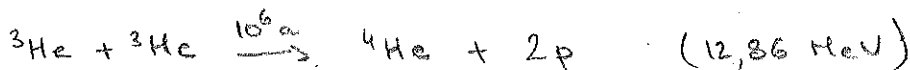
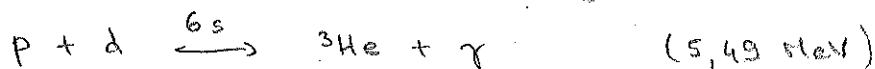
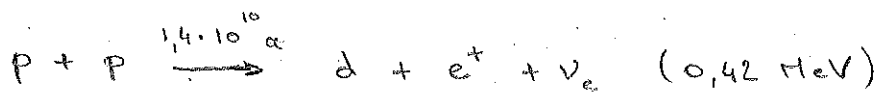
$$L_{\odot} = 3,85 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

System im Gleichgewicht : die Gravitation hält die Sonne zusammen ; der Druck aus Wärme und Strahlung definiert die Größe.

Je nach der Temperatur spielen verschiedene Mechanismen mit :

2.1.a pp-Ketten

- ppI Kette : 98% der Sonnenenergieproduktion
 $T \sim 10^7 \text{ K}$ ($\sim 1 \text{ keV} \rightsquigarrow$ Plasma)



Unter Berücksichtigung von $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ (1,02 MeV) setzt die "Umwandlung" von 4 p in einen ${}^4\text{He}$ -Kern 26,73 MeV frei (davon $2 \times 0,26 \text{ MeV}$ für die ν_e).

Dauer eines pp-Stoßes : $\sim 10^{-22} \text{ s}$

\rightsquigarrow β -Umwandlungswahrscheinlichkeit $\sim 10^{-25}$ / Stoß
(vgl $\tau_n \sim 880 \text{ s}$)

Dichte & Temperatur im Sonneninneren \rightarrow Stoßfrequenz

$$\Rightarrow \lambda_{p+p \rightarrow d} \sim 10^{-18} \text{ s} \quad \Leftrightarrow \tau_{p+p \rightarrow d} \sim 10^{18} \text{ s} \sim 10^{10} \text{ a}$$

Für einen schwereren Stern ($10 M_{\odot}$), $\tau_{pp} \sim 10^8 \text{ a} \dots$
zu kurz für die Entwicklung / Evolution höheren Lebens.

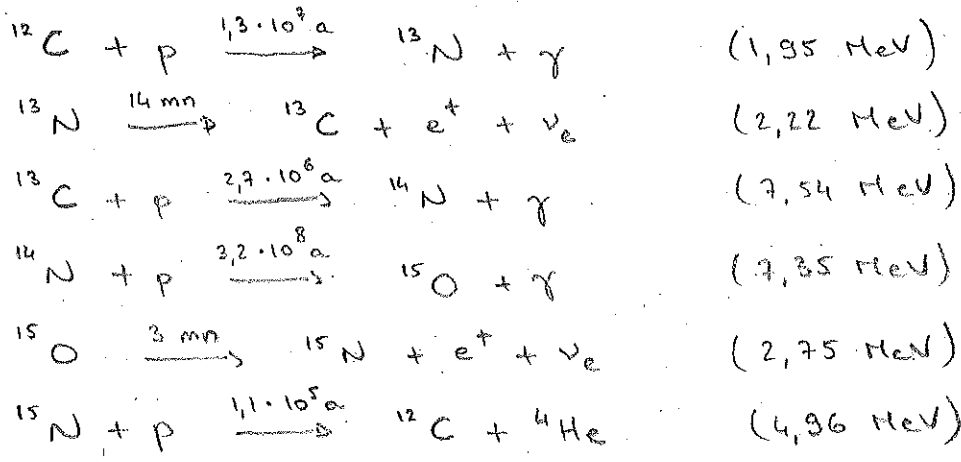
3 Teilchen im Anfangszustand \leadsto deutlich seltener als pp-Reaktion. Aber ex die Beobachtung des emitti.

2.1.c CNO-Zyklus

auch "Bethe-Weizsäcker-Zyklus" genannt

\sim 1% der Sonnenenergieproduktion

Findet ab $T > 15 \cdot 10^6$ K statt, vorherrschend ab $30 \cdot 10^6$ K



Insgesamt werden 4p in 1 ^4He verwandelt - global wirkt ^{12}C als Katalysator - und 26,76 MeV werden freigesetzt

Bem.: Die Menge an ^4He im heutigen Universum aus sonnenähnlichen Sternen ist klein im Vergleich zu primordialem Helium

Aber ... woher kommt ^{12}C ?

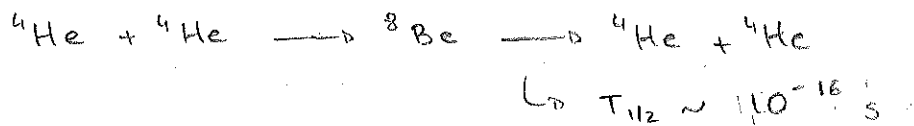
2.2 Nukleosynthese in Sternen

Sobald der Wasserstoff verbrannt ist, besteht der Kern eines Sterns aus ^4He . Da es keine Fusionsreaktionen mehr gibt, um Energie freizusetzen, nimmt zuerst die Temperatur - und damit der Druck - ab.

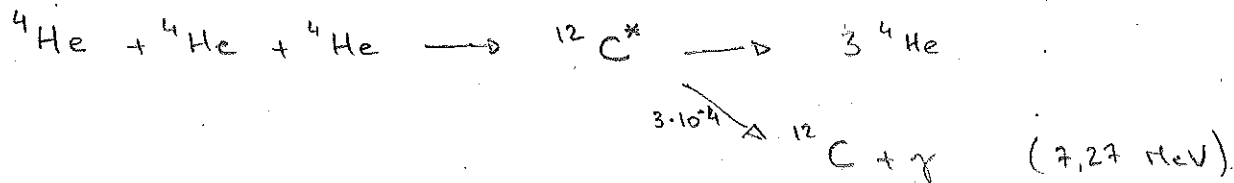
Wegen der Schwerkraft kontrahiert sich der Stern, was zu einer erneuten Temperatur- und Dichteerhöhung führt.

2.2.a Helium-Brennen

Wie im frühen Universum können zwei ^4He -Kerne zwar einen ^8Be -Kern erzeugen, der aber instabil ist.



Ab $T > 10^8 \text{ K}$ ist die Dichte in einem Stern so hoch, dass ein dritter ${}^4\text{He}$ -Kern schnell genug teilnehmen kann, entsprechend effektiv dem 3α -Prozess



Dabei existiert ein passender ${}^{12}\text{C}^*$ -Zustand, der mit einem großen Wirkungsquerschnitt erzeugt werden kann. („Hoyle-Zustand“: Vorhersage von F. Hoyle, 1954)

Wenn genug ${}^{12}\text{C}$ vorhanden ist: „ α -Prozesse“:

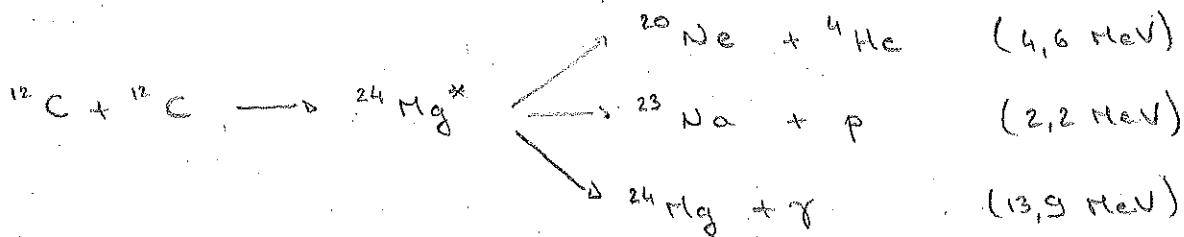


und mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit



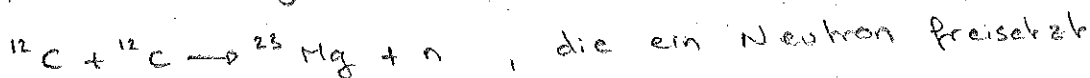
2.2.b Kohlenstoffbrennen

Ab $T > 5 \cdot 10^8 \text{ K}$:



Der letzte Kanal hat aber ein sehr geringes Verzweigungsverhältnis (elektromagnetischer Prozess, während die zwei ersten starke Prozesse sind).

Bem. Auch möglich (wenn die ${}^{12}\text{C}$ -Kerne eine sehr hohe kinetische Energie haben) ist die endotherme Reaktion



→ s. „s-Prozess“ unten

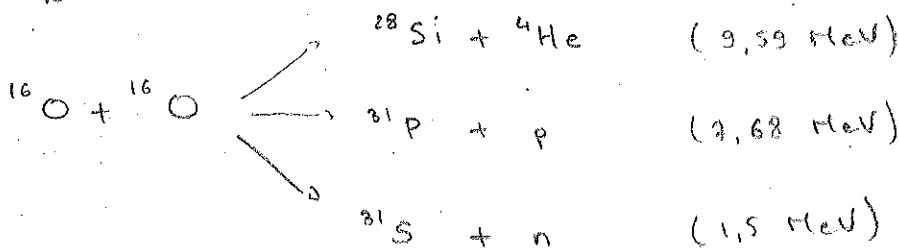
2.2.c Neonbrennen

Ab $T > 1,2 \cdot 10^9 \text{ K}$:



2.2.d Sauerstoffbrennen

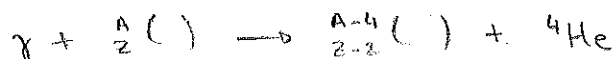
Ab $T \geq 2 \cdot 10^9$ K:



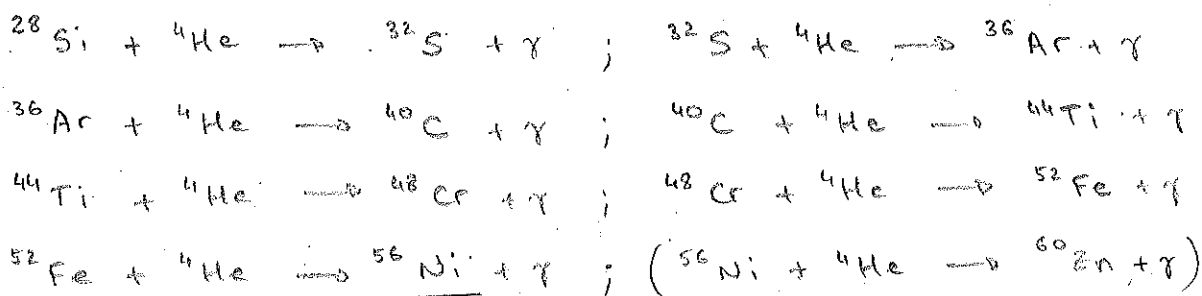
2.2.e Siliciumbrennen

Ab $T \geq 2,7 \cdot 10^9$ K:

Kernfotoeffekte setzen α -Teilchen frei:



Wiederum können die ${}^4\text{He}$ -Kerne über α -Prozesse neue Kerne schwerer als ${}^{28}\text{Si}$ erzeugen:



theoretisch möglich, aber sehr gering

Dazu werden auch in alternativen Kanälen n & p erzeugt, die eingefangen werden können \leadsto Nuklide mit ungerader Z oder N (z.B.: ${}^{36}\text{Ar} + \text{n} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + \gamma$)



${}^{56}\text{Fe}$ ist sehr stabil (zweithöchste B/A) und kann daher nicht verbrannt werden \leadsto kein Strahlungsdruck mehr, um der Schwerkraft zu widerstehen

\rightarrow Kernkollaps (hier: Kern des Sterns!)

2.2.f Supernova Explosion

Sterne mit Masse größer als $\sim 8 M_{\odot}$ können sukzessive He, C, Ne, O, und Si erzeugen und verbrennen. Wenn Si nicht mehr vorhanden ist, kollabiert der Kern (in \sim ms!),

- Die Elektronen fusionieren mit den Protonen der Fe-Kerne ↳ Neutronenstern : $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$
- Die äußeren Schichten des Sterns werden durch eine auslaufende Schockwelle (n, ν_e ?) beschleunigt ↳ Supernova (Typ I)

→ sehr hoher Neutronenfluß $\Phi_n \approx 10^{27} \text{ n/m}^2/\text{s}$, der auf die Kerne der äußeren Schichten trifft: schnelle Neutroneneinfangsprozesse $n + \text{}^A_Z(\text{)} \rightarrow \text{}^{A+1}_Z(\text{)} + \gamma$
 " r-Prozesse " (r = rapid)

Dabei werden (sehr) neutronenreiche Nuklide erzeugt, die später über β^- -Zerfall zu den Elementen jenseits Zn (Z=30) führen

(Auch "rp-Prozesse" = schneller Protoneneinfänge?)

2.2.g s-Prozess

In "lebenden" Sternen und in Sternen mit Masse $< 8 M_\odot$, die ihren Brennstoff (H, He...) verbrannt haben, können "langsame" (s = slow) Neutroneneinfangsprozesse stattfinden.

↳ Erzeugung von Elementen im β -Stabilitätstal (oder mit einem Neutron zu viel) bis ^{209}Bi .

(Theoretisch: "p-Prozess" = langsamer p-Einfang)

2.3 Kollision zweier Neutronensterne

- = die Hauptquelle von r-Prozessen?
- ↳ "schnelle" Erzeugung der schweren Elemente

Erste Beobachtung: 17.08.2017, sowohl Gravitationswellensignal (GW170817) als elektromagnetische Signale: Gamma Ray Burst GRB170817A, 2 Sekunden nach GW170817, Röntgen, optisch, IR...

Bem.: Endprodukt der Kollision / Verschmelzung: Schwarzes Loch.

Schlussbemerkung

Die meisten Wirkungsquerschnitte für die in diesem Kapitel erwähnten Prozesse sind in der Tat nicht gut bekannt – oder sogar unbekannt!

→ aktives Forschungsgebiet (GSI, Isolde-Experiment am CERN ...)