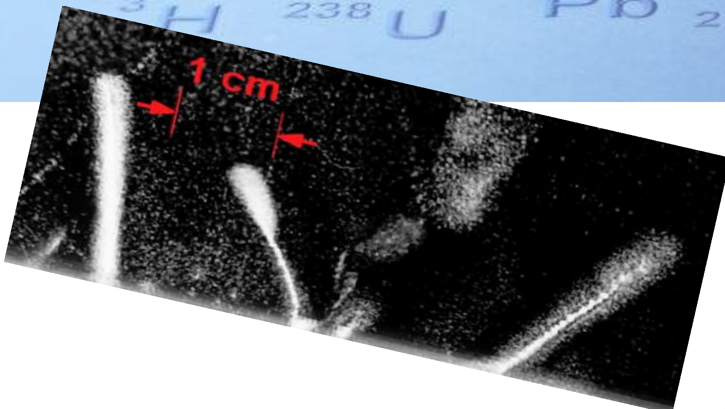
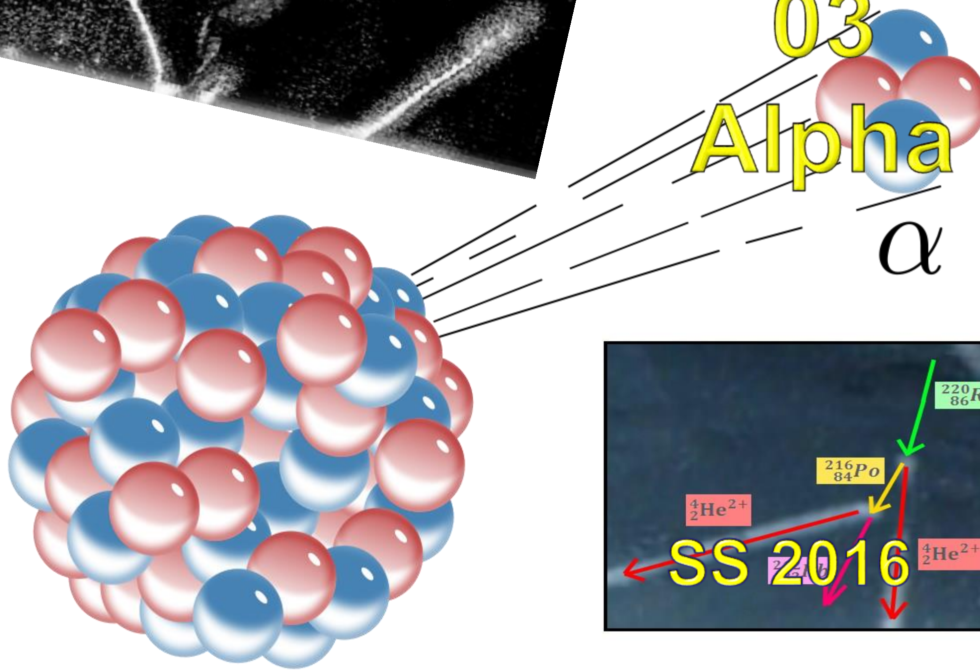
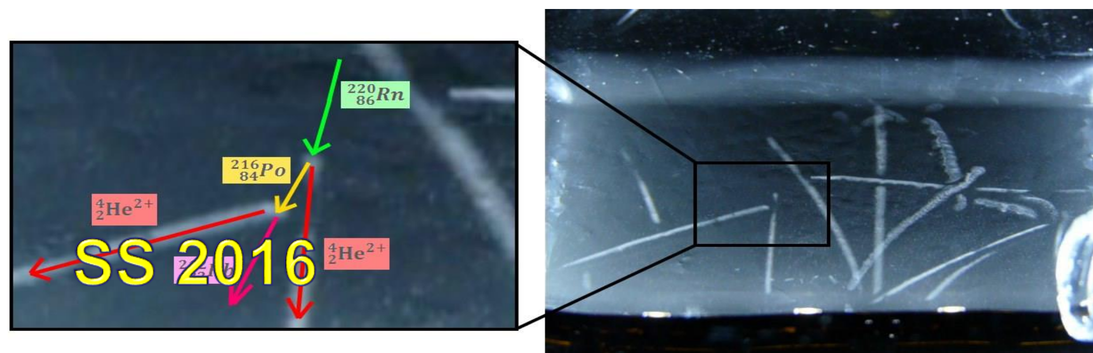


Physik IV

03 Alpha



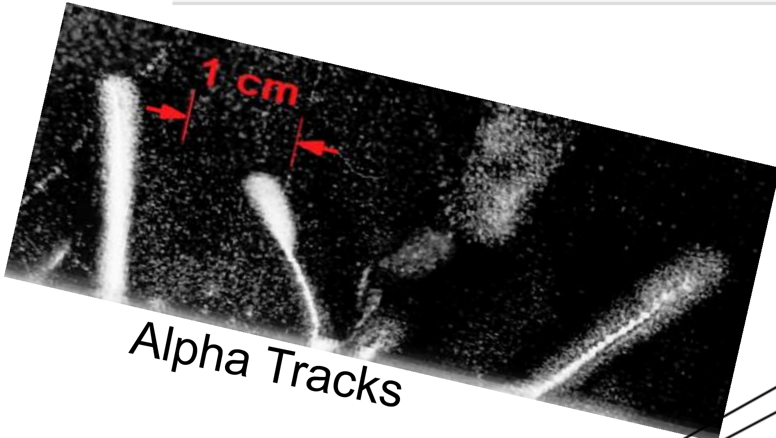


SS 2016

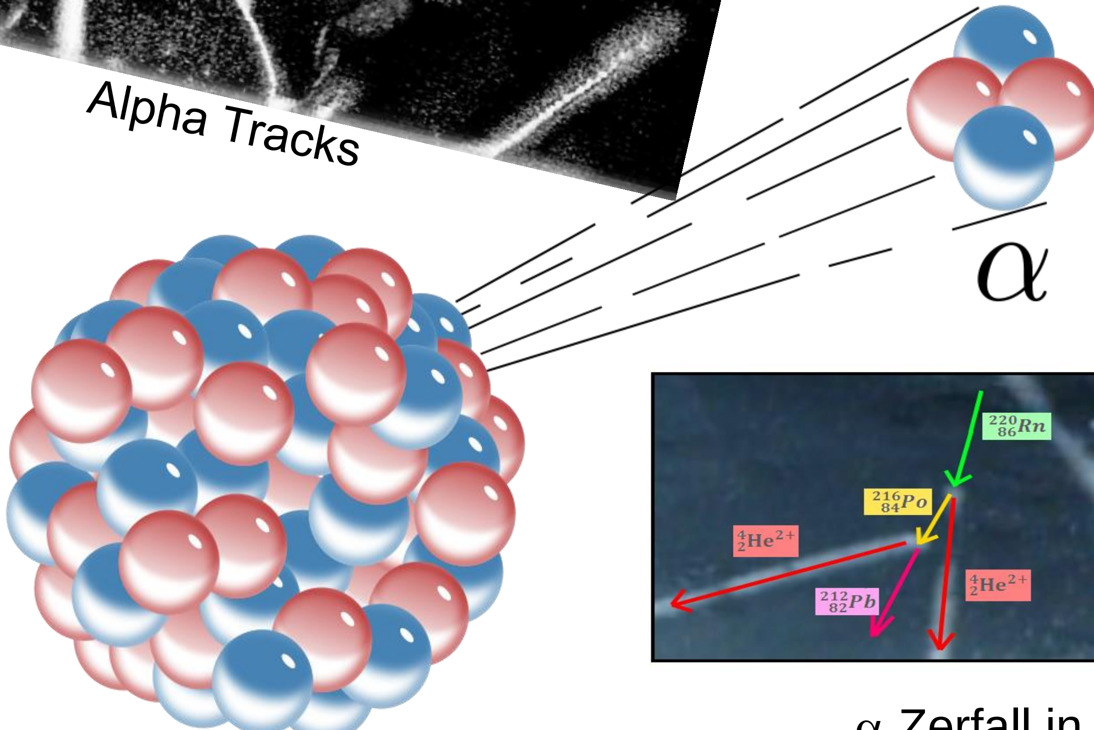
http://25.media.tumblr.com

Clemens Walther

Alpha Zerfall



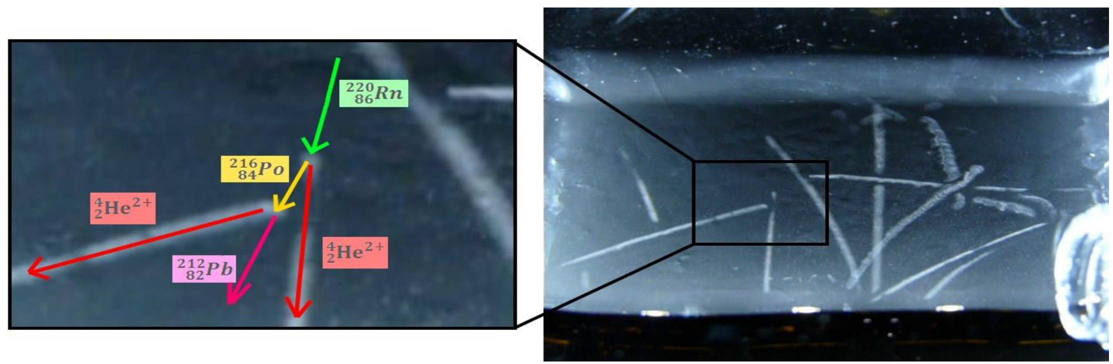
Alpha Tracks



http://25.media.tumblr.com

Georg Gamow

http://de.wikipedia.org



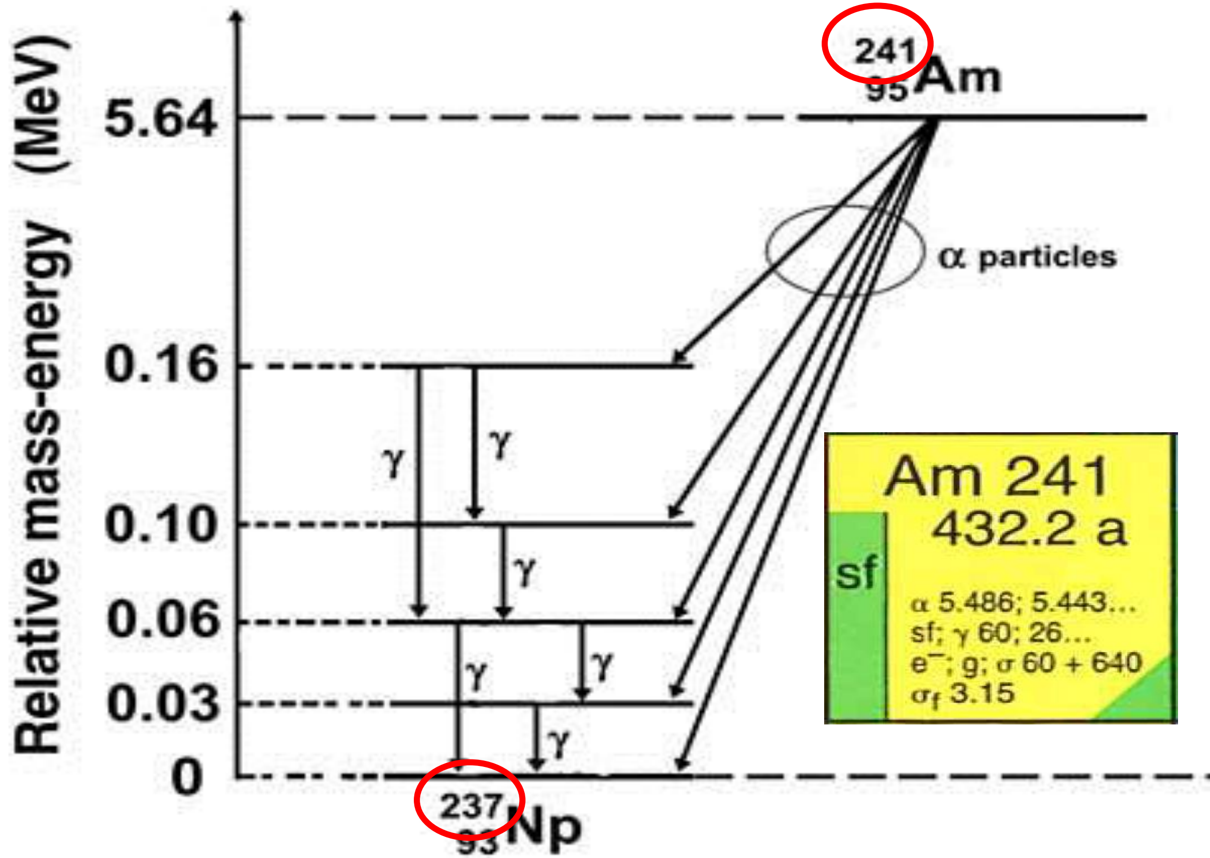
α Zerfall in der Nebelkammer

http://chambrebrouillard.wifeo.com/alpha.php

Alpha Strahler: Americium

$$^{241}_{95}\mathrm{Am}_{146}$$

$$^{237}_{93}\mathrm{Np}_{144}$$



Entdeckung

1899 Ernest Rutherford entdeckt, dass Uran Minerale zwei verschiedene Strahlungsarten emittieren: er nennt sie α- and β-Strahlung. Sie unterscheidemn sich in ihrem Durchdringungsvermögen.

In den Folgejahren zeigt sich, dass alpha Teilchen massiv und positiv geladen sind

$$\frac{Z \cdot e}{m} = \frac{1}{40000} \cdot \frac{e}{m_0}$$

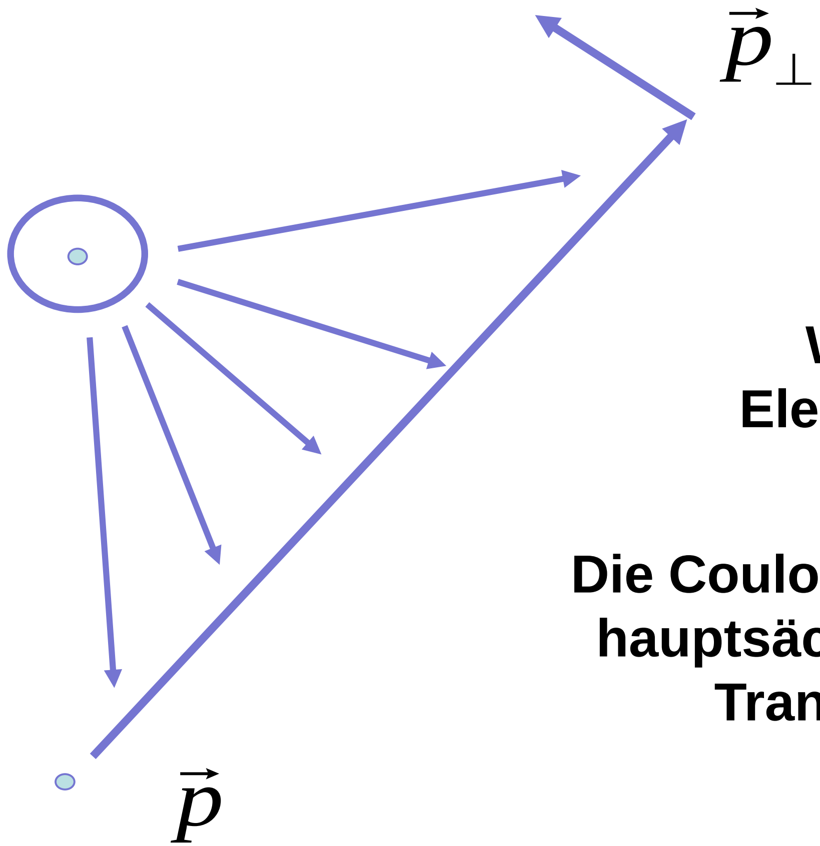
1909 direkter Beweis, dass α = $^4He^{2+}$.

Wechselwirkung von α-Teilchen mit Materie

Vergleich von α,β,γ

Elearning: http://www.e-learning.chemie.fu-berlin.de/radiochemie/strahlungswirkung/reichweite/index.html/

Abbremsen massiver geladener Teilchen

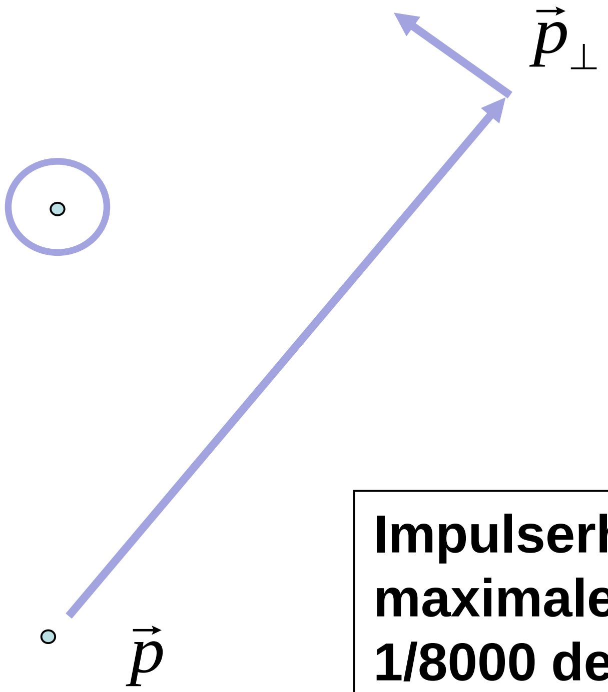


$F_{Coulomb}$

Hauptsächlich Wechselwirkung mit Elektronen der Atomhülle

Die Coulomb Kraft verursacht hauptsächlich Übertrag von Transversalimpuls

Abbremsen massiver geladener Teilchen als Vielfachstreuung



Impulserhaltung

$$\vec{p}_{\perp,\alpha} = \vec{p}_e$$

$$\Delta E_\alpha = \frac{p_{\perp,\alpha}^2}{2 \cdot m_\alpha} \qquad \Delta E_e = \frac{p_e^2}{2 \cdot m_e} = \frac{2 \cdot m_\alpha \cdot \Delta E_\alpha}{2 \cdot m_e}$$

$$\Delta E_e = \frac{m_\alpha \cdot}{m_e} \Delta E_\alpha \approx 8000 \cdot \Delta E_\alpha$$

Impulserhaltung limitiert ΔE_e und daher ist der maximale Energieverlust in einem Stoß 1/8000 der Energie des alpha-Teilchens

$\Rightarrow$ Die Bremsung schwerer Teilchen ist ein Vielfachstreuprozess.

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi \cdot N^V z^2}{m_e v^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o}\right)^2 \cdot B$$

Bethe Bloch Gleichung

$-\frac{dE}{ds}$	Bremsvermögen (stopping power)
z	Kernladungszahl des schweren geladenen Teilchens
m_e	Ruhemasse des Elektrons
v	Geschwindigkeit des schweren Teilchens
N^V	Anzahl der Kerne im Absorber pro cm^3
B	Bremszahl (atomic stopping number)
Z	Kernladungszahl des Absorbers
I	mittleres Ionisationspotential des Absorbers
c_k	Korrektionsfaktor für $E < 4$ MeV, $0 < c_k < 1$, Umladung

Bremsung schwerer geladener Teilchen

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{4\pi \cdot N^{V} z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o} \right)^2 \cdot B \qquad B = Z \cdot \left[\ln \frac{2 m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \frac{c_k}{Z} \right]$$

AO

$$\beta = \frac{v}{c} \qquad I = 11{,}5 \cdot Z \; (\mathrm{eV})$$

Bethe Bloch Gleichung

$-\frac{dE}{ds}$	Bremsvermögen (stopping power)
z	Kernladungszahl des schweren geladenen Teilchens
m_e	Ruhemasse des Elektrons
v	Geschwindigkeit des schweren Teilchens
N^{V}	Anzahl der Kerne im Absorber pro cm^3
B	Bremszahl (atomic stopping number)
Z	Kernladungszahl des Absorbers
I	mittleres Ionisationspotential des Absorbers
c_k	Korrektionsfaktor für $E < 4$ MeV, $0 < c_k < 1$, Umladung

Bremsung schwerer geladener Teilchen

$$n_e = Z \times N^V = Z \times \frac{N_L}{A} \rho \qquad \frac{n}{\rho} = \frac{Z \times N_L}{A} » \mathrm{const.}$$

Bremsung schwerer geladener Teilchen

$$n_e = Z \times N^V = Z \times \frac{N_L}{A} \rho \qquad \frac{n}{\rho} = \frac{Z \times N_L}{A} \approx \text{const.}$$

$$Q = \frac{(dE/ds)_A}{(dE/ds)_0} = \frac{r_0 dx_0}{r_A dx_A} = \frac{A_0 \times Z_A}{A_A \times Z_0} \times \frac{\ln \frac{2m_e v^2}{I_A}}{\ln \frac{2m_e v^2}{I_0}}$$

Relatives Bremsvermögen

Bremsung schwerer geladener Teilchen

$$n_e = Z \times N^V = Z \times \frac{N_L}{A}\rho \qquad \frac{n}{\rho} = \frac{Z \times N_L}{A} \approx \text{const.}$$

$$Q = \frac{(dE/ds)_A}{(dE/ds)_0} = \frac{\rho_0 dx_0}{\rho_A dx_A} = \frac{A_0 \times Z_A}{A_A \times Z_0} \times \frac{\ln \frac{2m_e v^2}{I_A}}{\ln \frac{2m_e v^2}{I_0}}$$

Relatives Bremsvermögen

$$\frac{R_A \text{ in cm}}{R_0 \text{ in cm}} = \frac{\rho_0}{\rho_A}\sqrt{\frac{A_A}{A_0}}$$

Bragg-Kleemann-Regel

Bremsung schwerer geladener Teilchen

$$n_e = Z \times N^V = Z \times \frac{N_L}{A} \rho \qquad \frac{n}{\rho} = \frac{Z \times N_L}{A} \approx \text{const.}$$

Relatives Bremsvermögen

$$Q = \frac{(dE/ds)_A}{(dE/ds)_0} = \frac{r_0 dx_0}{r_A dx_A} = \frac{A_0 \times Z_A}{A_A \times Z_0} \times \frac{\ln \frac{2m_e v^2}{I_A}}{\ln \frac{2m_e v^2}{I_0}}$$

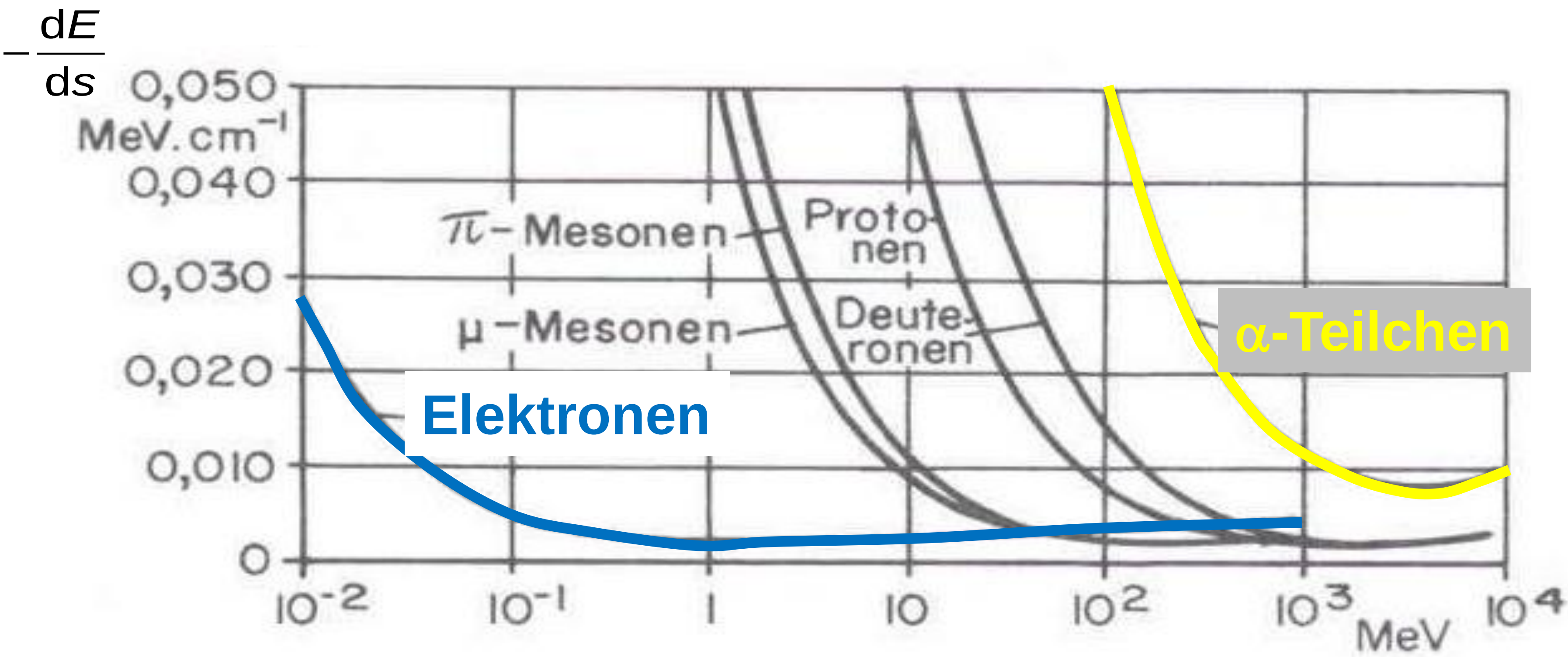
Bragg-Kleemann-Regel

$$\frac{R_A \text{ in cm}}{R_0 \text{ in cm}} = \frac{\rho_0}{\rho_A} \sqrt{\frac{A_A}{A_0}}$$

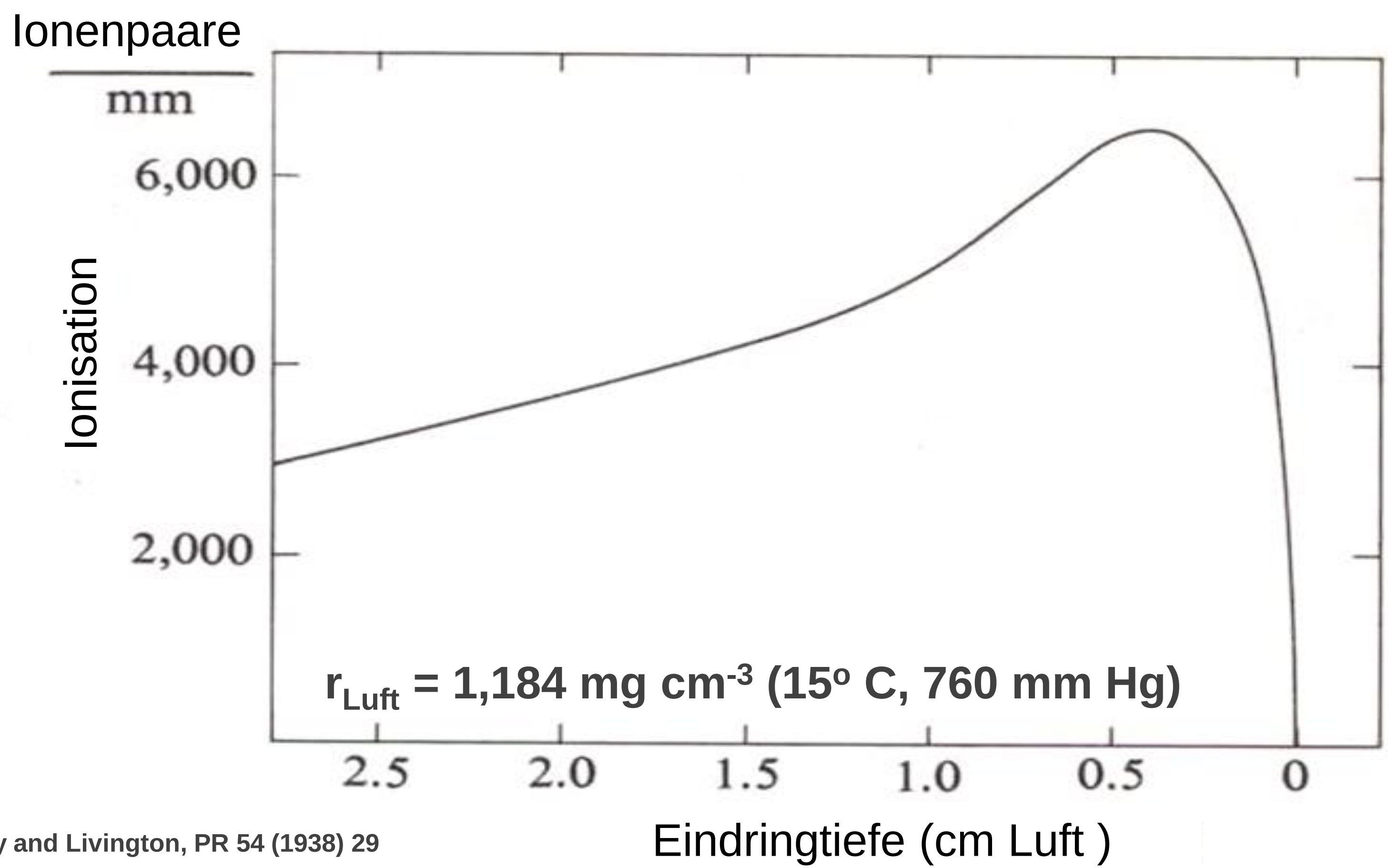
Reichweite

$$R = \int_{E_0}^{0} \frac{dE}{dE/dx}$$

Bremsvermögen verschiedener Teilchenarten

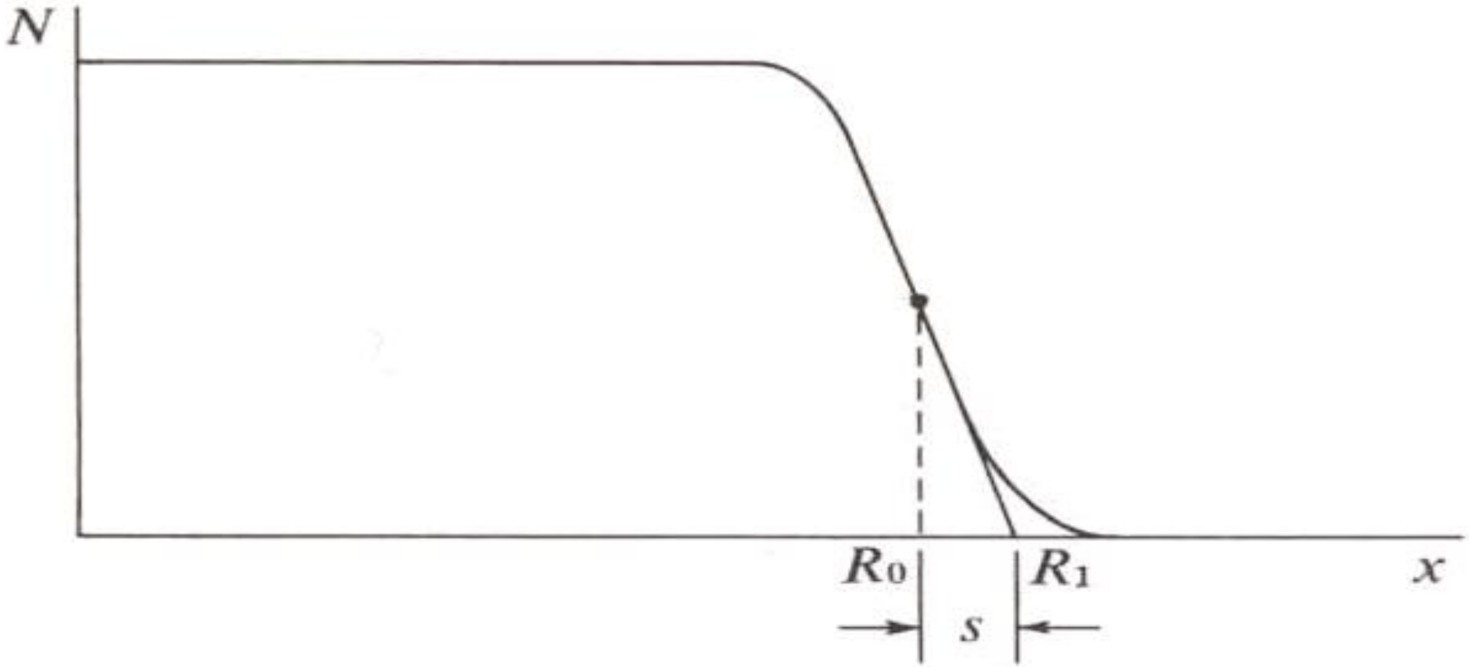


Bragg-Kurve für Alpha-Teilchen



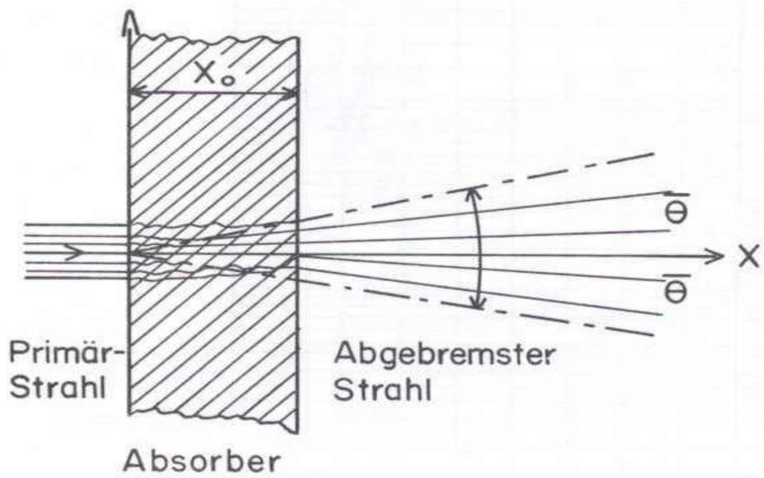
Holloway and Livington, PR 54 (1938) 29

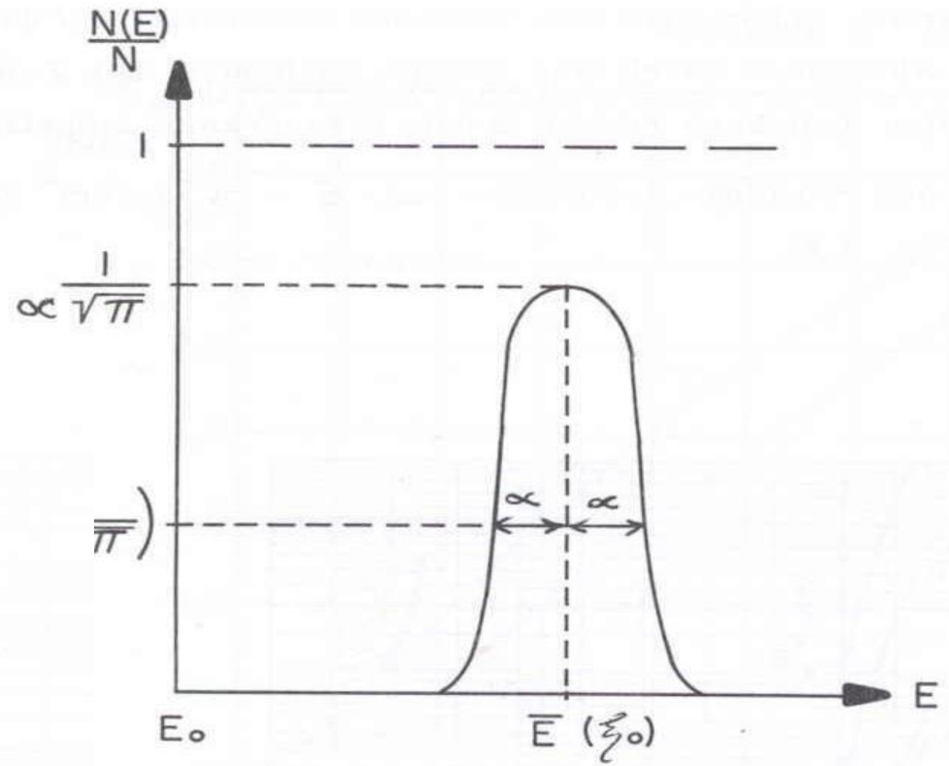
Reichweite von Teilchen



„Straggling“ von Energie und Reichweite

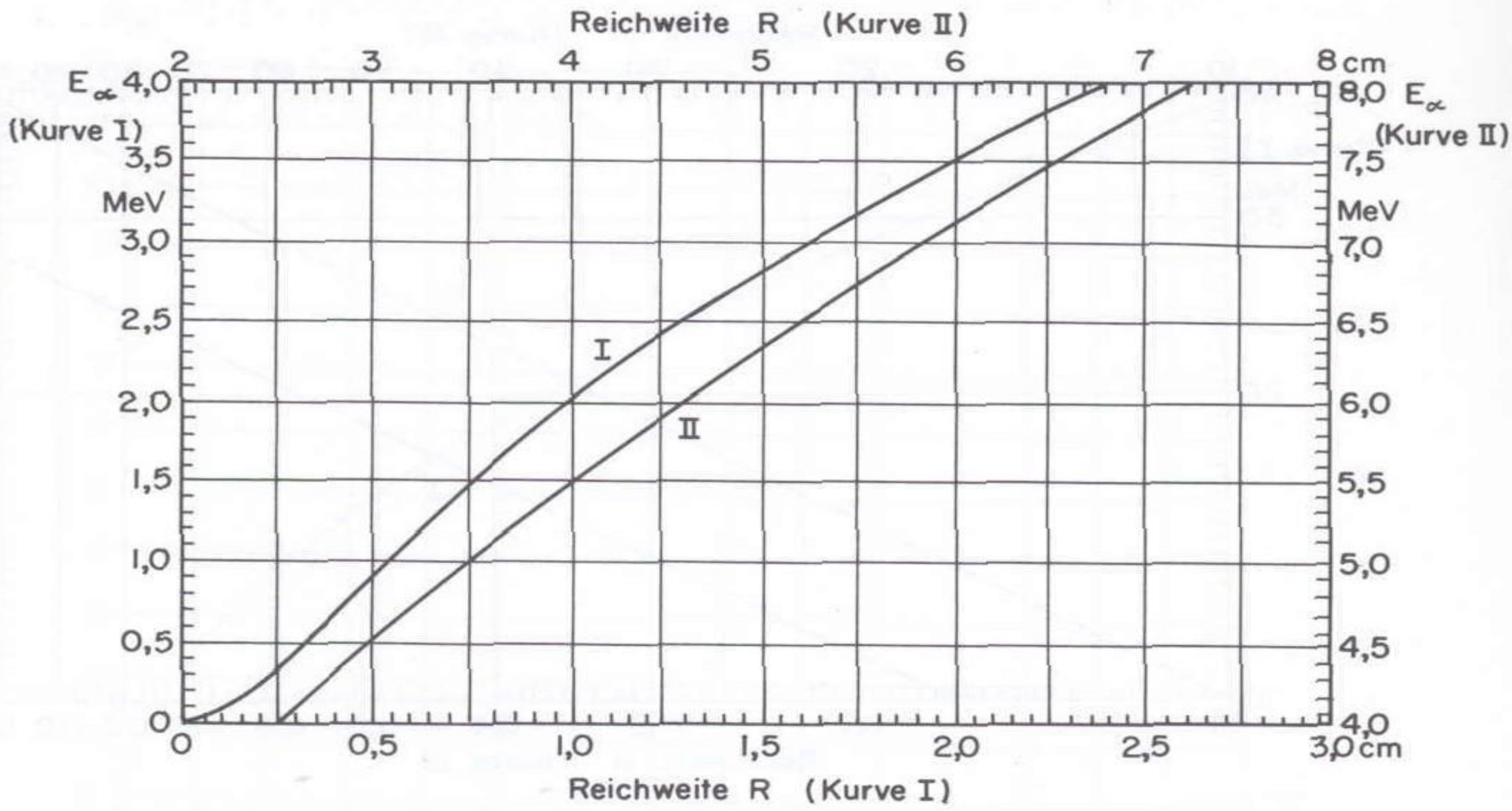
Θ und a sind annähernd normal-verteilt.



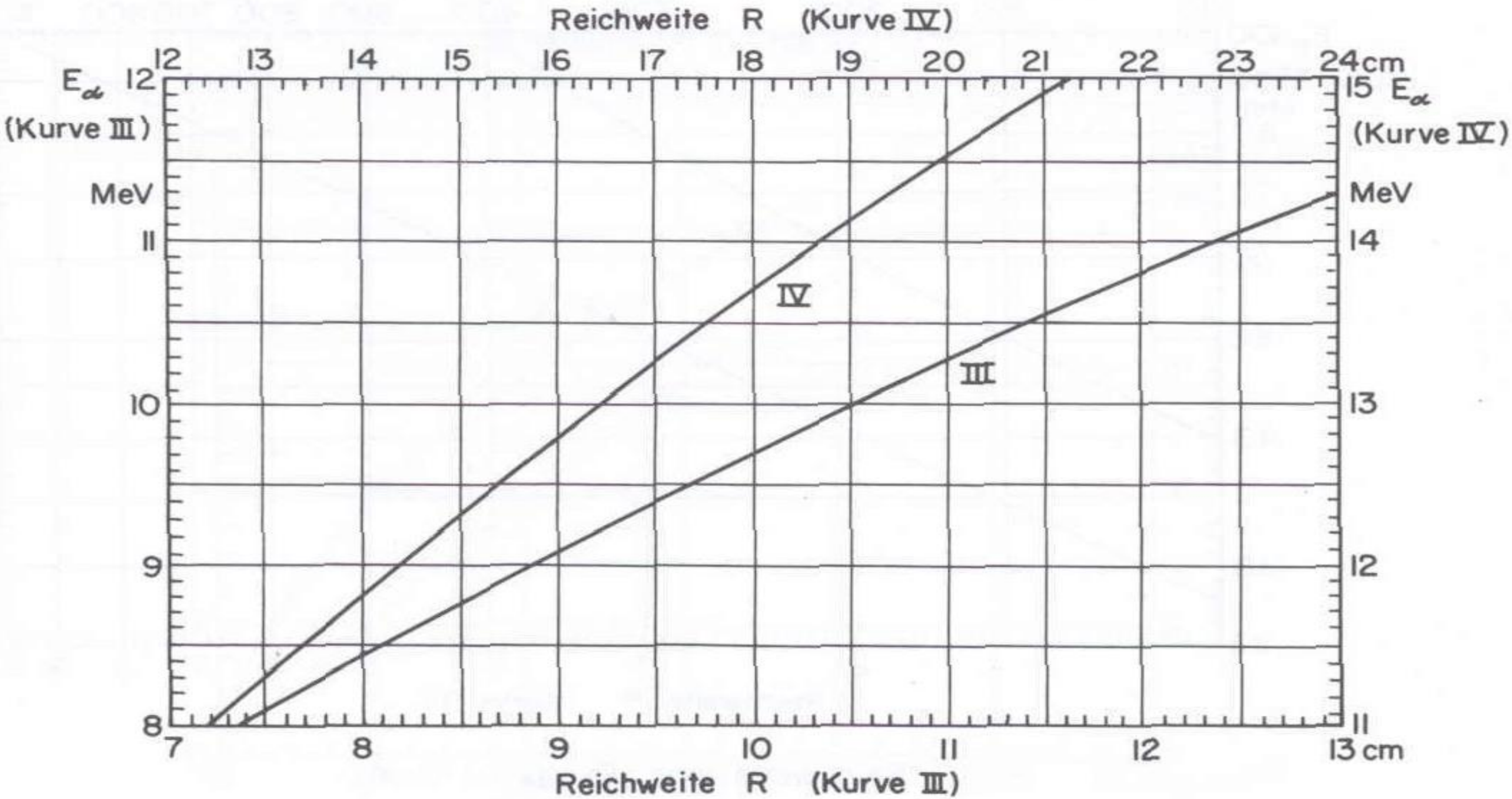


α straggling parameter

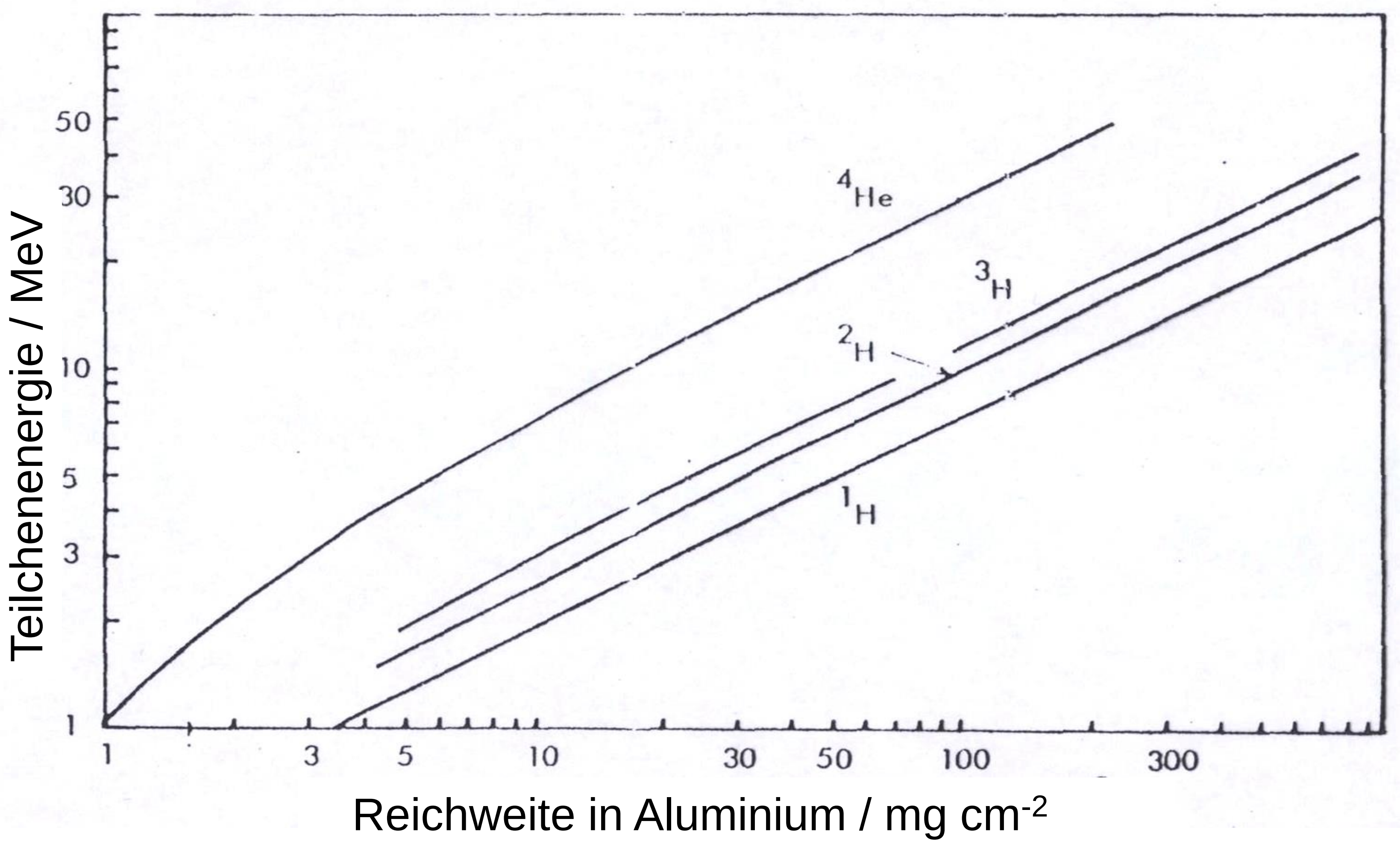
Reichweite von α-Teilchen in Luft



Reichweite von α-Teilchen in Luft



Reichweite von ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H and ^{4}He in Aluminium



Reichweiten und LET* verschiedener Strahlenarten in Luft und Wasser

*linear energy transfer

Radiation	Energy (MeV)	Maximum range: cm air	Maximum range: mm water	Average LET value in water (keV μm^{-1})
Electron	1	405	4.1	0.24
	3	1400	15	0.20
	10	4200	52	0.19
Proton	1	2.3	0.023	43
	3	14	0.014	21
	10	115	1.2	8.3
Deuteron	1	1.7	—	—
	3	8.8	0.088	34
	10	68	0.72	14
Helium	1	0.57	0.005 3	190
	3	1.7	0.017	180
	10	10.5	0.11	92
Fiss. fragment	100	2.5	0.025	3300

Stabilität gegen Alpha Zerfall

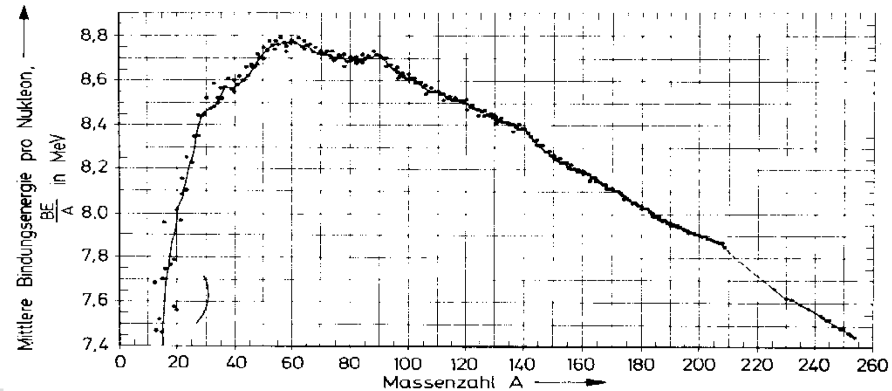
AO

$$Q_\alpha = M(Z,A) - M(Z-2, A-4) - M(\alpha)$$

Wegen $M(Z,A) = Z \cdot m_p + (A-Z) \cdot m_n - BE(Z,A)$

$$Q_\alpha = -BE(Z,A) + BE(Z-2, A-4) + BE(\alpha)$$

$$BE(\alpha) = 28{,}29599 \text{ MeV}$$



Aber: Das Energie – Halbwertszeit Rätsel

E_α	1,83 MeV (^{144}Nd)	⟷	11,7 MeV (^{212m}Po)
$T_{1/2}$	10^{15} a	⟷	10^{-6} s

Aber: die Coulomb Barriere ist viel höher, für U ~ 9 MeV. ???

1911 Geiger & Nuttall: Für die drei natürlichen Zerfallsreihen ergibt sich die empirische Beziehung

$$\log\lambda_\alpha = a + b\cdot\log R$$

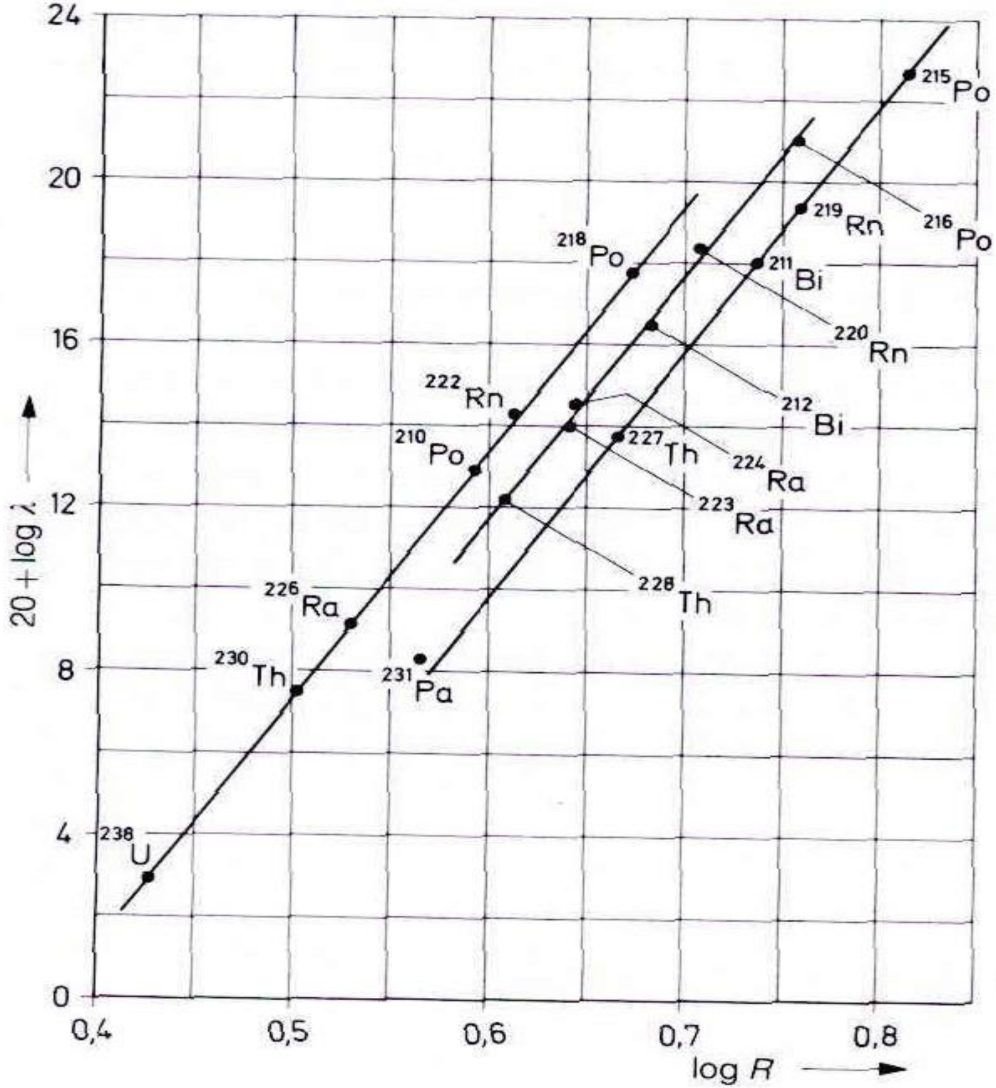
and with Geiger's rule $R \cong const.\cdot v_\alpha^3 \propto E^{1{,}5}$

$$\Rightarrow \log\lambda_\alpha = a' + b'\cdot\log E_\alpha$$

R: Reichweite

a verschieden
für die drei Reihen

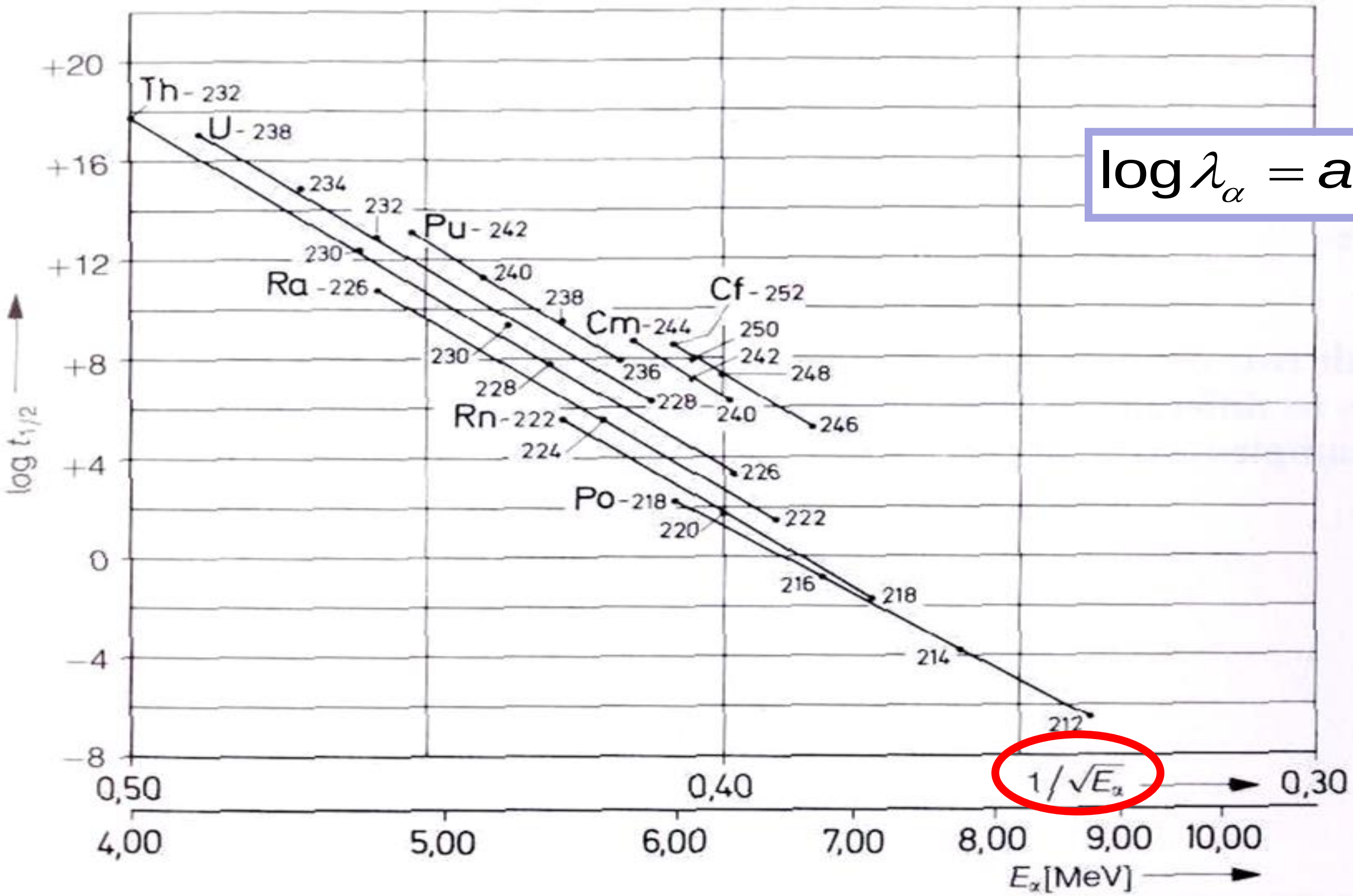
Geiger-Nuttall's Regel



$$\boxed{\log\lambda_{\alpha} = a + b\cdot\log R}$$

H. Geiger, Z. Physik 8 (1921) 45

Beziehung zwischen HWZ von gg-Nukliden und Energie der α-Teilchen



$$\log \lambda_\alpha = a' + b' \cdot \log E_\alpha$$

Coulomb Barrier und ein positiv geladenes Teilchen, das das “Unmögliche” versucht

Tunneling

α-Zerfall als Tunneleffect

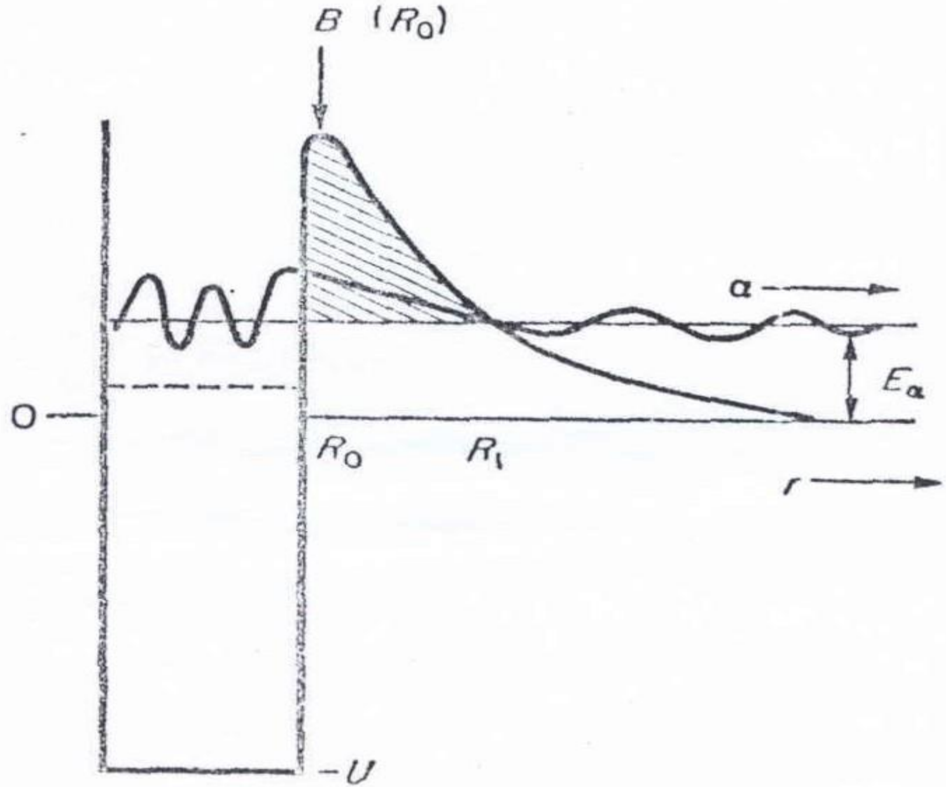
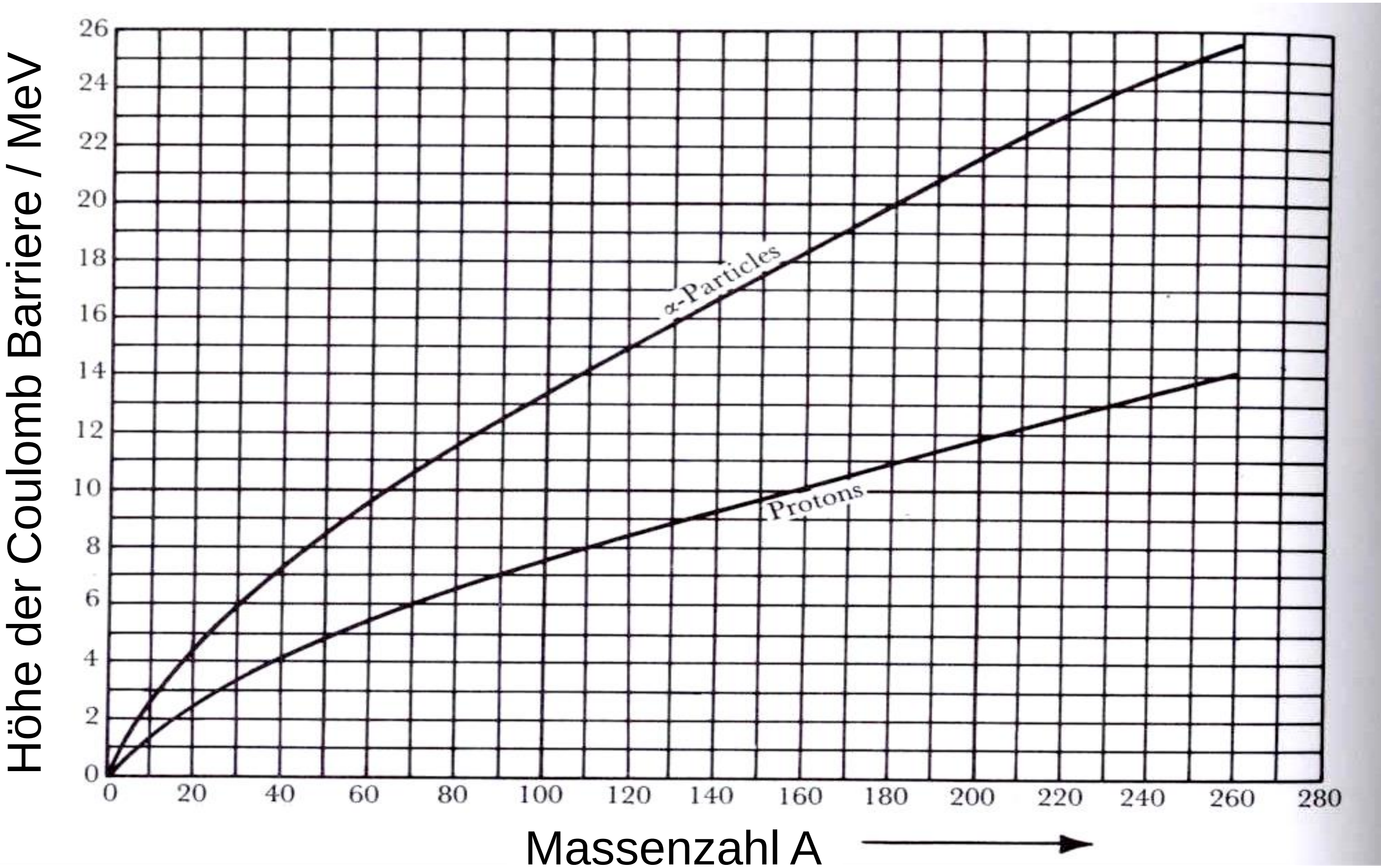


Fig. 2.14 Schematic diagram of the crossing of the potential barrier. W. E. Burcham, *Nuclear Physics*, Longmans (1963).)

Die Coulomb Barriere



.

λ_0 **Häufigkeit der Bildung eines α-Teilchens im Kern und Versuch “zu entkommen”**

T_α **Wahrscheinlichkeit für Tunneln: Transmissionskoeffizient**

Gamow-Theorie des α-Zerfalls

$$\lambda_\alpha\ [s^{-1}] = \lambda_0\ [s^{-1}] \cdot T_\alpha$$

λ_0 **Häufigkeit der Bildung eines α-Teilchens im Kern und Versuch “zu entkommen”**

T_α **Wahrscheinlichkeit für Tunneln: Transmissionskoeffizient**

$$\lambda_0 \approx 10^{21}\ \mathrm{s}^{-1}$$

$$\Rightarrow \quad T_\alpha \in [10^{-15} - 10^{-43}] \quad \text{da} \quad T_{1/2,\alpha} \in [10^{-6}\ \mathrm{s} - 10^{15}\ \mathrm{a}]$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit

$$T_\alpha = \exp(-G) = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_{R}^{R_1}(2m_\alpha\left|E_\alpha - V_C\right|)^{1/2}\,\mathrm{d}r\right\}$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit

$$T_\alpha = \exp(-G) = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_R^{R_1} \left(2m_\alpha \left|E_\alpha - V_C\right|\right)^{1/2} \mathrm{d}r\right\}$$

$$= \exp\left\{-2\frac{\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar}\int_R^{R_1} \sqrt{\frac{Z\cdot z_\alpha\cdot e^2}{r} - E_\alpha}\;\mathrm{d}r\right\}$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit

AO

$$T_\alpha = \exp(-G) = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_R^{R_1}(2m_\alpha |E_\alpha - V_C|)^{1/2}\,\mathrm{d}r\right\}$$

$$= \exp\left\{-2\frac{\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar}\int_R^{R_1}\sqrt{\frac{Z\cdot z_\alpha\cdot e^2}{r}-E_\alpha}\,\mathrm{d}r\right\}$$

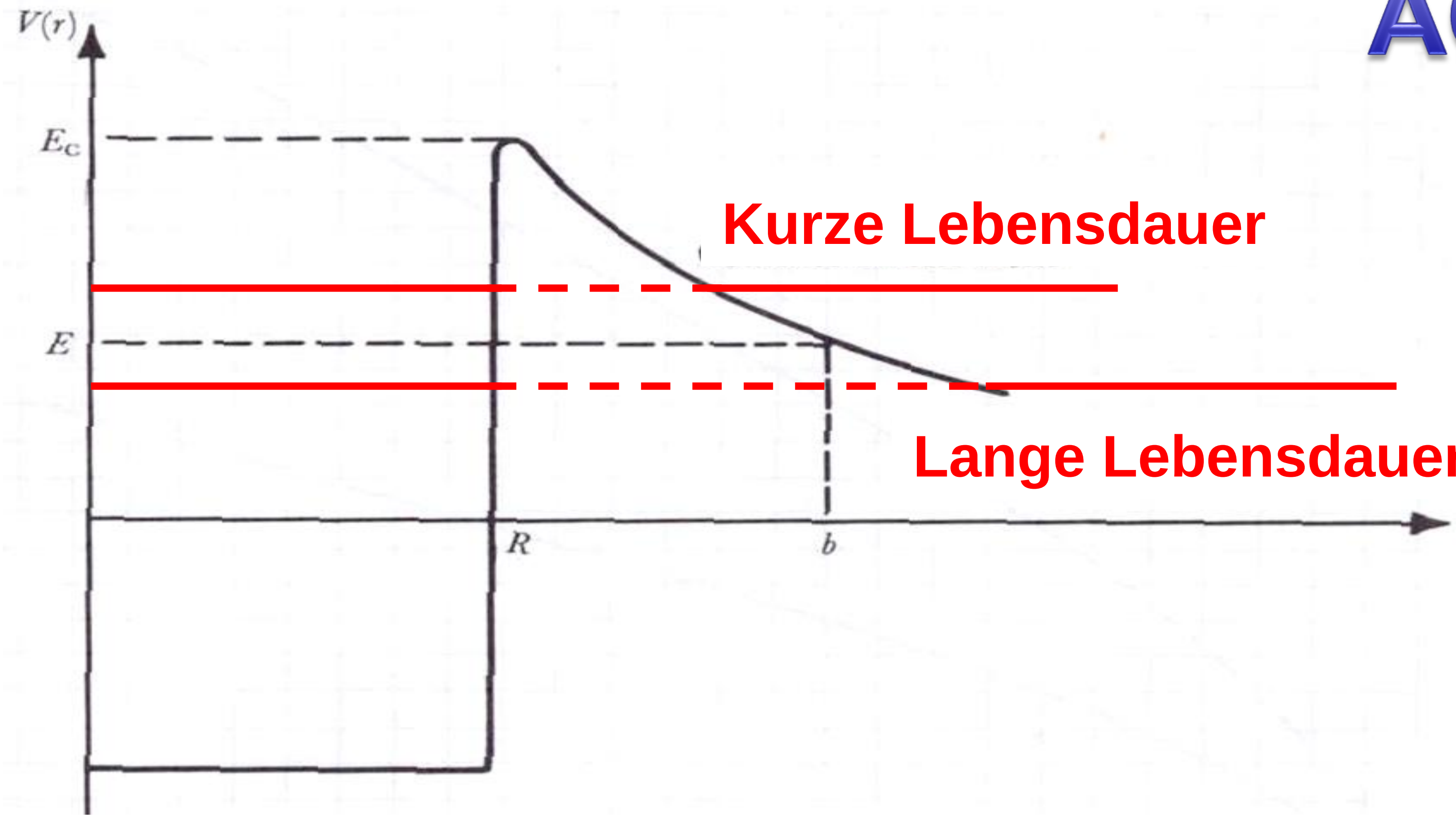
$$G = \frac{2}{\hbar}\sqrt{\frac{2m_\alpha}{E_\alpha}}\cdot Z\cdot z_\alpha\cdot e^2\cdot\gamma(x)$$

G ist der Gamow faktor

$$\text{mit}\quad x = \frac{R}{R_1}\quad\text{und}\quad \gamma(x) = \arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}$$

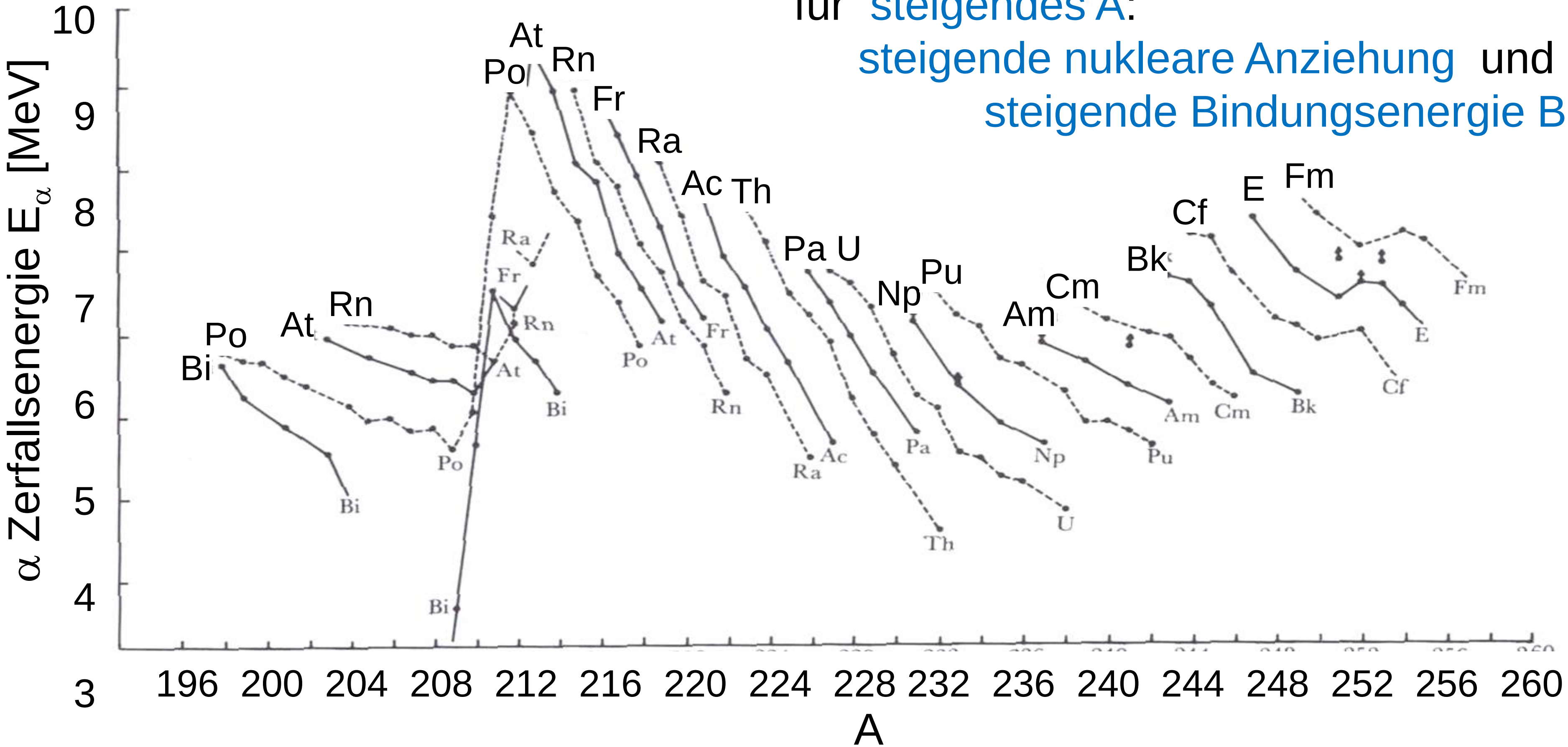
α-Zerfallsenergien und Halbwertszeiten

AO

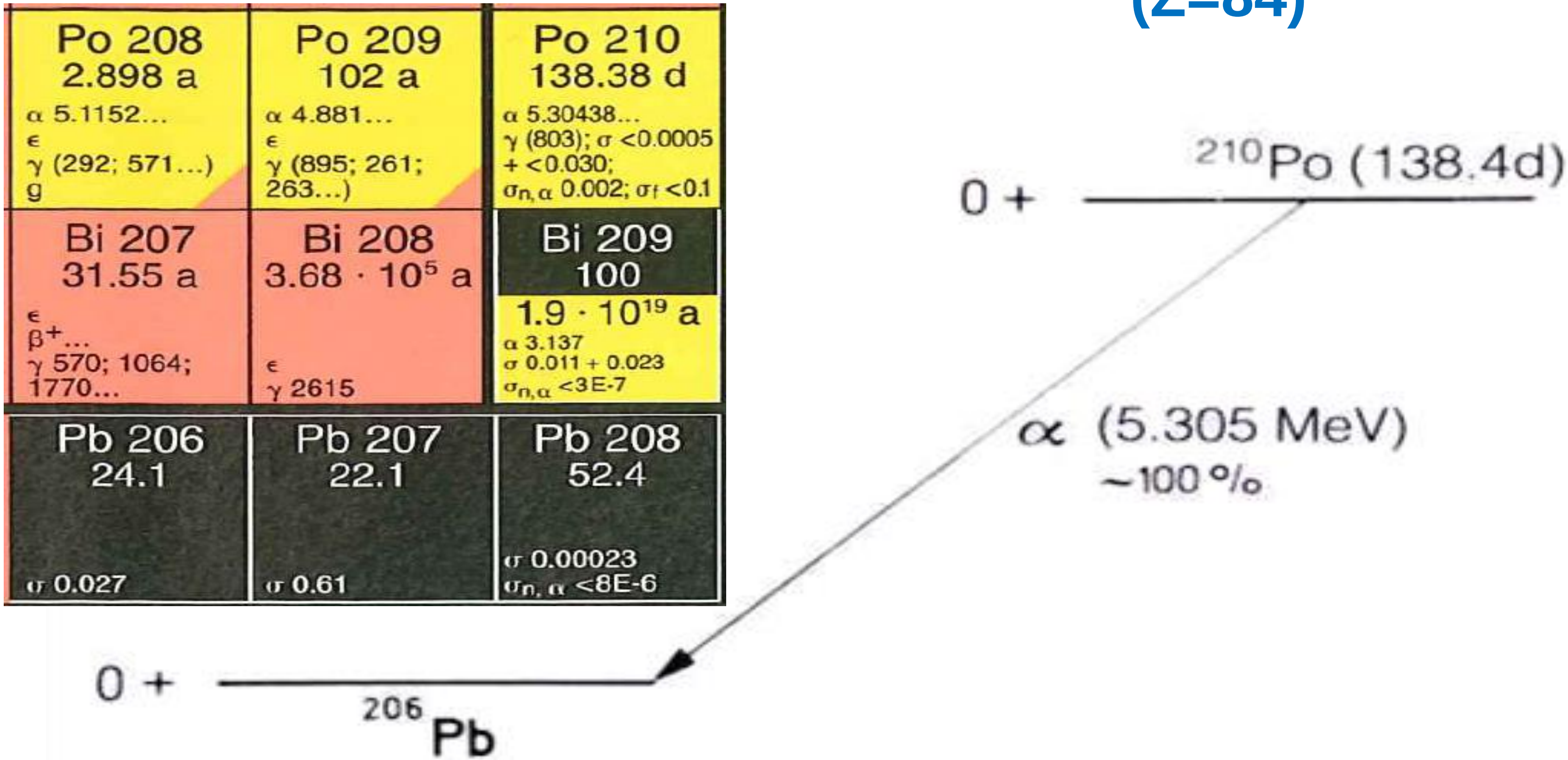


Systematik der α-Zerfallsenergien

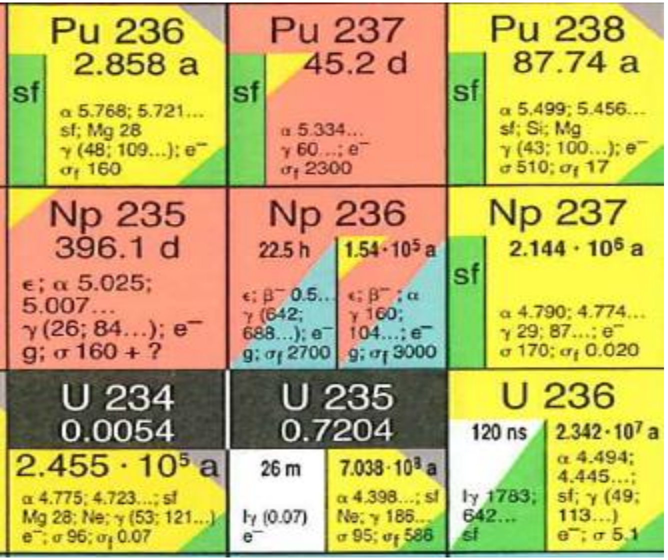
Für festes Z sinkt die Energiefreisetzung (Q-Wert) für steigendes A:
steigende nukleare Anziehung und
steigende Bindungsenergie B



Zerfallsschema des g-g Kerns Po-210 (Z=84)



Zerfallsschema des Pu-238 (Z=94)



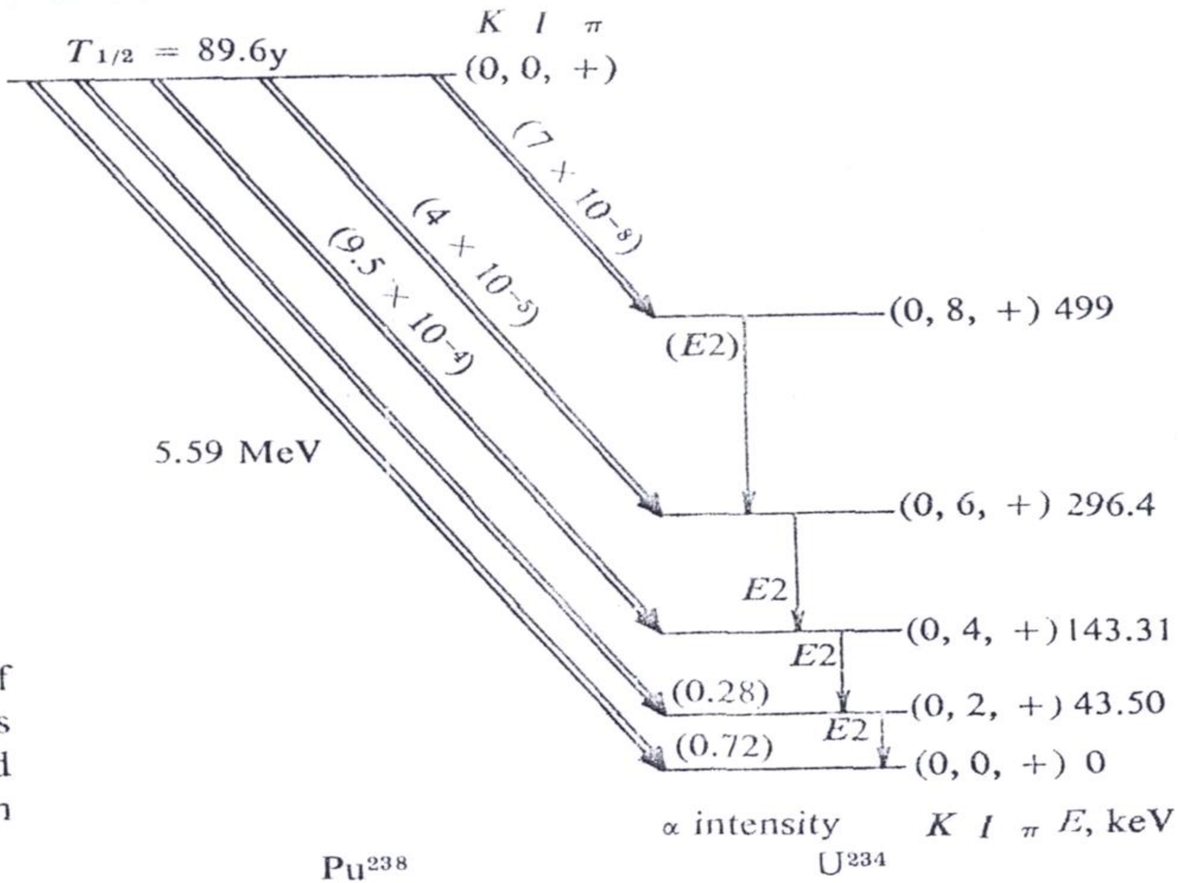


Figure 7-6 Decay scheme of Pu²³⁸ showing alpha transitions starting from one level and ending in different levels. [From F. S. Stephens in (AS 60).]

Eine Komplikation

Gamow-Theorie funktioniert nur für g-g-Kerne, die aus ihrem Grundzustand zerfallen. Für andere Nuklide ist der α-Zerfall erschwert, d.h. sie haben längere Halbwertszeiten als erwartet.

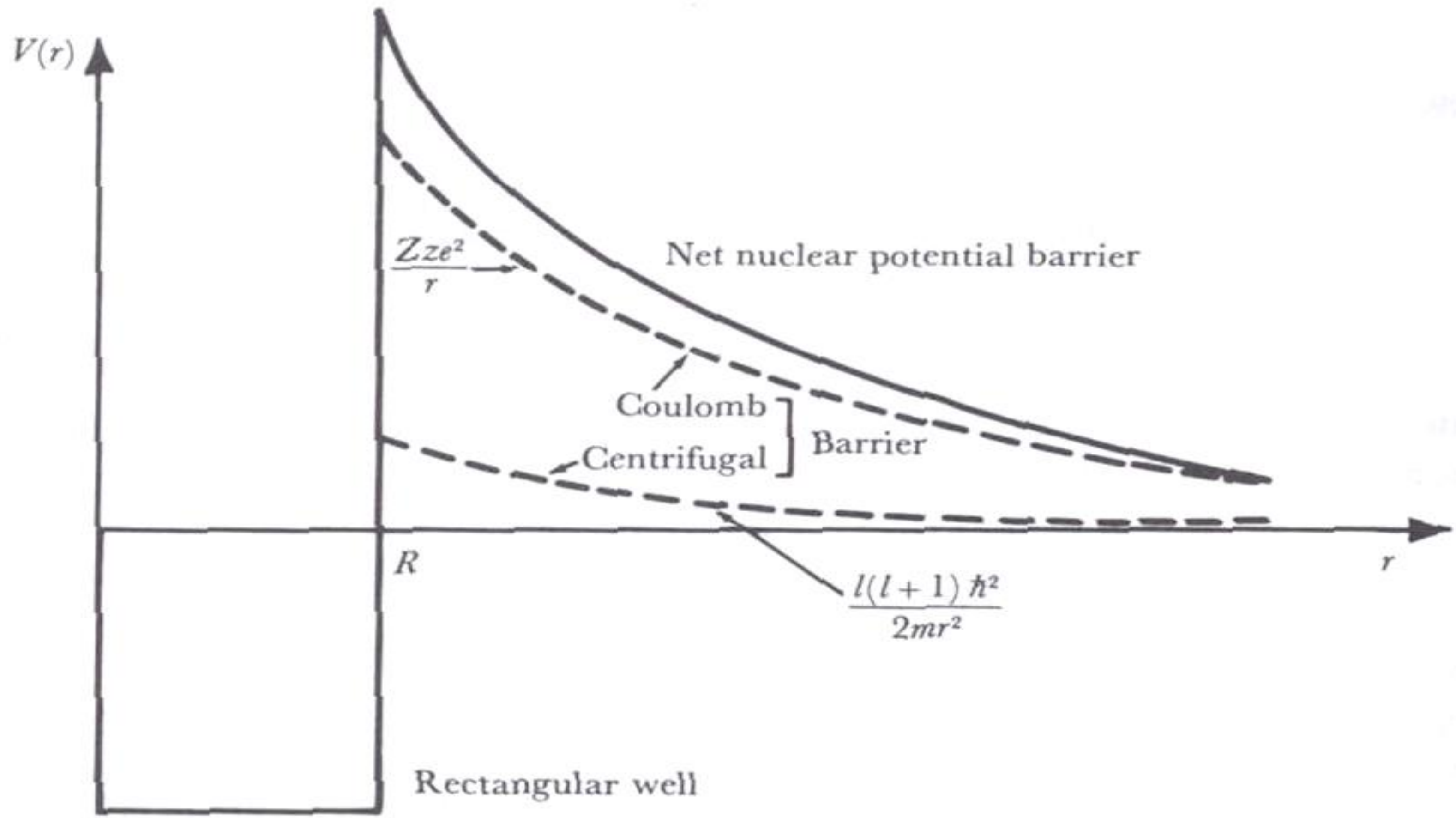
Die Erklärung::
Vernachlässigung der Zentrifugalbarriere für $l \neq 0$ und der Kernstruktur in l_0.

$$V = \frac{Z \cdot z \cdot e^2}{r} + \frac{l \cdot (l+1) \cdot \hbar^2}{2 \cdot m_\alpha \cdot r^2}$$

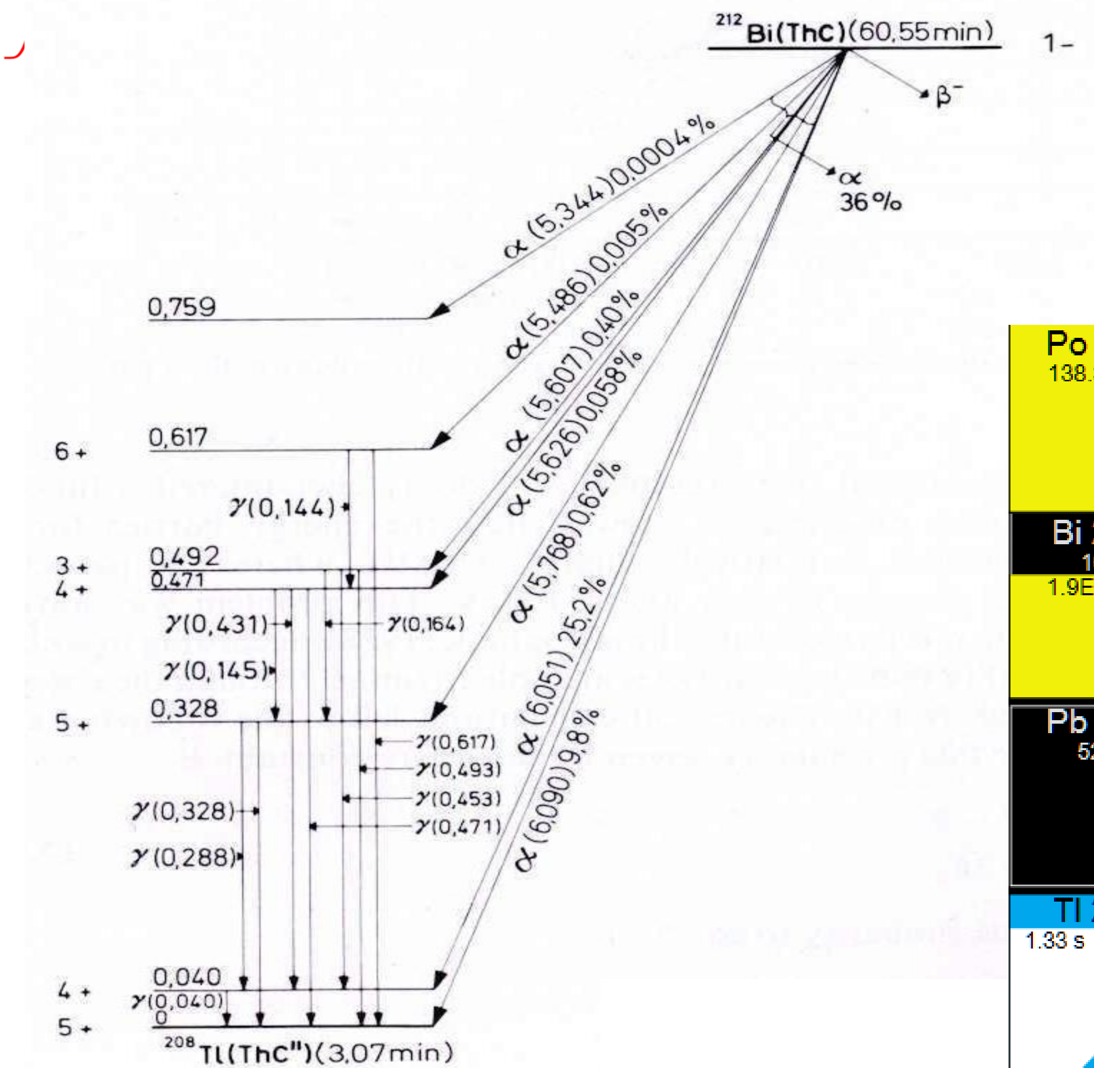
$$\lambda_0 \Rightarrow \lambda = \lambda_0 \cdot S$$

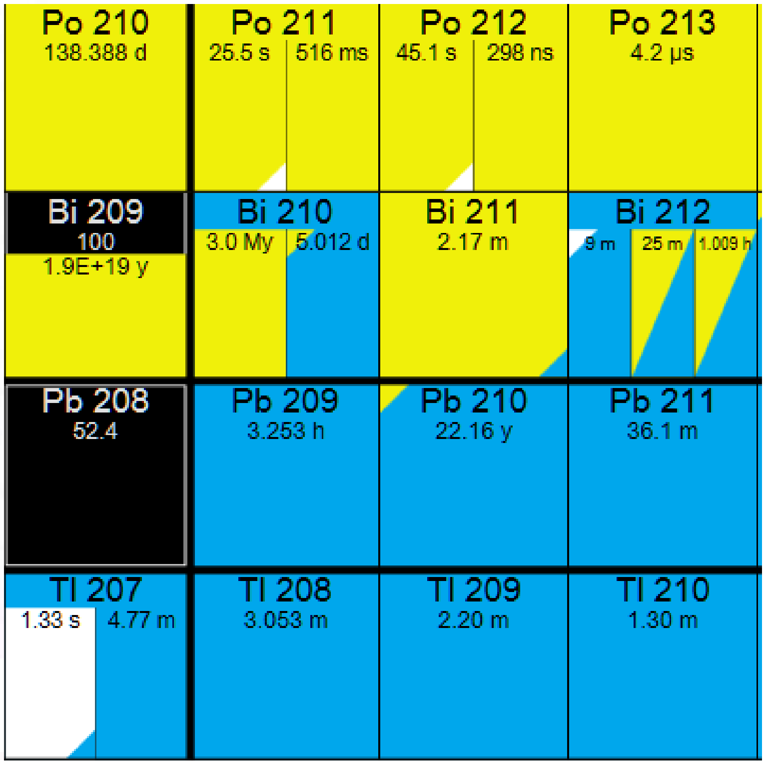
S ist ein spektroskopischer Faktor für Bildung and Koaleszenz des α Teilchens

Potentialbarriere mit Coulomb- und Zentrifugal-Anteil



Zerfallsschema des u-u Kerns Bi-212 (Z=83)





Zerfallsschema des Bi-212 (β Zweig)

AO

Long-Range α-Teilchen

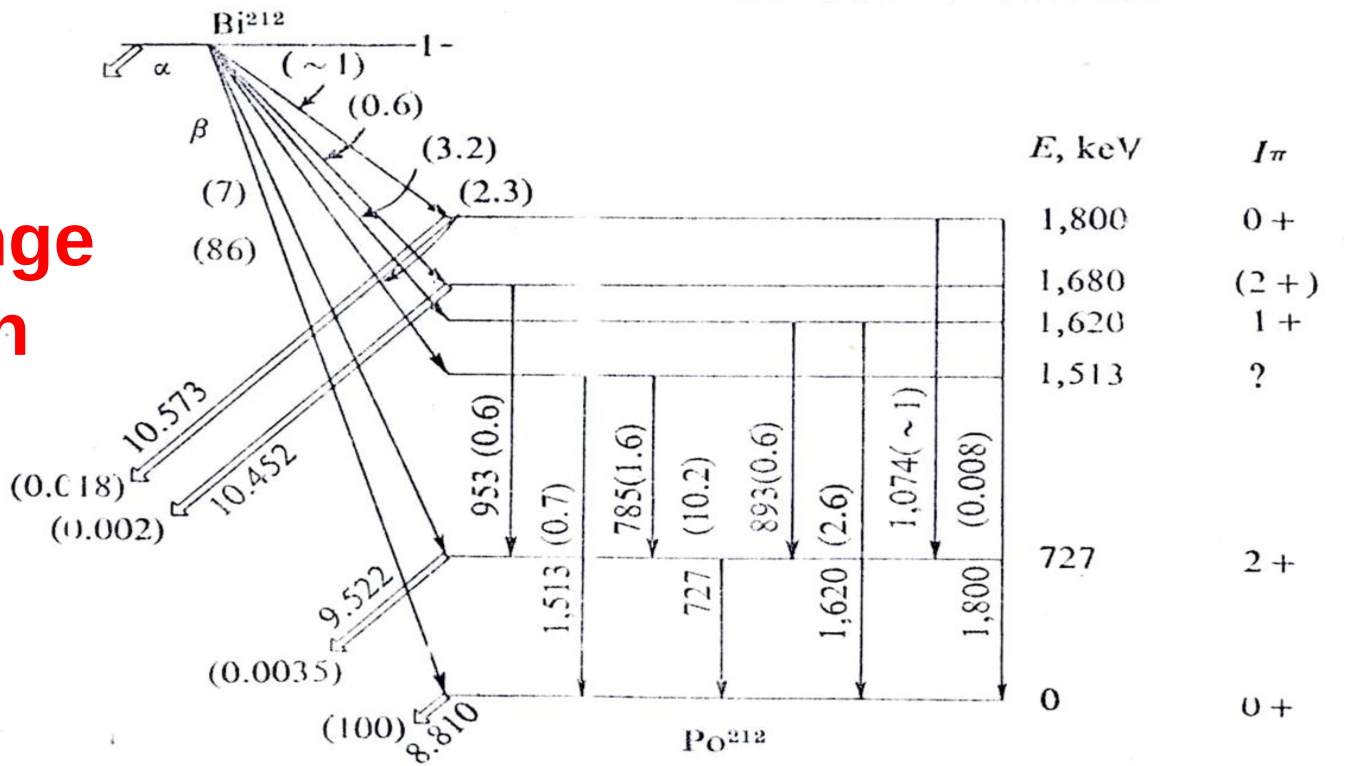
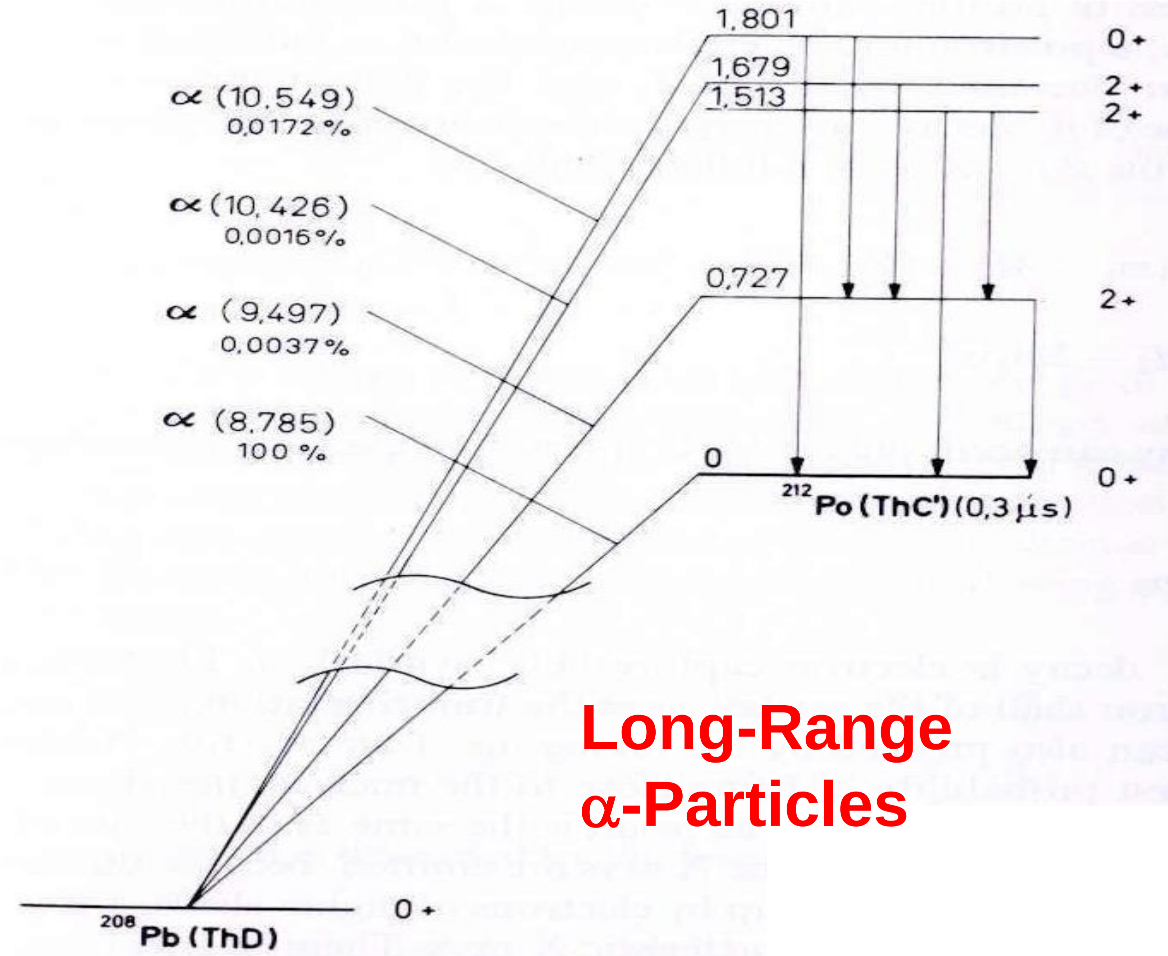


Figure 7-8 Level scheme and decay scheme of Po^{212}. E_α in MeV and E in keV. All intensities (in parentheses) relative to 100 Po^{212} ground-state transitions. [G. T. Emery and W. R. Kane, *Phys. Rev.*, **118**, 755 (1960).]

AO

Zerfallsschema des Po-212 (vereinfacht)



Long-Range α-Particles

Long-Range α-Teilchen

^{212}Po (= ThC‘)

Die Energie des α-Zerfalls von einem angeregten Zustand des ^{212}Po ist so hoch, dass α-Zerfall mit γ-Zerfall konkurrieren kann

Man misst

$$\boxed{\frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\alpha} = \frac{N_\gamma}{N_{\mathrm{longrange}\,\alpha}}}$$

$\lambda_\gamma \approx 10^{12}\ \mathrm{s}^{-1}$

$\lambda_\alpha = 0{,}21 \cdot 10^{7}\ \mathrm{s}^{-1}$ **Grundzustand**

$\lambda_\alpha = 0{,}9 \cdot 10^{8}\ \mathrm{s}^{-1}$ **727 keV angeregter Zustand**

$\lambda_\alpha \approx 10^{10}\ \mathrm{s}^{-1}$ **1,8 MeV angeregter Zustand**

Messung von α-Strahlung

- Szintillationszähler ZnS
- Frisch Gitter Kammer
- Ionisationskammer (Diskriminierung von β-Teilchen sowie Spektroskopie möglich)
- Proportionalzähler (dünnes Fenster, nicht gasdicht, Diskriminierung von β-Teilchen möglich bei Benutzung verschiedener Plateaus Spektroskopie möglich
- α-spectrometer: Prinzip eines Massenspektrometers
- Halbleiterspektrometrie Si, Si(Li)

Literatur

- Philipsborn

Frisch Gitter Ionisationskammer

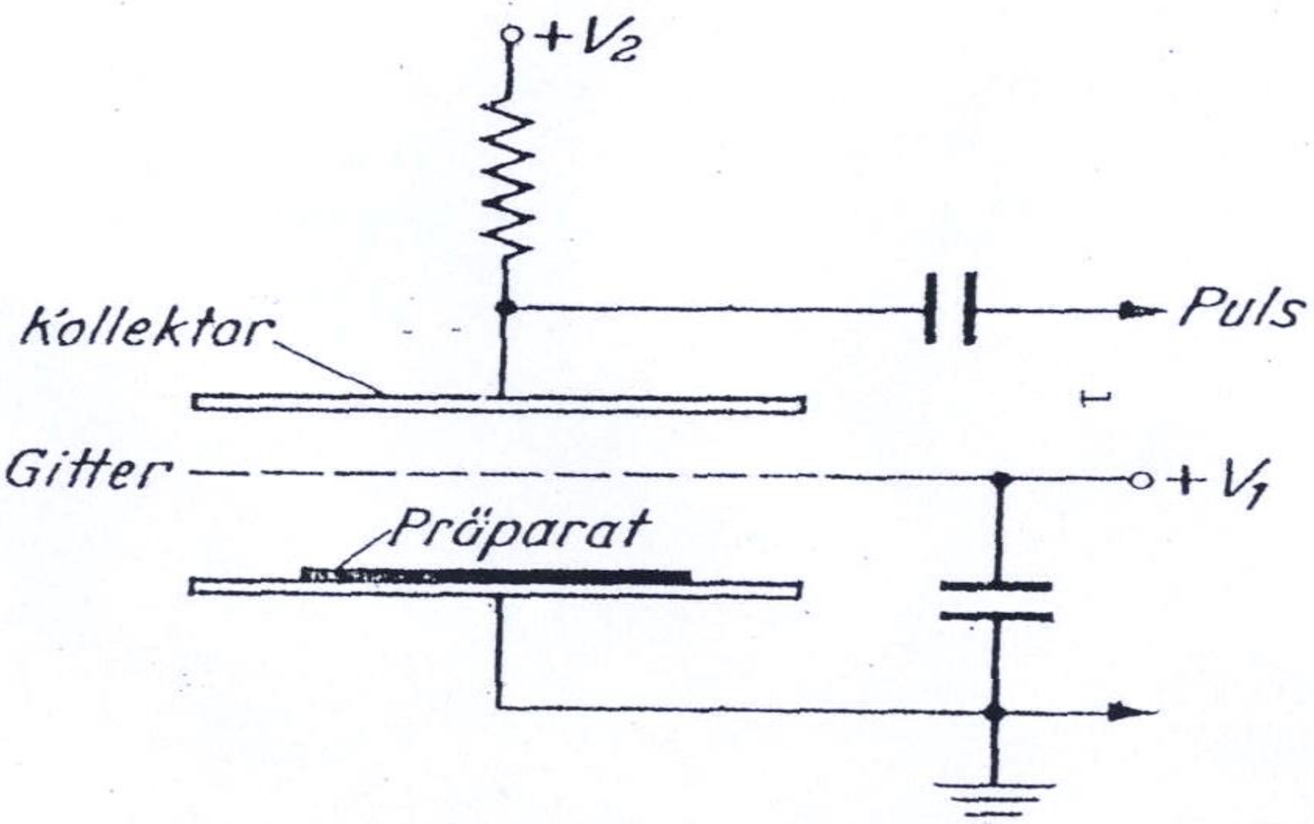
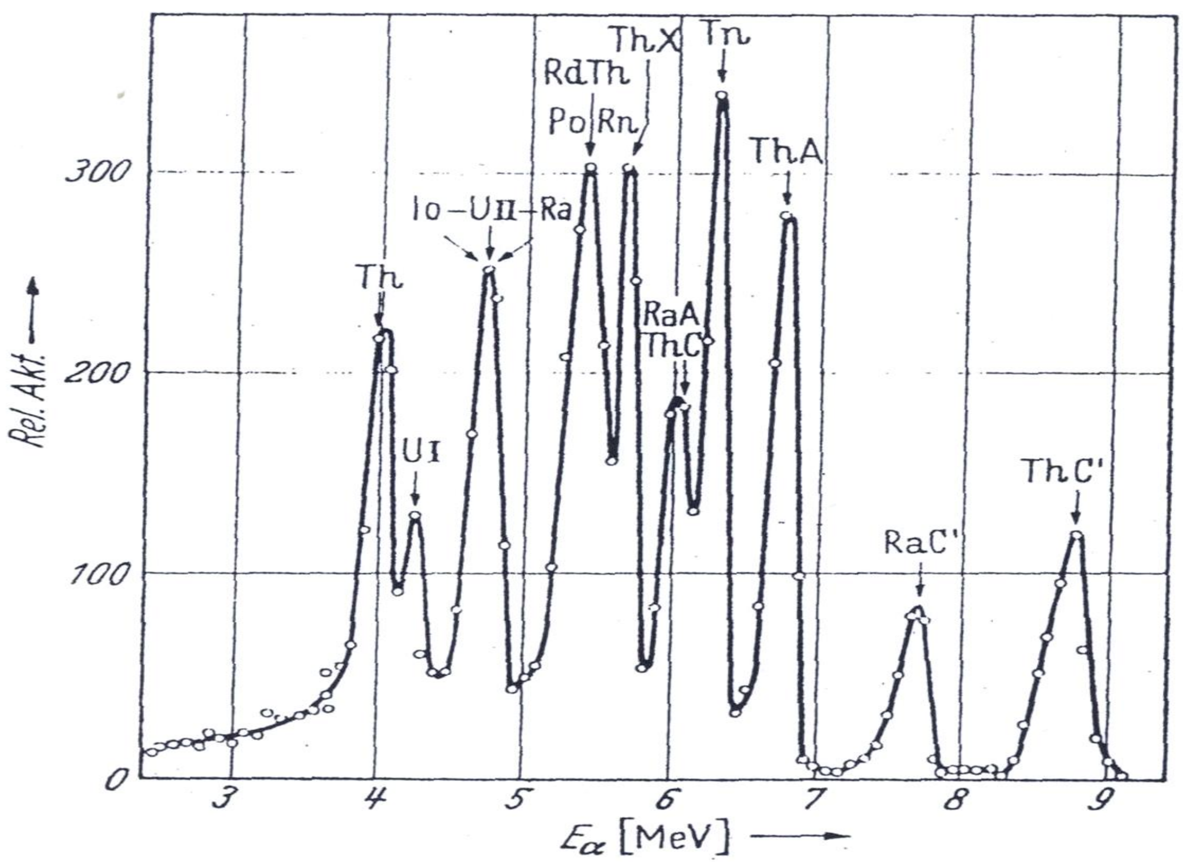


Abb. 65. „Frisch-grid"-Ionisationskammer, schematisch

α-Spektrum von U und Th mit Zerfallsprodukten gemessen mit einer Frisch Gitter Kammer



α-Spektrum gemessen mit einem Si-Detektor

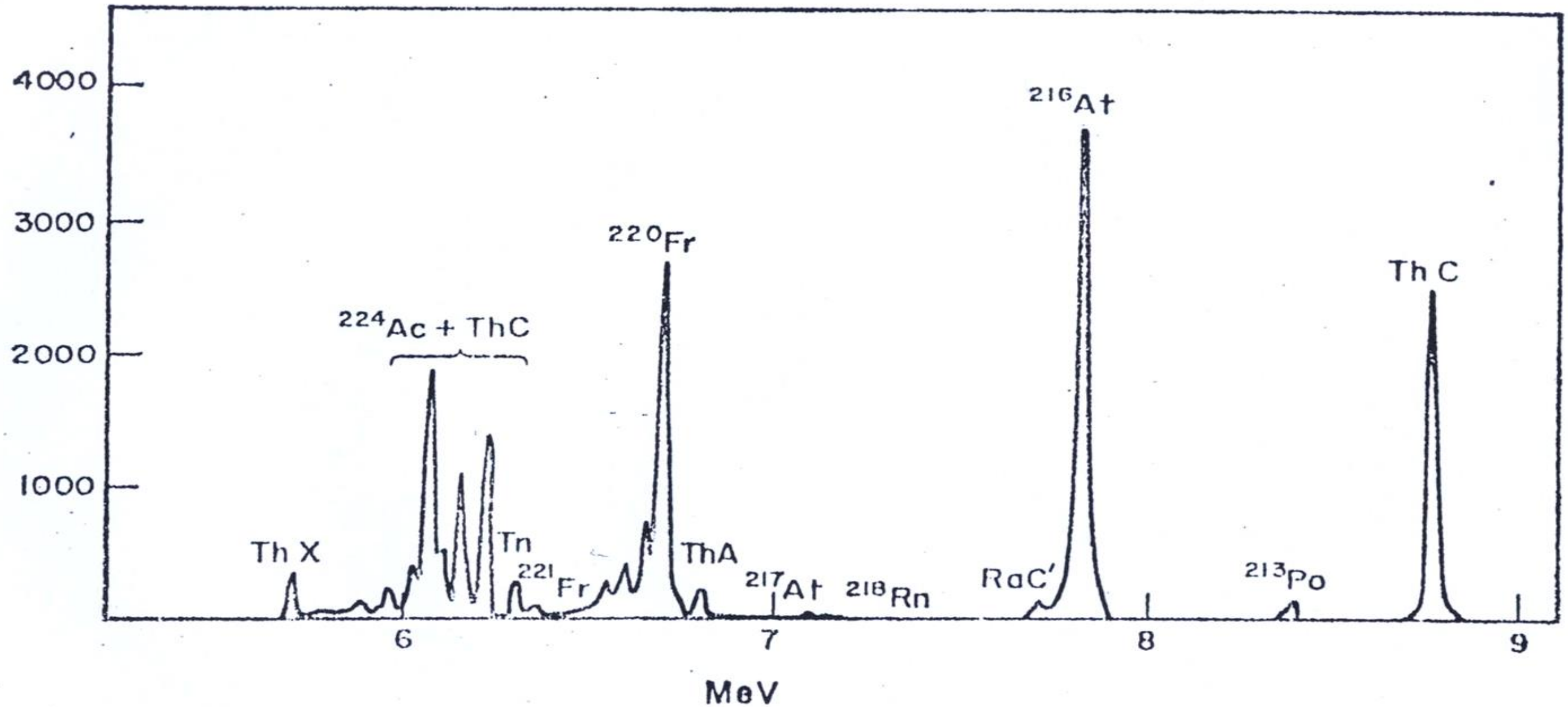


Fig. 2.8 Spectrum of the alpha lines of the ^{224}Ac family, obtained by means of solid-state detectors. (J. P. Briand and M. Lefort, *Phys. Let.* **10**, 90 (1964).)

α-Spektrum und Satelliten Peaks

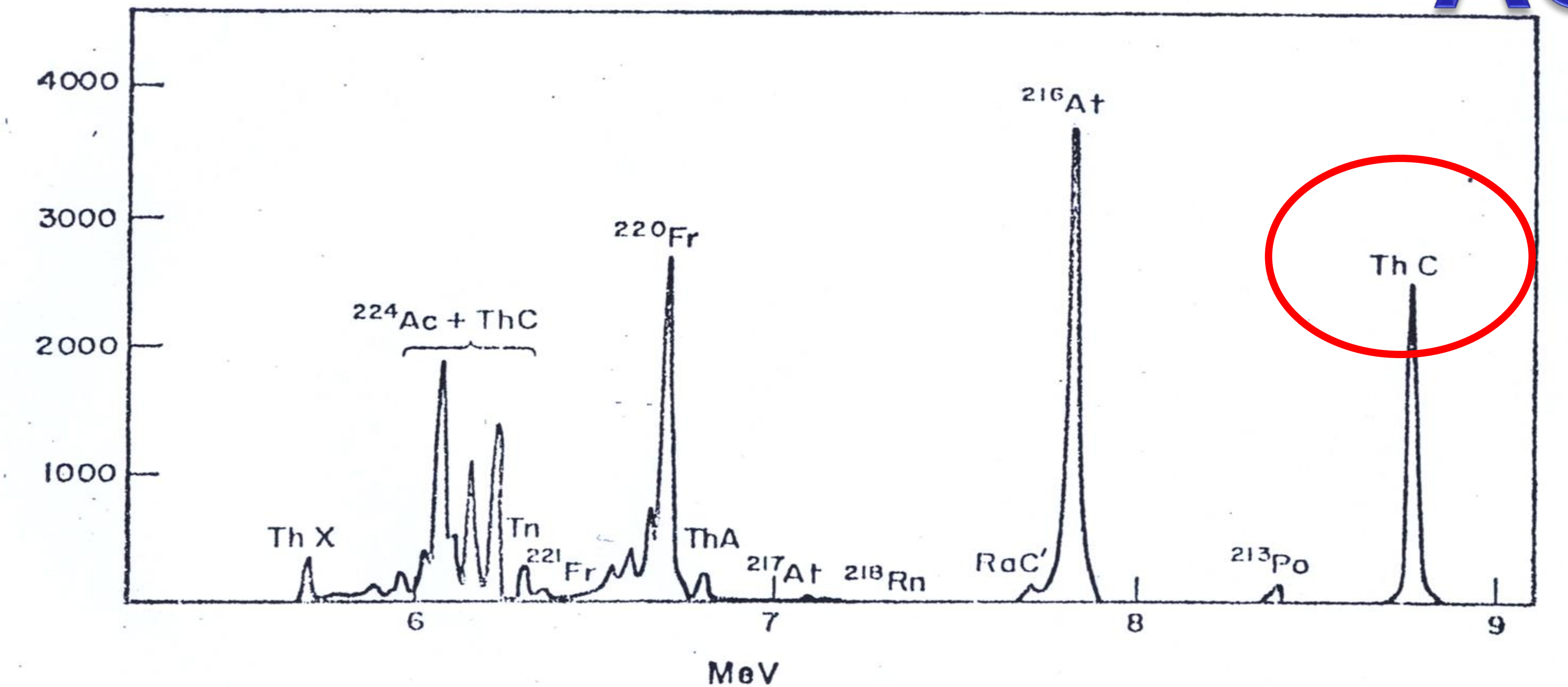
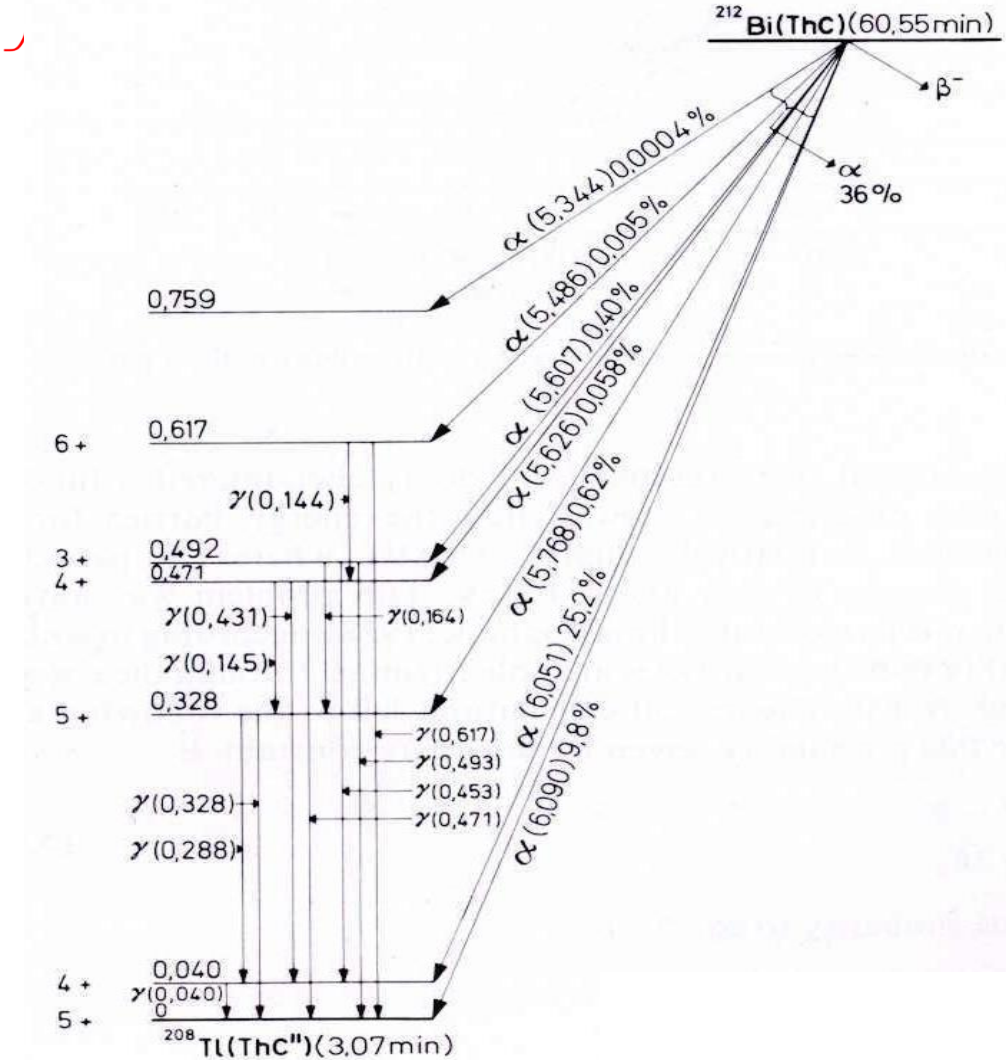
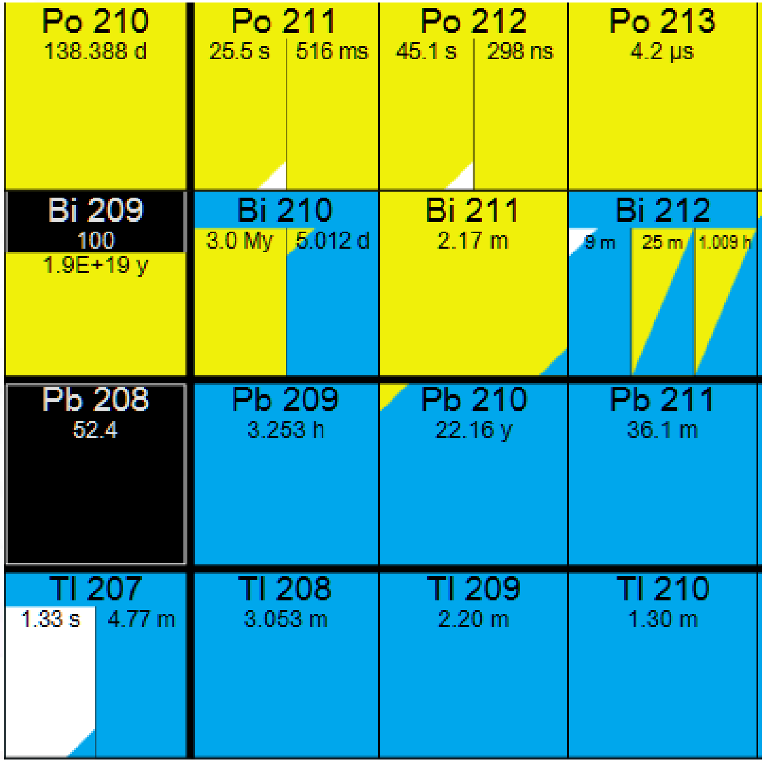


Fig. 2.8 Spectrum of the alpha lines of the ^{224}Ac family, obtained by means of solid-state detectors. (J. P. BRIAND and M. LEFORT, *Phys. Let.* **10**, 90 (1964).)

Zerfallsschema des u-u Kerns Bi-212 (Z=83)





Oberflächen Sperrschicht Detektor

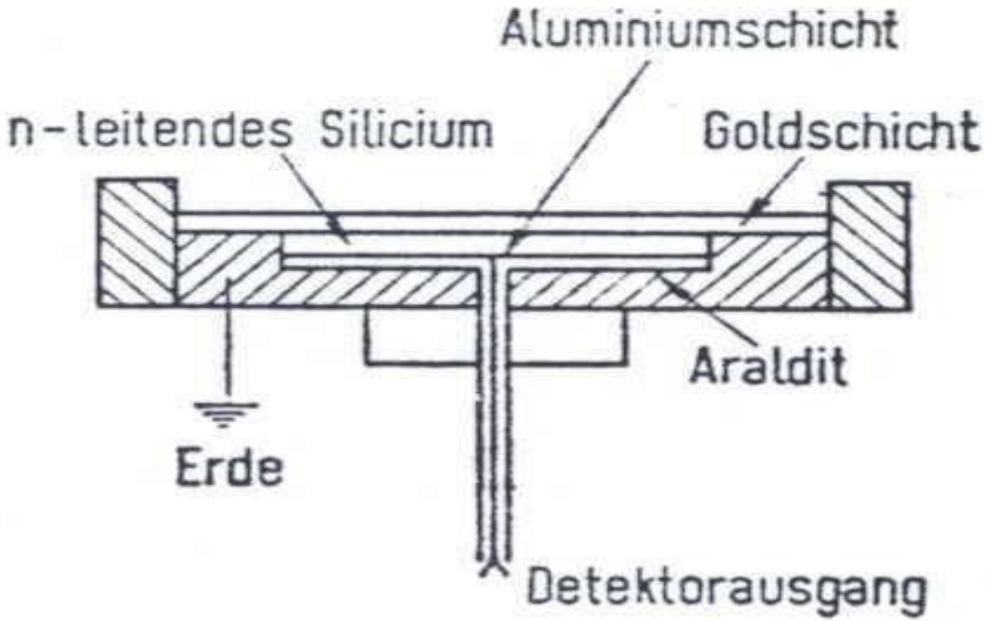
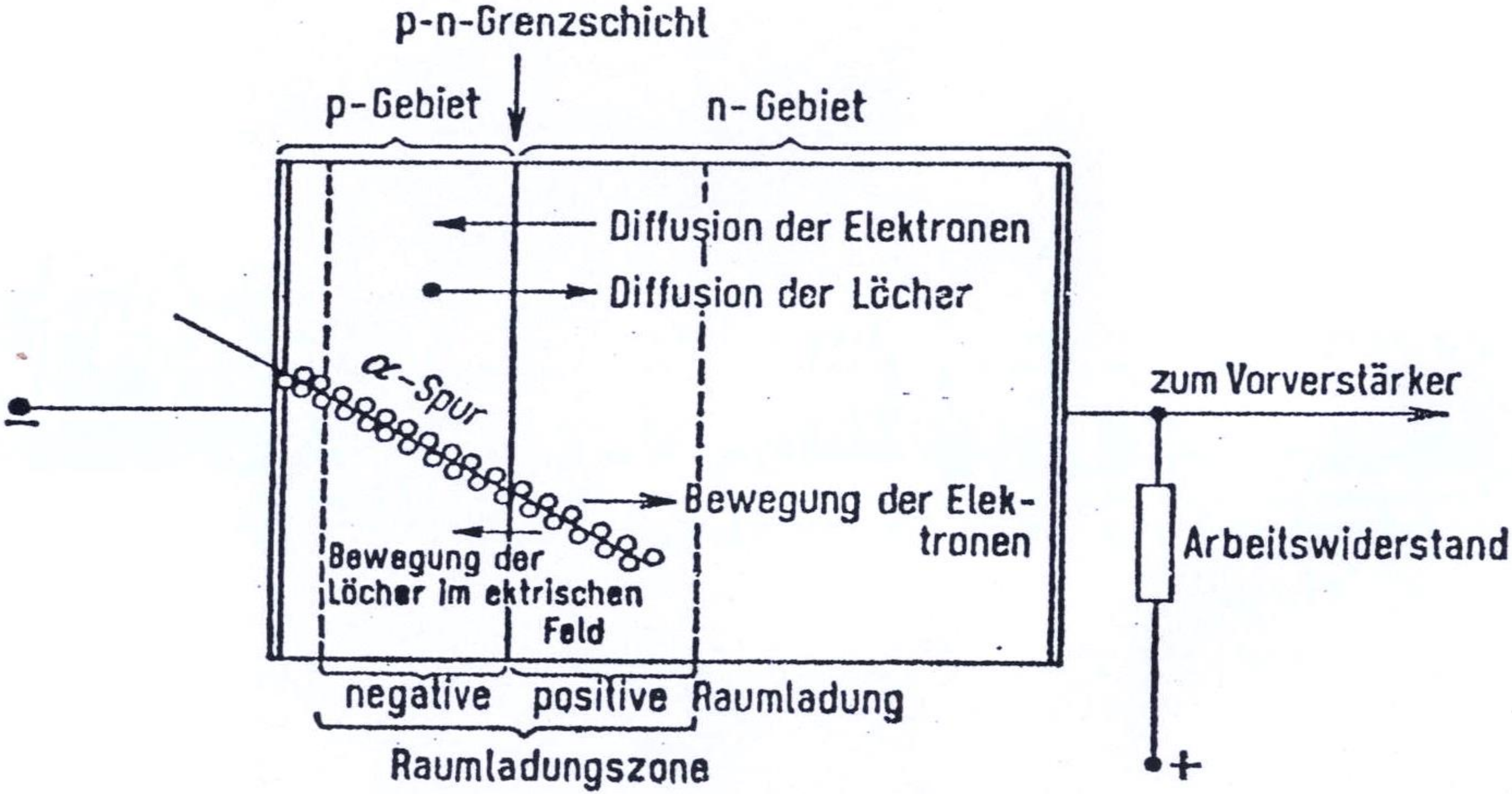


Abb. 2.36. Aufbau eines Oberflächen-sperrschichtzählers.

Oberflächen Sperrschicht Detektor



Die Energieauflösung eines Spektrometers hängt ab von der kleinesten Energiemenge die von dem Partikel im Detektor abegeben werden kann

Ionisationsenergie im Gas **~ 30 eV**

NaI(Tl)

Energie, um ein Elektron-Loch Paar zu generieren

Hängt nicht von der Teilchenart ab

Si	**3,5 eV**
Ge	**2,94 eV**

Auflösung für	α:	**15 keV/5 MeV**	**~ 0,003**
	γ:	**2 keV/1,33 MeV**	**~ 0,002**

Probleme bei α-Messungen

- Selbstabsorption in der Probe
- Absorption zwischen Quelle und Detektor
- Absorption im Material des Detektors
- Probendicke beeinflusst Auflösung

Aber trotzdem …

… die gemessenen Energien sind zu niedrig

Warum?

Rückstoß (Recoil) bei α-Zerfall

$$E_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} \qquad E_{\text{Rückstoß Kern}} = \frac{p_\alpha^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{Rückstoß Kern}} = \frac{2m_\alpha}{2m_A} E_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_A} E_\alpha \approx \frac{4}{A} E_\alpha$$

Für A = 200 und E_a = 5 MeV ergibt sich

$E_{\text{Rückstoß Kern}}$ = 100 keV.

Rückstoß beim α- Zerfall

$$E_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} \qquad E_{\text{recoil nucleus}} = \frac{p_\alpha^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{recoil nucleus}} = \frac{2m_\alpha}{2m_A} E_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_A} E_\alpha \approx \frac{4}{A} E_\alpha$$

Für A = 200 und E_a = 5 MeV ergibt sich

$E_{\text{recoil nucleus}}$ = 100 keV.

Geschwindigkeit relativistischer Teilchen