

Vorderflankendiskriminator

Impuls-e_l-diskriminator

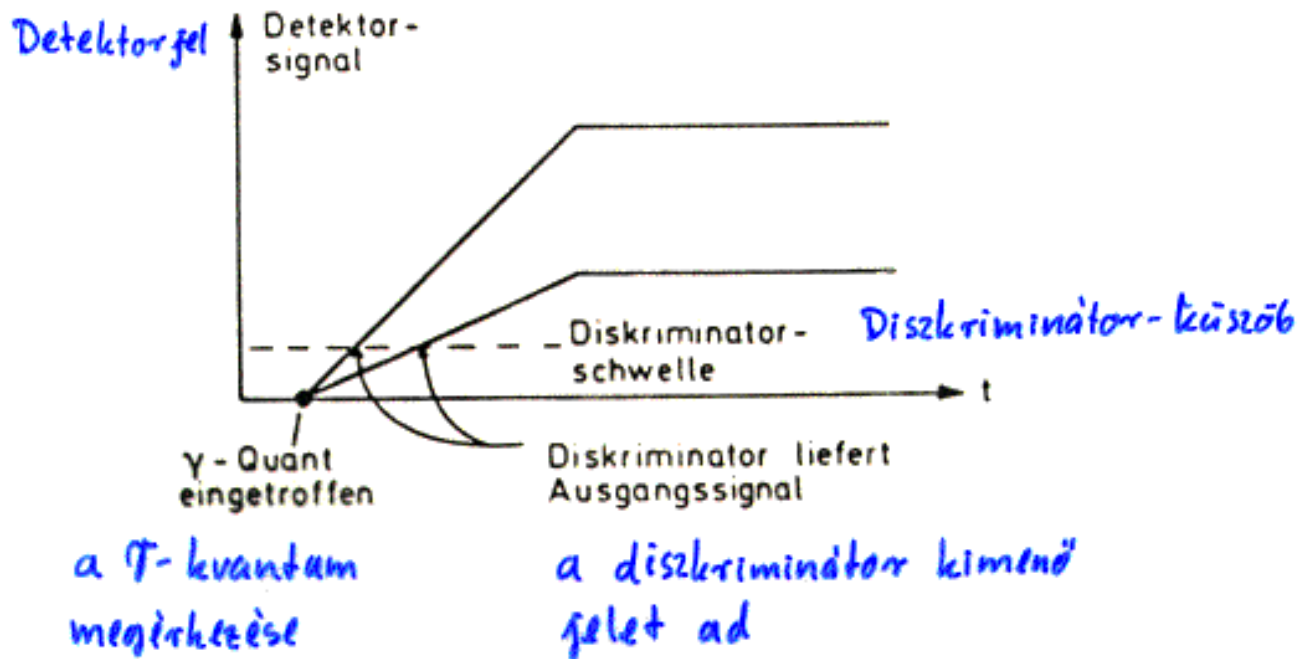
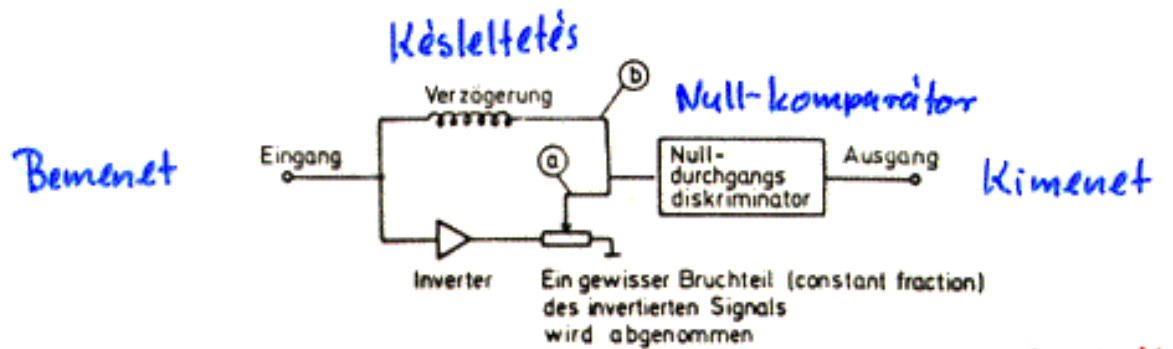


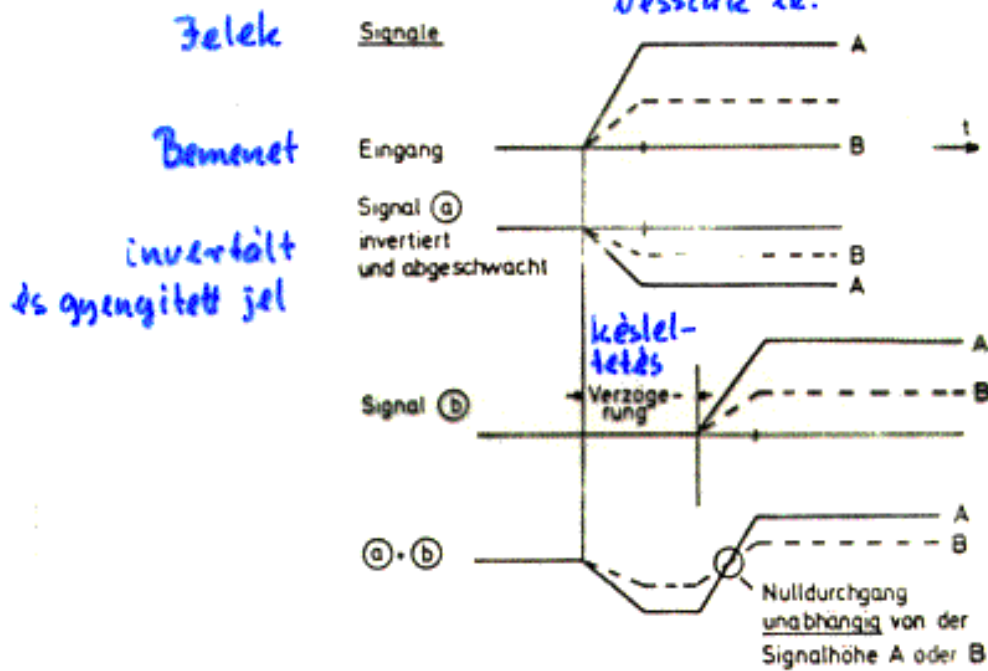
Abb. 5.14:

Ursache der Zeitunschärfe für verschieden hohe Eingangssignale beim Vorderflankendiskriminator

Constant - Fraktion - Diskriminator



az invertált jel egy állandó részét vesszük le.



a null-átmenet időpontja független A és B amplitúdójától

Abb. 5.15: Oben: Ersatzschaltbild für den Constant-Fraction-Diskriminator. Unten: Signalverlauf an den Stellen a und b und nach Vereinigung der beiden Signale $a + b$

Zeit-Pulshöhen-Wandler (TPC)

(time-pulseheight-converter)

idő-amplitúdó-konverter

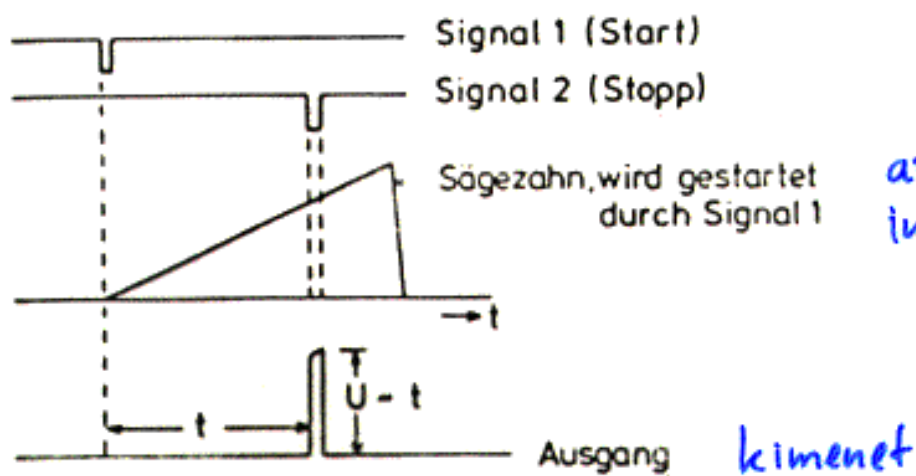
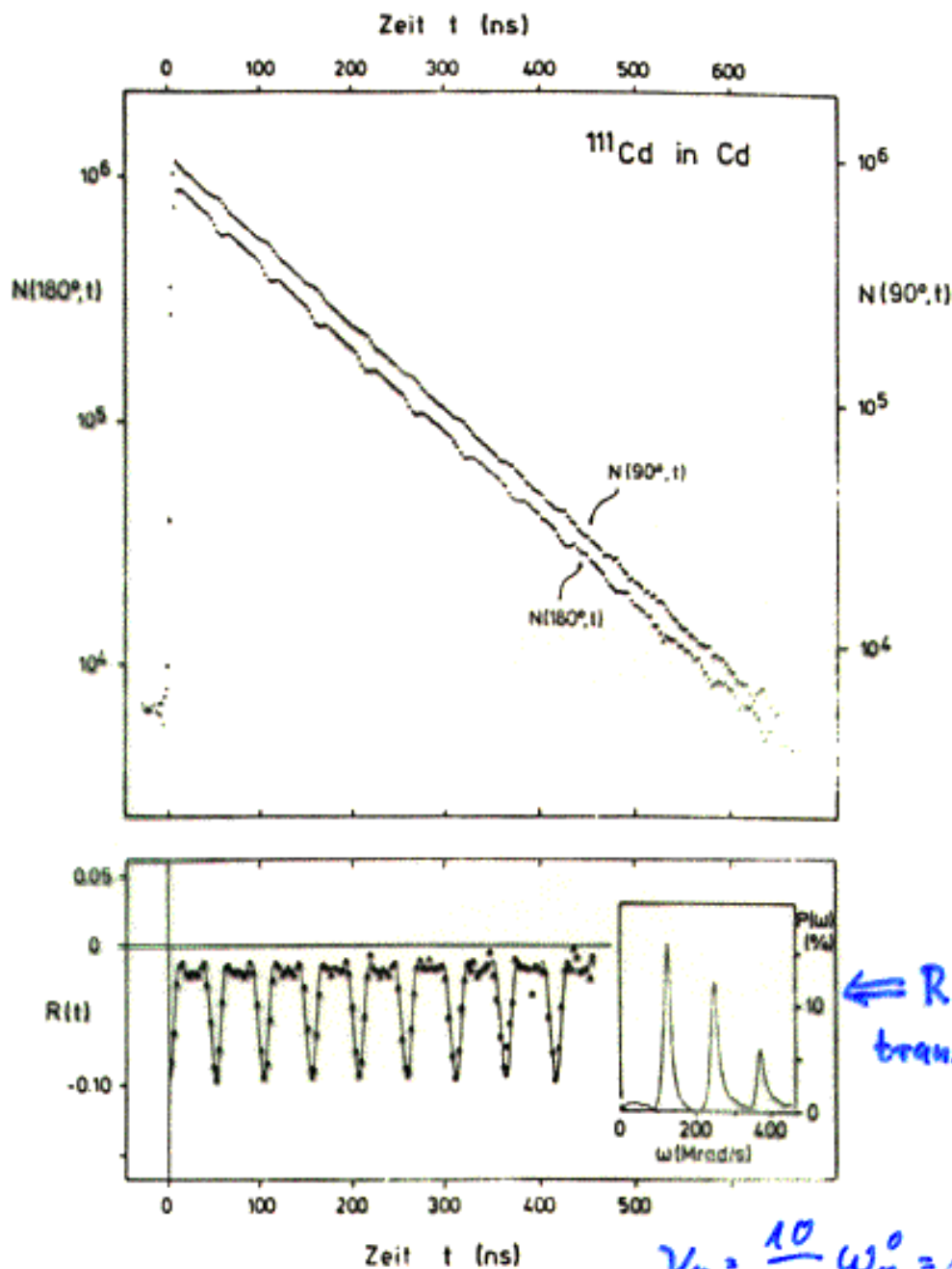


Abb. 5.16:

Prinzip des Zeit-Pulshöhen-Wandlers (TPC): das erste Signal startet einen Sägezahnimpuls; zum Zeitpunkt des zweiten Signals wird die Spannung des Sägezahns abgefragt

Für Zeitbereiche $\tau \gtrsim 100 \text{ ns}$ auch unmittelbare Zeit-Digital-Wandler (TDC: time-digital-converter) realisierbar (Zähler gestartet und gestoppt).

$\tau \gtrsim 100 \text{ ns}$ esetén közvetlen idő-digitál-konverzió is lehetséges (számláló indul és leáll).



$$I = \frac{5}{2}$$

← $R(t)$ Fourier-
transformiert

$$\nu_Q = \frac{10}{3\pi} \omega_Q^0 = 124.7 \text{ MHz}$$

$$V_{zz} = 6.21 \cdot 10^{21} \text{ V/m}^2$$

Abb. 5.18: PAC-Spektren für ^{111}Cd in Cadmium. Im oberen Teil des Bildes sind die Koinzidenzzählraten $N(\theta, t)$ für $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ aufgetragen, im unteren Teil das daraus abgeleitete Zählratenverhältnis $R(t)$. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung mit der Theoriefunktion (5.53). Eingebildet ist auch eine Fourier-Analyse des Meßspektrums $R(t)$, worin deutlich drei Frequenzen sichtbar sind

$$\text{Messwert: } R(t) = A_{22} G_{22}(t) = A_{22} \sum_{n=0}^3 \gamma_{2n} \cos n \omega_Q^0 t$$

$$\gamma_{20} = 0.20; \gamma_{21} = 0.37; \gamma_{22} = 0.29; \gamma_{23} = 0.14$$

Integrális perturbált σ - σ szöghorreláció

Akkor alkalmaztath, ha

$$\Delta t \gtrsim \tau_N$$



kísérleti időfelbontóképesség ($\approx 10^{-9}$ s)

$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ helyett csak a

$$\overline{G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}} = \frac{1}{\tau_N} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau_N}} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) dt$$

integrált mérjük.

Példa: egyirányú mágneses tér, merőleges geometria

$$W_{\perp}(\theta, t, B_z) = \sum_k b_k \cos[k(\theta - \omega_L t)]$$

↑ $-\frac{g\mu_B B_z}{\hbar}$

Integrális szöghorreláció:

$$\begin{aligned} \boxed{\overline{W_{\perp}(\theta, B_z)}} &= \frac{1}{\tau_N} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau_N}} W_{\perp}(\theta, t, B_z) dt = \\ &= \frac{1}{\tau_N} \sum_k b_k \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau_N}} \cos[k(\theta - \omega_L t)] dt = \\ &= \sum_k b_k \frac{\cos[k(\theta - \Delta\theta)]}{\sqrt{1 + (k \tau_N \omega_L)^2}} \end{aligned}$$

← forgás
← attenuáció

$$\Delta\theta = \frac{1}{k} \arctan(k \tau_N \omega_L)$$

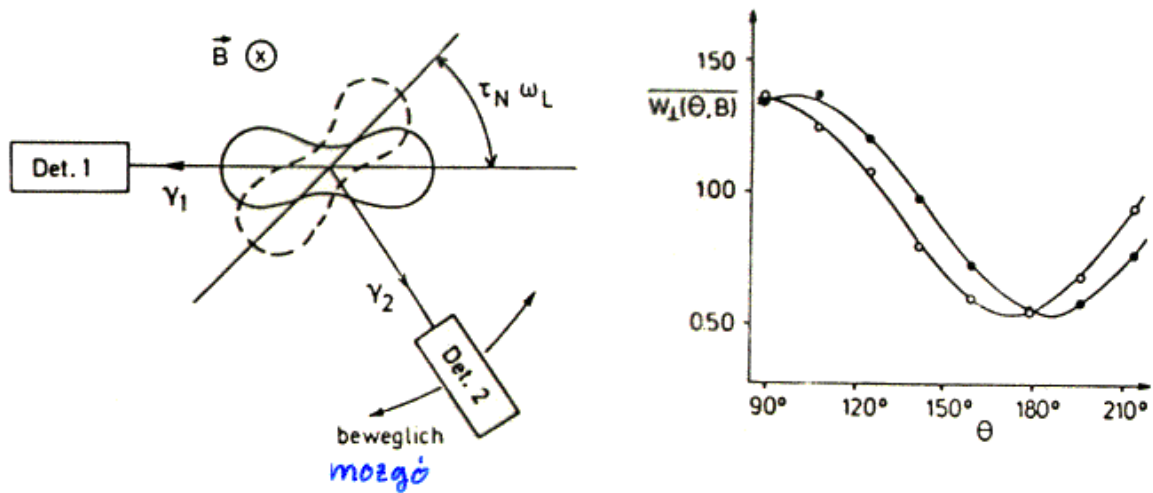


Abb. 5.25: Experimentelle Anordnung für eine IPAC-Messung (links) und Meßwerte (rechts) für die 604 - 317 keV Kaskade von ^{192}Pt in Eisen für zwei entgegengesetzte Richtungen des äußeren B-Feldes (KAT 75)

^{192}Pt vanhan (604 keV - 317 keV kaskád)

Kis elfordulásokra ($\tau_N \ll \frac{1}{\omega_L}$):

$$W_{\perp}(\theta, B_z) = \sum_k b_k \cos[k(\theta - \tau_N \omega_L)]$$

$$\Delta\theta = \tau_N \omega_L = \frac{-\tau_N \mu_N}{\hbar} g B_z$$



g vagy B_z meghatározható
(ha a másik ismert)

Perturbált \mathcal{T} -megeloszlás (PAD)

(perturbed angular distribution)

A magspin irányítottsága egy magreakció során behatározott impulzusnyomaték-átadás következménye.

Az izomer állapot kialakulásának időpontja megállapítható

- egy, a magreakcióban keletkezett részecske kimutatása által

vagy

- perturbált nyuláb segítségével.

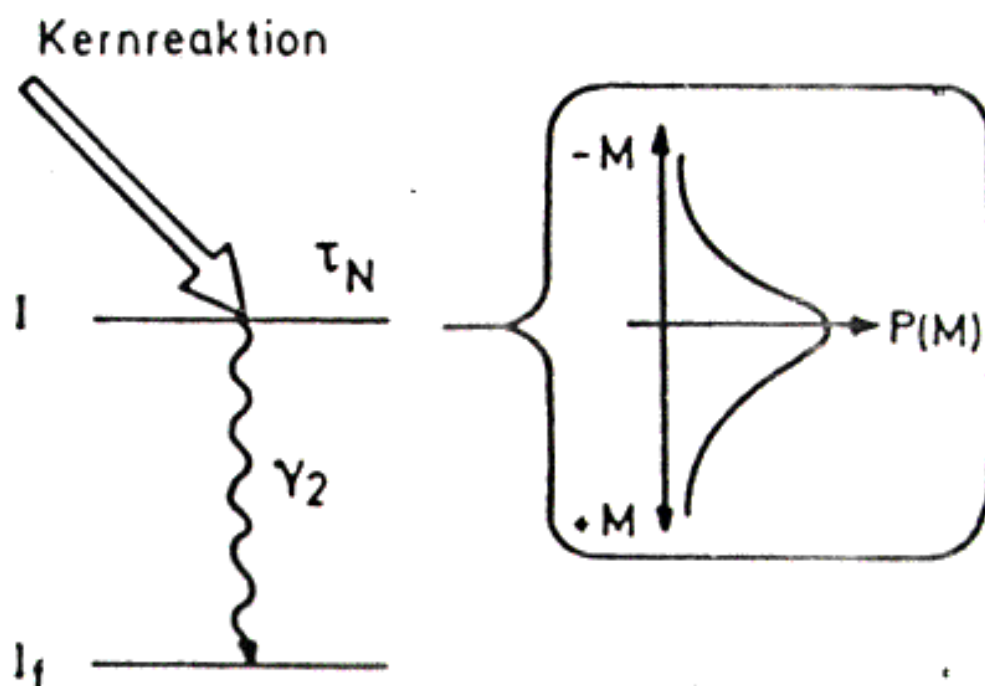


Abb. 5.22:

Variante der PAC-Methode (PAD).

Der bei einer Kernreaktion übertragene Drehimpuls steht senkrecht auf der Strahlachse, d.h. die Unterzustände mit kleinen M -Werten werden bevorzugt bevölkert. Die resultierende anisotrope γ_2 -Winkelverteilung (bezüglich der Strahlachse) kann während der Lebensdauer τ_N unter dem Einfluß einer Hyperfeinwechselwirkung präzedieren

^{67}Ge $I = 9/2$ $\tau_N = 101 \text{ ns}$

Rückstoßimplantation

$^{54}\text{Fe} (^{16}\text{O}, 2\text{pn}) ^{67}\text{Ge}$

↑
53 MeV

Visszalökési implantáció

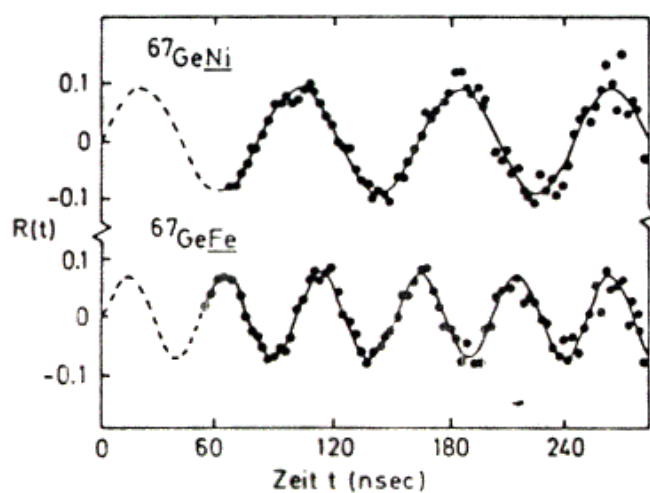


Abb. 5.23: $R(t)$ -Spektren mit Larmorpräzession von ^{67}Ge -Sonden in Nickel und Eisen bei $T = 300 \text{ K}$ (RAG 78)

Tranziens mágnesterek

$$\Delta \theta = \Delta \theta(B_0) + \Delta \theta(B_{\text{trans.}}) =$$

$$= -\frac{g\mu_N}{\hbar} (B_0 \tau_N + B_{\text{trans.}} \tau_1)$$

tranziens
indukció

effektív idő

$$\tau_1 (\tau_N, \tau_f, \tau_d)$$

átrepülési idő

fékződési idő

Ha $\tau_N \ll \tau_f$ és

$\tau_N \ll \tau_d$, akkor $\tau_1 = \tau_N$

Ha $\tau_d \ll \tau_N$ és

$\tau_d \ll \tau_f$, akkor $\tau_1 = \tau_d$

Példa: ^{16}O (visszalökődési) implantációja ferromágneses fóliákba

$$E^* = 6.13 \text{ MeV}, \tau_N = 26.6 \text{ ps}$$



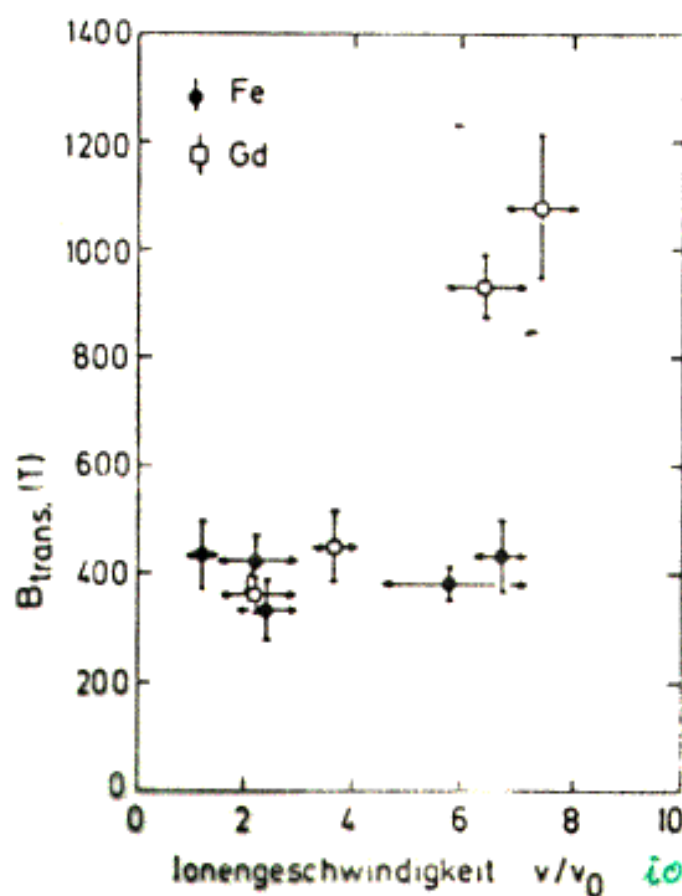
vagy



ferromágneses fólia
(vastagság: $1 \mu\text{m}$)

Detektor

Al-
nyaláb-
megállító



ionsebesség

$$(v_0 = \frac{c}{137})$$

$$B_{trans.} = q \cdot p \cdot B_{1s}$$

Wahrscheinlichkeit
für ein K-Loch

Polarisa-
tionsgrad

Fermi-Kontaktfeld
von einem 1s-Elektron

Abb. 5.26:

Transientes B-Feld für γ
Kerne beim Durchflug
durch Fe und Gd Folien
als Funktion der Ionenge-
schwindigkeit (SPE 85)

$$B_{trans.} = q \cdot p \cdot B_{1s}$$

egy K-lyuk
valószínűsége

polarizáció
foka

egyetlen 1s-elektron
Fermi-féle kontakt-
tere

IPAD - Stroboskopische Methode

(Christiansen, Mahnke, Recknagel, Riegel, Weyer, Withun; 1968)

Stroboszópius módszer

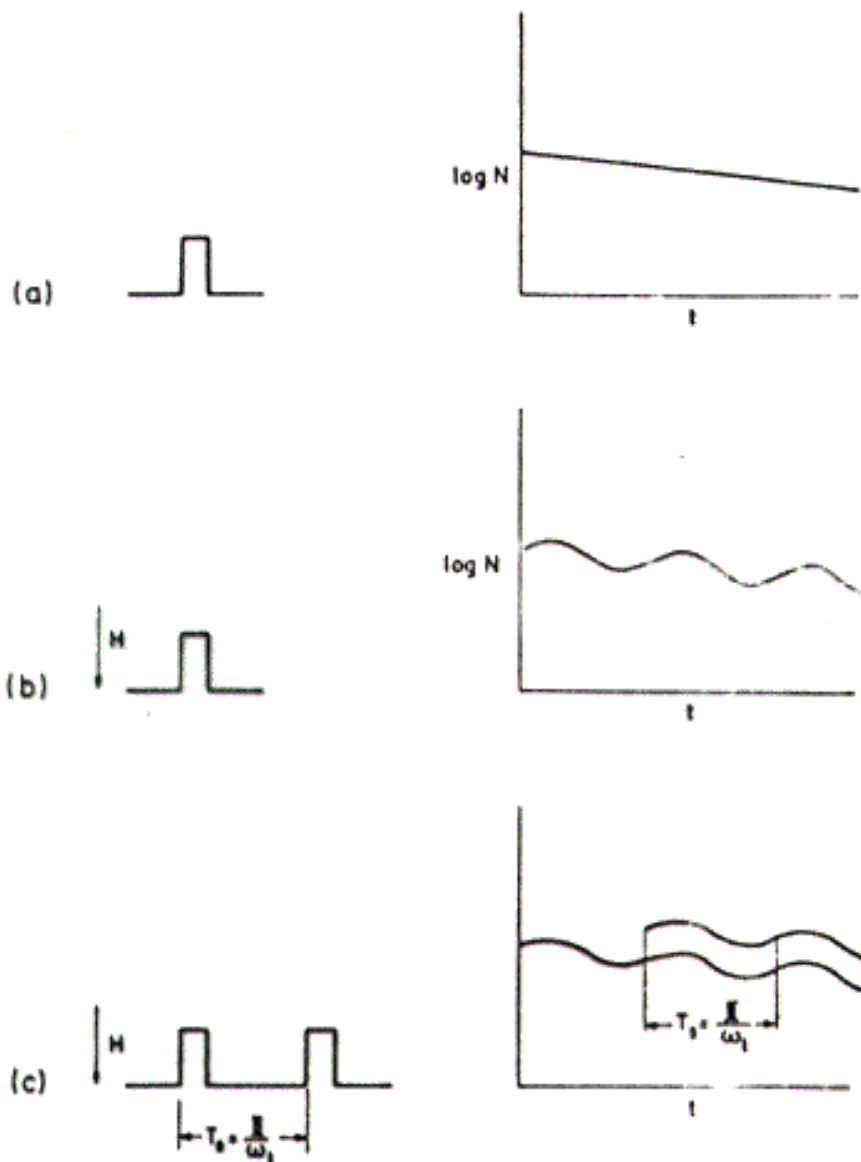


FIG. 4. Pulse beam experiments for high precision hf determinations: (a) the exponentially decaying radioactive count rate N from a single pulse; (b) the oscillating pattern Larmor precession from a single pulse with an applied magnetic field H on the target; (c) the build-up on the resonance of (b) from repeated pulses at repetition rate $T_0 = \pi / \omega_1$.

$$T_0 = \frac{\pi}{\omega_1}$$



Puls-Wiederholungszeit

Impulzus-ismétlődési idő

Müon - spin - rotáció (μ SR)

Müonok: leptonok



egymás antirészecskéi

Viselkedésük kondenzált rendszerekben nagyon különböző.

μ^+ : a protonhoz hasonlóan viselkedik
(főleg rácsközi helyen található)

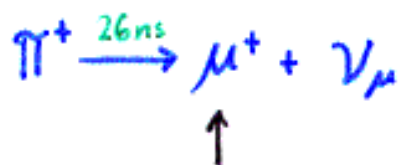
μ^- : az elektronhoz hasonlóan viselkedik
(exotikus atomokat képez)

Módszer

Előállítás: protonbomlással



$$E_p \gtrsim 600 \text{ MeV}$$



Az így keltett müonok a pionok tömegközépponti rendszerében 100%-osan polarizáltak.



Spin 0 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$

Helicitás -1 \longleftrightarrow -1

A π^+ -bomlás

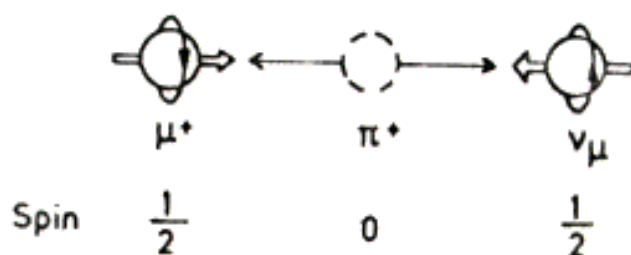


Abb. 8.1:

π^+ -Zerfall. Der Spin des Myons steht antiparallel zur Emissionsrichtung. Im Ruhesystem des Pions beträgt die Energie des emittierten Myons 4,12 MeV

A müon spinje a kibocsátás irányával antiparallel. A pion tömegközépponti rendszerében a kibocsátott müon energiája 4.12 MeV.

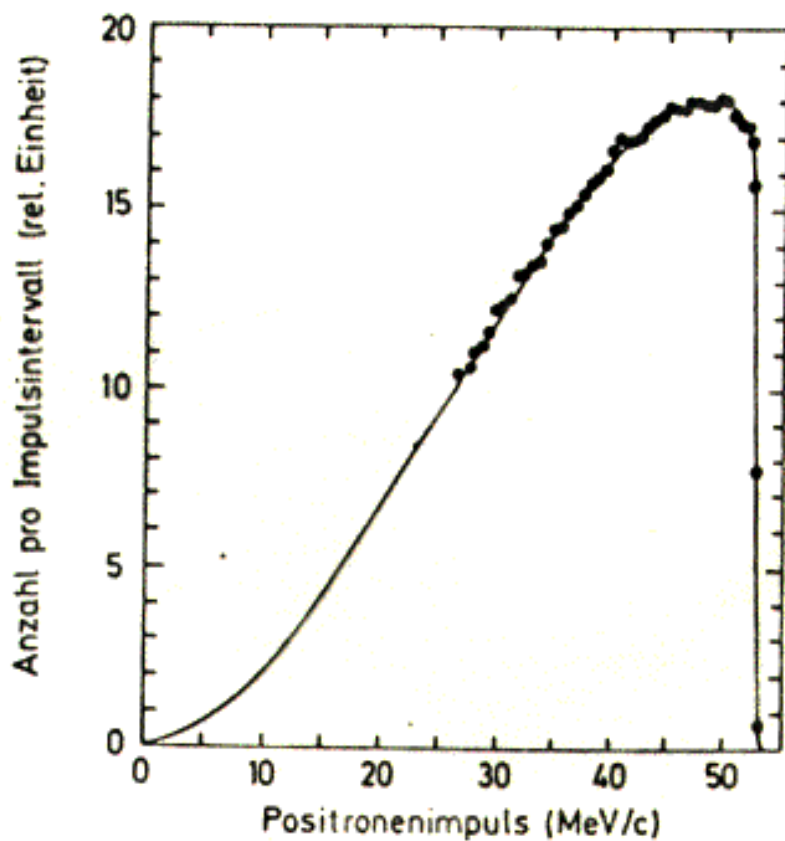


Abb. 8.2:

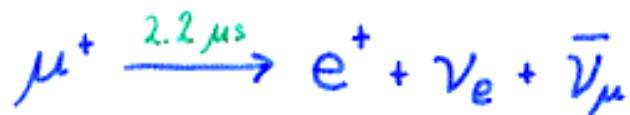
Impulsspektrum der Positronen beim Zerfall des positiven Myons. Nach (BAR 65)

A pozitív müön bomlása során keletkező pozitronok impulzuseloszlása

Mittlere Reichweite in Al: $\sim 5\text{cm}$

Átlagos behatolási mélység Al-ban: $\sim 5\text{cm}$

Müon-bomlás:



A pozitronok nagy valószínűséggel bocsátódnak ki a müon-spin irányában.

A μ^+ részecskefizika szempontjából fontos tulajdonságai:

spin	1/2
tömeg	105.659 MeV/c ² = 206.769 m _e
gyromágneses arány	$8.5161 \cdot 10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s T}}$
bomlás	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
átlagos élettartam ($\tau = T_{1/2} \ln 2$)	$2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
polarizáció	100 %
a pozitron-energiára átlagolt szögeloszlás	$1 + 0.33 \cos \theta$
jelleg	könnyű proton

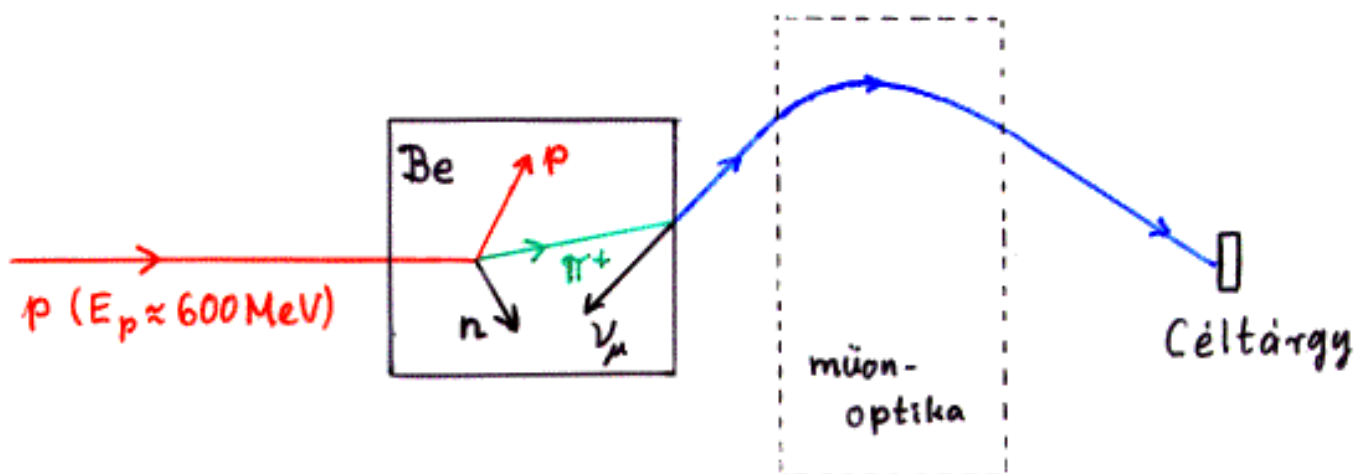
Müon-nyalábok

"Arizona - müonok"

Megállított pionok bomlásából származnak.



100%-osan polarizáltak.



$$E_\mu = 4.1 \text{ MeV}$$

(felületi müonok)

Intenzitás: $10^6 \dots 10^7 \mu^+ / s$

Előnyök:

- nagyfokú polarizáltság
- erős fékezés \Rightarrow vékony minták vizsgálata is alkalmas

Hátrányok:

- erős fékezés \Rightarrow nehéz megfelelő ablakot készíteni

- csak μ^+ állítható elő ilyen módon.

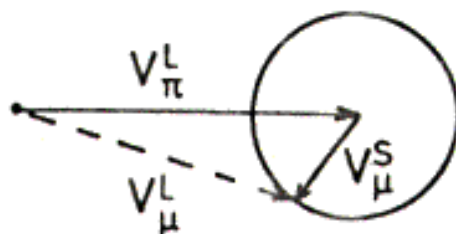


Abb. 8.3:

Kinematik beim Pionenzersfall im Flug. Dargestellt sind die Geschwindigkeitsvektoren für das Pion bzw. Myon im Schwerpunkt (S)- bzw. Laborsystem (L)

Repülés közben történő pionbomlás kinematikája.

V_π^L a pion sebessége a labor-rendszerben

V_μ^L a müon " " " " " "

V_μ^S a " " " " a pion tömegközépponti rendszerében.

A labor-rendszerben a müon sebessége irányának kis megváltozásához a müon spin-irányának nagy megváltozása tartozhat.

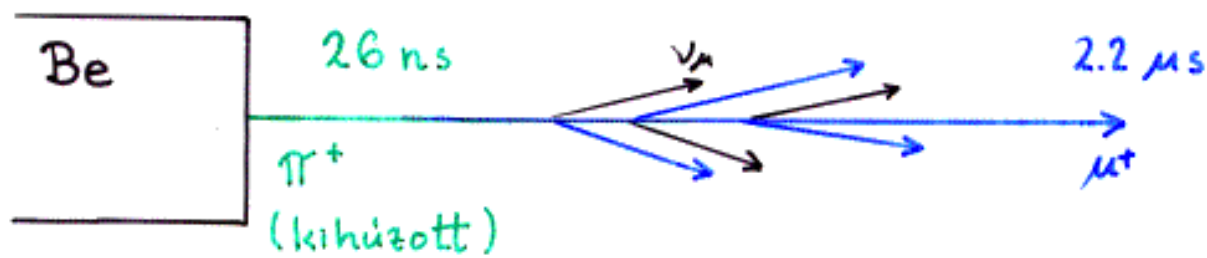


Abb. 8.4:

Winkelverteilung der emittierten Positronen beim Myonzerfall im Polardiagramm. Die gezeichnete Situation entspricht dem Fall, daß sich der Spin um den Winkel $\alpha = \omega_L t$ gegenüber der ursprünglichen Richtung (antiparallel zum Myonenimpuls) gedreht hat.

A müonbomlás során kibocsátott pozitronok rögzítésének polárdiagrammja. Az ábrázolt helyzet annak az esetnek felel meg, hogy a spin az eredeti (a müon impulzusával ellentétes) irányhoz képest $\alpha = \omega_L t$ rögzül fordult el.

Gyors müonok



A berillium-targetból külső feszültséggel „kihúzott” pionok röptükben bomlanak.

Előny: • nagyobb impulzus ($\sim 100 \text{ MeV}/c$)

Hátrányok: • gyenge fékeződés \Rightarrow csak vastag minták vizsgálhatók

• a polarizáltság nem teljes

Mérőberendezés

Elv: a müon-impulzussal eredetileg ellentett irányú spin a hiperfinom térben precesszál. A pozitron emissziójának valószínűsége ezzel együtt forog. A pozitron-beütésszámot detektáljuk egy rögzített irányban a müon-implantáció óta eltelt idő függvényében.

$$W(\phi, t) = 1 + A \cos(\phi - \omega_L t)$$

\uparrow Larmor-frekvencia

A pozitron-energiára átlagolva: $A = \frac{1}{3}$