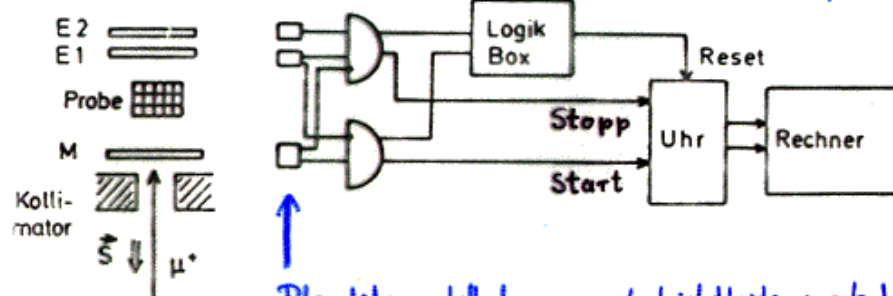


Reset-jel, ha

- két E-jel jön kb. $6\mu s$ -on belül
- két M-jel jön kb. $6\mu s$ -on belül

Reset, wenn

- zwei E-Signale innerhalb ca. $6\mu s$
- zwei M-Signale innerhalb ca. $6\mu s$



Plastikszintillatoren mit Lichtleiter:

- hohe Zeitaufklärung
- kein Einfluß vom Magnetfeld

Abb. 8.5: μSR -Meßapparatur (schematisch). Weitere Erklärungen im Text

plasztik-szintillátorok fényvezetővel:

- nagy időfelbontás
- mágneses tér nem befolyásolja

μSR -berendezés vázlat

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau_m} \left[1 + \sum_i A_i P_i(t) \cos(\phi_i - \omega_i^L t) \right] + B$$

← Untergrund

Anteil und Anisotropie zeitabhängige Polarisation Teleskoprichtung + schnelle Zustandsänderung Larmor-Frequenz

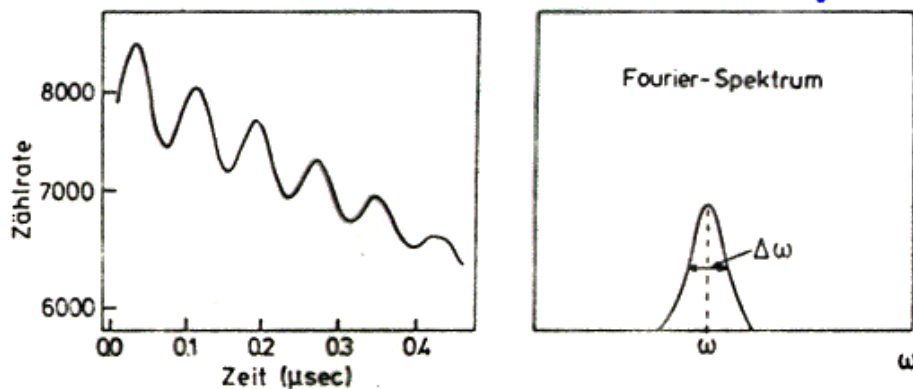


Abb. 8.6: Zeitdifferentielles und Fourier-transformiertes μ SR-Spektrum (schematisch)

Idő-differenciális és Fourier-transzformált μ SR-spektrumok (vázlatosan)

A_i : részarány és anizotropia

$P_i(t)$: időfüggő polarizáció

ϕ_i : teleszkópirány + esetleges gyors fázisváltozás a müon-implantáció során

ω_i^L : Larmor-frekvencia az i -edik helyen

B : háttér

$$\begin{aligned} \underline{B}_{\text{le, gömb}} &= -\frac{\mu_0}{3} \underline{M} \leftarrow \text{makroszköpus} \\ \underline{B}_L &= \frac{\mu_0}{3} \underline{M}_{\text{tel}} \leftarrow \text{telítési} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \underline{B}_{\text{le, gömb}} &= -\frac{\mu_0}{3} \underline{M} \\ \underline{B}_L &= \frac{\mu_0}{3} \underline{M}_{\text{tel}} \end{aligned}} \right\} \text{magnesezettség}$$



$$\begin{aligned} \underline{B}_{\text{dem, Kugel}} &= -\frac{\mu_0}{3} \underline{M} \leftarrow \text{makroszkopische} \\ \underline{B}_L &= \frac{\mu_0}{3} \underline{M}_s \leftarrow \text{Sättigungs-} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \underline{B}_{\text{dem, Kugel}} &= -\frac{\mu_0}{3} \underline{M} \\ \underline{B}_L &= \frac{\mu_0}{3} \underline{M}_s \end{aligned}} \right\} \text{Magnetisierung}$$

(Radius der Hohlkugel \ll Weiss'scher Bezirk)

Abb. 8.7:

Die verschiedenen Beiträge zum lokalen B-Feld \vec{B}_{μ} . N und S bezeichnen Nord- und Südpole

$$\underline{B}_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_j \frac{3(\underline{\mu}_j \underline{\tau}_j) \underline{\tau}_j - \underline{\mu}_j \underline{\tau}_j^2}{\tau_j^5}$$

$$\underline{B}_{\text{Fermi}} = -\frac{2\mu_0}{3} \mu_B g_s(0)$$

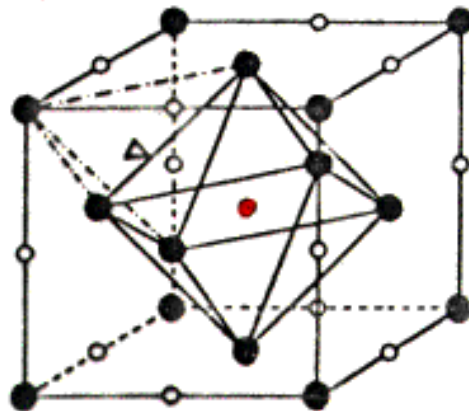
\uparrow
elektronspin-sűrűség
a müon helyén

Beispiel: Nickel

Példa: nikkell

A mion oktaéderekes rács-
közi helyeket foglal el.

Das Myon sitzt auf
Oktaederplätzen.



$$\downarrow$$
$$B_{\text{dip}} = 0$$

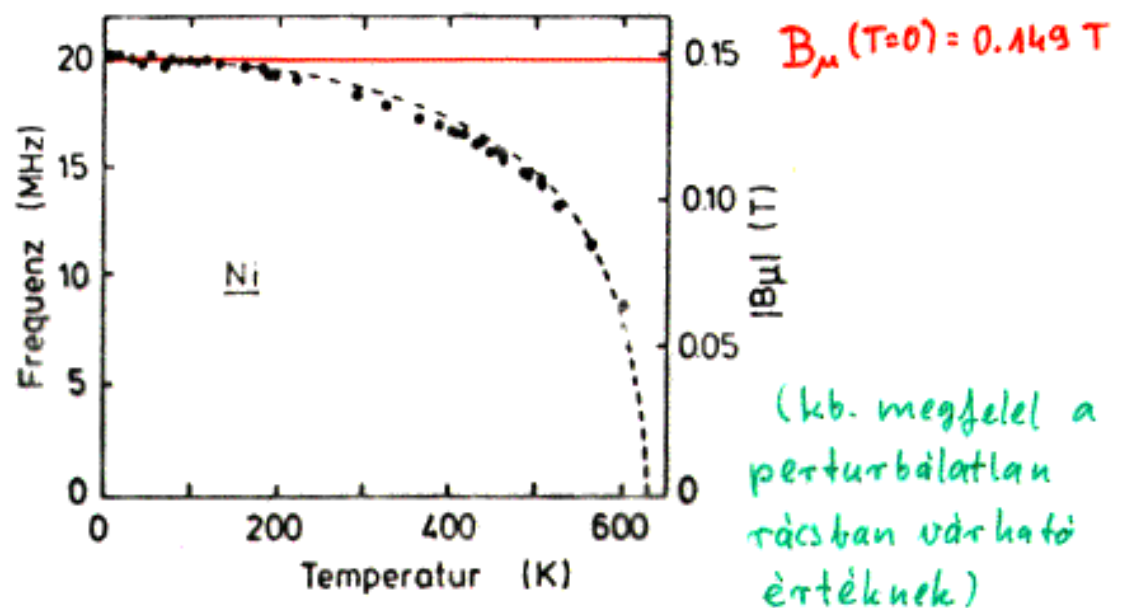
$$\downarrow$$
$$\underline{B}_{\mu} = \underline{B}_L + \underline{B}_{\text{Fermi}}$$

Abb. 8.8:

Einheitszelle des kubisch-
flächenzentrierten Gitters.
Die schwarzen Punkte mar-
kieren die Lage der Gitter-
atome. Die offenen Kreise
bezeichnen die Oktaeder-
plätze. Außerdem ist in der
oberen vorderen Ecke ein
Tetraederplatz angedeutet
(offenes Dreieck)

A Ni fcc rácsának elemi cellája

- Ni
 - oktaéderekes
 - △ tetraéderekes
- } rácsközi hely



$$B_L = +0.221 \text{ T}$$

B_{μ} ist positiv

B_{μ} pozitív

$$\Rightarrow B_{\text{Termi}} = -0.072 \text{ T}$$

(entspricht ca. dem Wert im ungestörten Gitter)

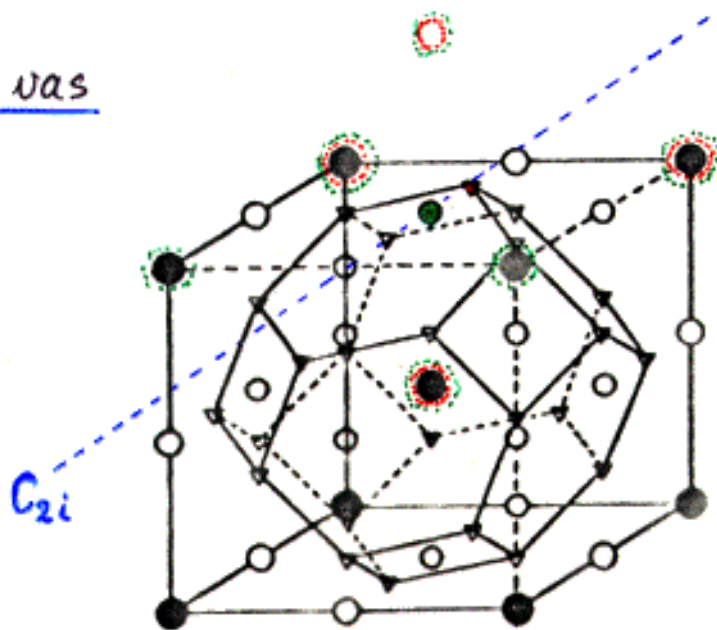
Abb. 8.9:

Temperaturabhängigkeit der Myonpräzession in Nickel. Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf der Magnetisierung normiert bei $T = 0 \text{ K}$ an (DEN 79)

A müonprecesszió hőmérsékletfüggése nikelben.
A rajgatott görbe a mágnesezettség hőmérsékletfüggését mutatja, $T = 0 \text{ K}$ -nél összenormalva.

Beispiel: Eisen

Példa: vas



Das Myon sitzt auf Tetraederplätzen.

A müon tetraéderes helyeken van.

Die Oktaeder und die Tetraeder sind verzerrt.

$B_{\text{dip}} \neq 0$ Az oktaéder és a tetraéder nem szabályosak.

↓
 $B_{\text{dip}} \neq 0$

bcc rács
elemi
cellája

Abb. 8.10:

Einheitszelle des kubisch-raumzentrierten Gitters. Neben den Gitteratomen (geschlossene Kreise) sind auch die tetraedrischen (offene Dreiecke) bzw. oktaedrischen (offene Kreise) Zwischengitterplätze eingezeichnet.

● Fe
△ tetraéderes
○ oktaéderes
rácsközi helyek

A könnyű mágnesezési irány a kocka éleivel párhuzamos.
Die Magnetisierung steht parallel zu einer Kubuskante.

$$B_{\text{dip}}^{\parallel} = -0.52 \text{ T} \quad B_{\text{dip}}^{\perp} = +0.26 \text{ T}$$

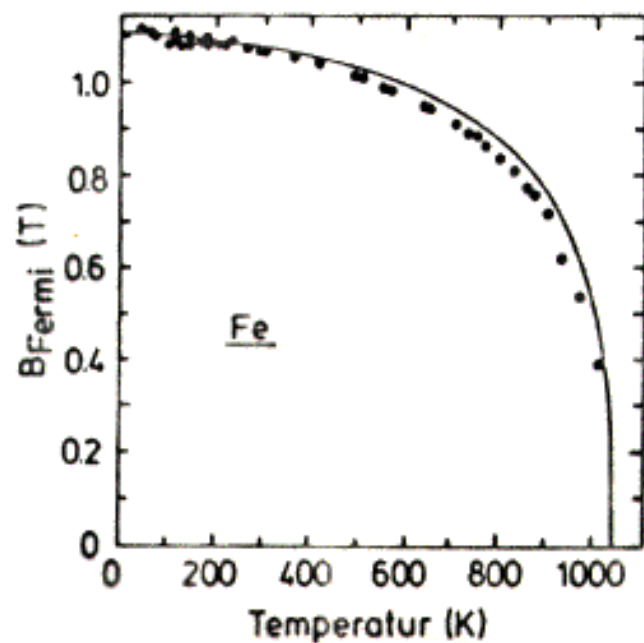
Besetzung:

1 : 2

$$\Rightarrow \overline{B_{\text{dip}}} = 0$$

Betöltöttség:

Beobachtet wird nur eine Frequenz \Rightarrow schnelle Diffusion zwischen den beiden Tetraederplätzen. Csak egy frekvencia figyelhető meg \Rightarrow gyors diffúzió a kétféle tetraéderes hely között



Für $T=0$:

$$B_{\mu} = -0.38 T$$

$T=0$ K-en:

$$B_{\mu} = -0.38 T$$

$$B_L = 0.73 T \Rightarrow B_{\text{Fermi}}(T=0) = -1.11 T$$

Fermi-féle kontakt-tér a müon helyén van. A folytonos görbe a makroszkópikus (normált) mágneszetet mutatja.

Abb. 8.11:

Fermi-Kontaktfeld am Myonplatz in Eisen. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der makroskopischen (normierten) Magnetisierung (DEN 79)

$B_{\text{Fermi}}(T=0)$ ist um ca. Faktor 10 größer als für das ungestörte Gitter gewonnener Wert. \Rightarrow Das Myon verändert drastisch die Spindichte.

$B_{\text{Fermi}}(T=0)$ kb. 10-szer akkora, mint a perturbálatlan rácsban várható érték \Rightarrow a müon drasztikusan megváltoztatja a spinsűrűséget.

A pozitív müon diffúziója

Motiváció: a μ^+ úgy viselkedik, mint egy könnyű H-izotóp. $m_\mu \approx \frac{1}{9} m_H \Rightarrow$ a kvantum-hatások jobban jelentkeznek.

Elvek:

- mozgási keskenyedés

- különböző dipólus-terek hatnak a nyugvó müonra
- a müon diffúziója következtében átlagolt lokálisterek figyelhetők meg.

- a müonok befogódása rácshibákon

Mozgási keskenyedés

A vonalzélesség csökkenése a Fourier-spektrumban

Analógia:

- mozgási keskenyedés (NMR)
- gyors relaxáció (Mössbauer-spektroszkópia)

Nyugvó müon

Feltevés: a lokális mágnesterек eloszlása Gauss-eloszlás:

$$f(\omega) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\sigma^2}}$$

$$\langle (\omega-\omega_0)^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega-\omega_0)^2 f(\omega) d\omega = \sigma^2 = \gamma_\mu^2 \langle (B-B_0)^2 \rangle$$

Időspektrum:

$$\begin{aligned} \langle \cos \omega t \rangle &= \frac{1}{2\sigma\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4\sigma^2}} \cos \omega t \, d\omega = \\ &= e^{-\sigma^2 t^2} \cos \omega_0 t = \frac{P(t)}{P(0)} \cos \omega_0 t \end{aligned}$$

Tipikus σ -értékek $\approx 0.1 \, \mu\text{s}^{-1}$. σ : depolarizációs ráta.
A depolarizáció nem egy müon polarizációja időfüggésének, hanem a különböző teremből adódó inkoheren-ciának a következménye.

Diffundáló müon

A müon diffúziója során a különböző mágnesterek ki-
átlagolódnak \Rightarrow a müonspin lassabban depolarizálódik.

Korrelációs idő: τ_c

A $B(t)$ indukció önkorrelációs függvénye:

$$g(t') = \langle B(t) B(t-t') \rangle_t$$

$$g(\tau_c) := \frac{1}{e} g(0)$$

A vonalak elkeskenyedése akkor következik be, ha

$$\sigma \tau_c \gtrsim 1$$

\approx

Általános kifejezés az időspektrumra (polarizáció):

$$P(t) = P(0) e^{-2\sigma^2 \tau_c^2 \left(e^{-\frac{t}{\tau_c}} - 1 + \frac{t}{\tau_c} \right)}$$

Határesetek:

- lassú diffúzió (nyugvó műon, $\tau_c \rightarrow \infty$)

$$e^{-\frac{t}{\tau_c}} \approx 1 - \frac{t}{\tau_c} + \frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau_c^2}$$

$$P(t) = P(0) e^{-\sigma^2 t^2}$$

- gyors diffúzió ($\sigma \tau_c \ll 1$)

$$\frac{t}{\tau_c} \gg e^{-\frac{t}{\tau_c}} - 1$$

$$P(t) = P(0) e^{-\underbrace{2\sigma^2 \tau_c}_{\lambda} t} = P(0) e^{-\lambda t}$$

A $P(t)$ burkoló Gauss-görbe

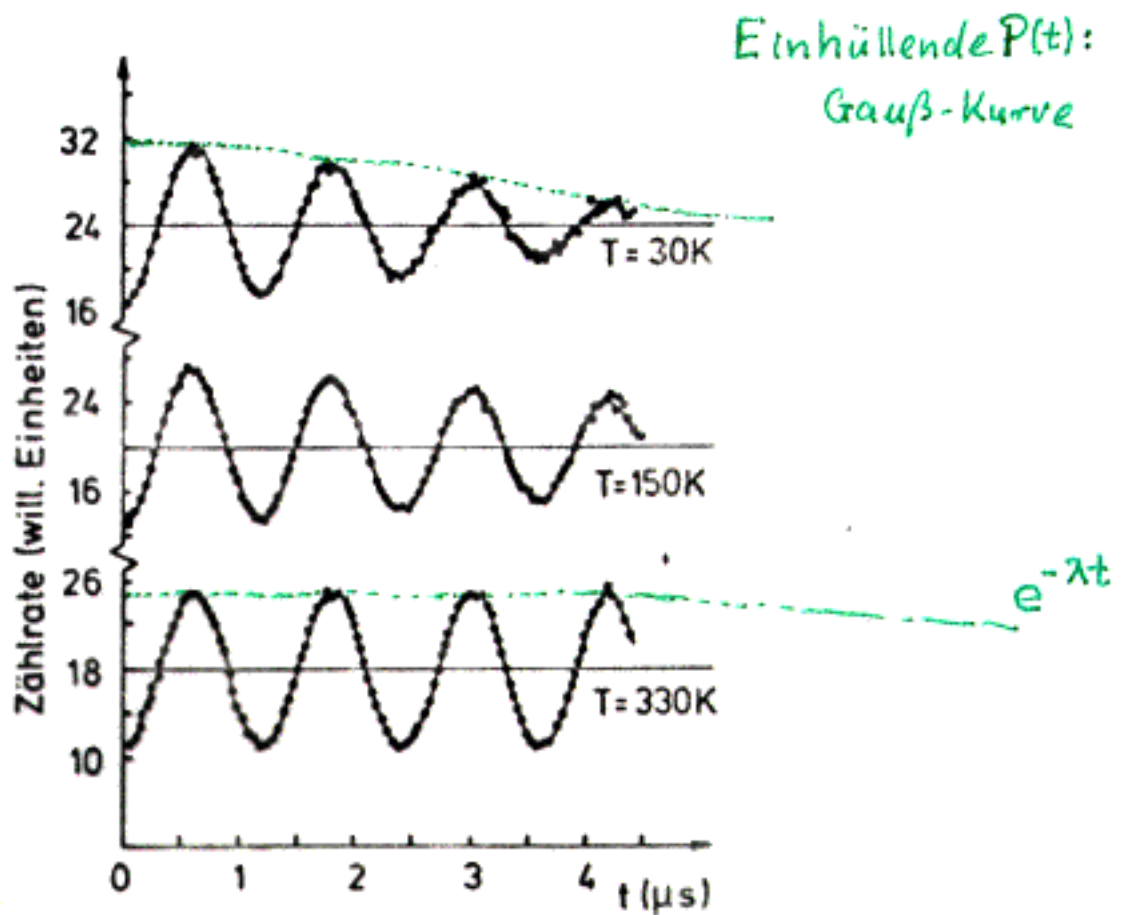


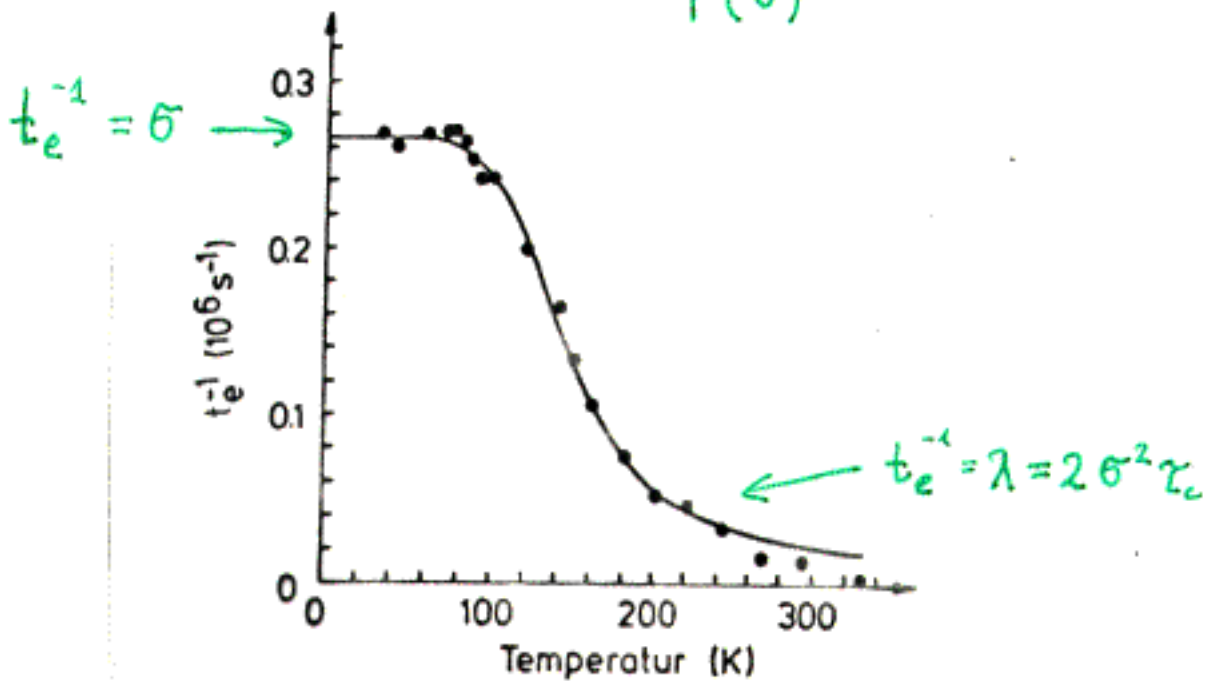
Abb. 8.12:

μSR -Spektren von Kupfer für drei verschiedene Temperaturen. Das äußere Magnetfeld betrug 6.2 mT (GRE 75)

A néz μSR -spektrumai három különböző hőmérsékleten, 6.2 mT külső térben.

A t_e relaxációs idő
definíciója:

$$\frac{P(t_e)}{P(0)} = \frac{1}{e}$$



A t_e^{-1} relaxációs ráta hőmérsékletfüggése.

Ha a mion a rézben oktaéderhelyeken diffundál,
akkor a diffúziós állandó:

$$D = a^2 / (36 \tau_c) \quad (a \text{ a rácsállandó})$$

Abb. 8.13:

Relaxationsrate t_e^{-1} als
Funktion der Temperatur
(GRE 75)

Wenn das Myon in Kupfer über Oktaederplätze
diffundiert, dann gilt für die Diffusionskonstante

$$D = \frac{a^2}{36 \tau_c}$$

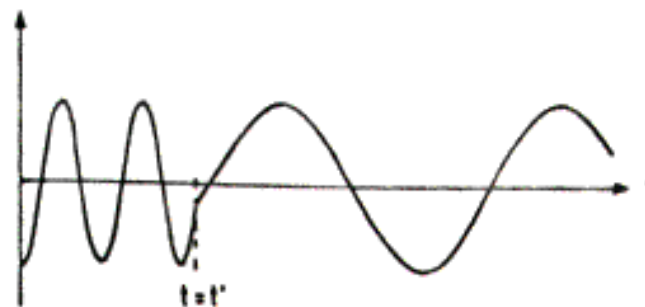
a : Gitterkonstante

Precessziós frekvenciák:

Präzessionsfrequenzen:

Zwischengitterplatz $\omega_1 \rightarrow$ rácshelyenEingefangen $\omega_2 \rightarrow$ befogódva

$$\omega = \gamma B_{\mu}$$

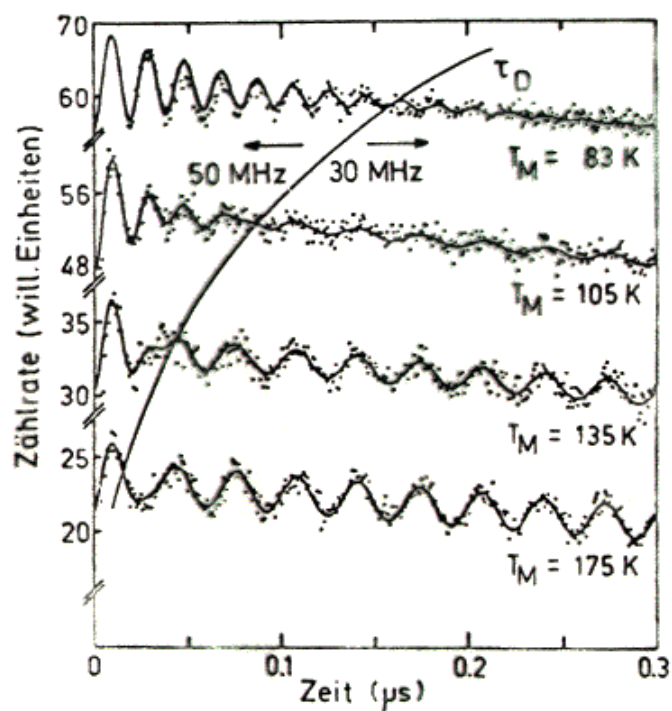


$$\langle t' \rangle = \tau_D$$

Abb. 8.14:

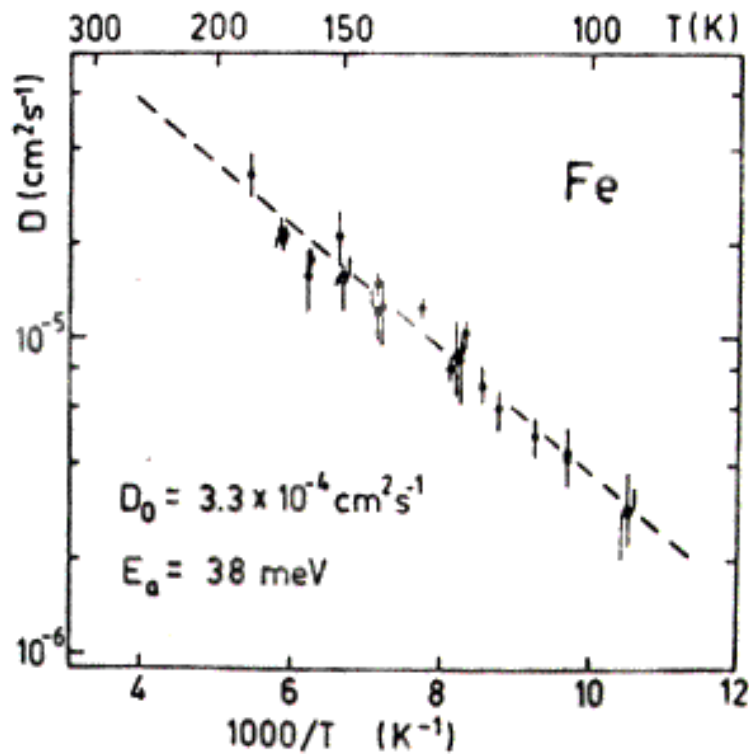
Myondiffusion ausgehend von statistisch verteilten Myonen im Gitter bis zum Einfang an einer Leerstelle. Im unteren Teil des Bildes ist der Wechsel der Präzessionsfrequenz beim Einfang angedeutet.

Müon-diffúzió a ráciban statisztikusan eloszlott müonoktól indulva egy vakancián történt befogódásig. Az ábra alsó részén meg van jelölve a precessziós frekvenciának a befogódáshoz behővezetett megváltozása.



μ SR-spektrumok
elektronokkal besugározott
vason. τ_D körül meg-
figyelhető a precessió
frekvenciájának megváltozása.

Abb. 8.15: μ SR-Signale von elektronenbestrahltem Eisen. Man erkennt den Wechsel der Präzessionsfrequenz bei ungefähr τ_D



A mőionok diffúziós állandója van.

Abb. 8.16:

Diffusionskoeffizient für
Myonen in Eisen nach (MÖS
83)

$$D = \frac{V_A}{4\tau_0 c_D} \cdot \frac{1}{\tau_D}$$

Atomvolumen Atomterfogás

Befogási
sugár

Einfang-
radius

Defektkonzentration
Hibahely-koncentráció