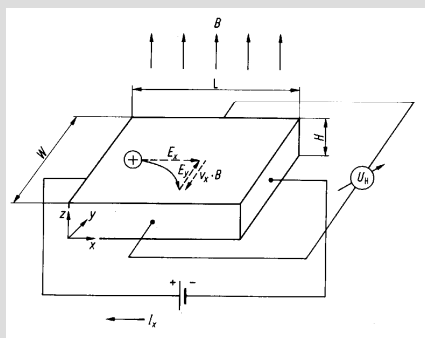


Hall-effekt

C-V Messung

DLTS

Hall-Effekt



Lorentz-Kraft:

$$\begin{aligned} q \cdot E_y + q \cdot v_x \cdot B &= 0 \\ v_D = v_x &= \mu_p \cdot E_x \\ j_x &= \sigma \cdot E_x \\ \sigma &= q \cdot \mu \cdot p \end{aligned}$$

$$E_y = -\mu_p \cdot E_x \cdot B = -1/(q \cdot p) \cdot j_x \cdot B = -R_H \cdot j_x \cdot B$$

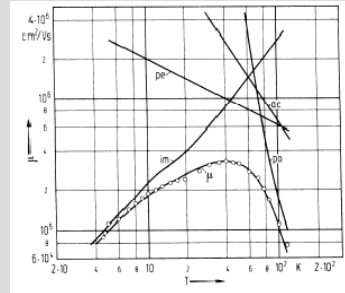
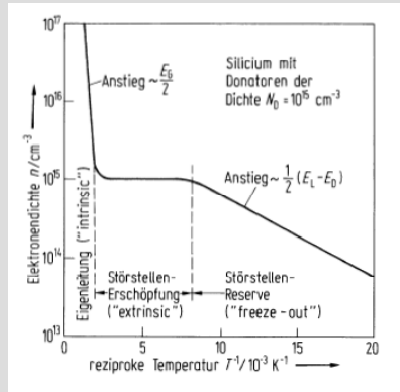
$$R_H = (q \cdot p)^{-1} \quad \text{Hall-Konstante}$$

$$U_H = -E_y \cdot W = R_H \cdot (I_x / H) \cdot B \quad \text{Hall-Spannung}$$

$$\mu_H = E_y / (E_x \cdot B) \quad \text{Hall-Beweglichkeit}$$

für Elektronen und Löcher (2-Band-Modell)

$$R_H = \frac{1}{q} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)}$$



Streuraten: $\frac{1}{v_m} = \sum_i \frac{1}{v_m^{(i)}}$

Mathiessen-Regel: $\frac{1}{\mu} \approx \sum_i \frac{1}{\mu^{(i)}}$

nur bedingt richtig, da Mittelungsprozess $\left\langle \frac{1}{v_m} \right\rangle \neq \frac{1}{\langle v_m \rangle}$

Der Streuprozess mit der höchsten Streurrate dominiert die Beweglichkeit.

- (a) T niedrig: Störstellenstreuung
- (b) T hoch: Polar optische Streuung

Abb. 6.11 Temperaturabhängigkeit der Elektronenkonzentration einer dotierten Siliciumprobe ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

QUANTEN-HALL-EFFEKT UND LANDAU-NIVEAUS

Bereits bei der Entdeckung des Effektes zeigte von Klitzing, dass sich die quantisierten Werte genau dann ergeben, wenn eine ganze Zahl von Landau-Niveaus (s.u.) vollständig mit Elektronen besetzt ist. Man spricht dann vom ganzzahligen Füllfaktor. Dieser Füllfaktor eines Landau-Niveaus beträgt ν . Stellt man sich das Magnetfeld aus Flussquanten der Größe h/e^2 bestehend vor, dann ist deren Dichte

$$n_v = \frac{B}{h/e^2}$$

Jedes Landau-Niveau kann maximal mit so vielen Elektronen besetzt sein, wie Flussquanten vorhanden sind. Es gibt zwei Möglichkeiten zur Beobachtung des QHE. Entweder benutzt man eine Probe, die sich in einem konstanten Magnetfeld befindet und erhöht in ihr die Zahl der Ladungsträger stetig, beispielsweise durch Ändern der Gatespannung am MOSFET (Abbildung 4, rechts). Die Schichtenfolge Metall-Oxid-Halbleiter stellt ja einen Kondensator dar. Oder man bringt eine Probe mit konstanter Ladungsträgerzahl in ein Magnetfeld, das stetig zunimmt (Abbildung 4, links). In beiden Fällen werden Werte der Ladungsdichte oder des Magnetfeldes durchlaufen, bei denen die vorhandenen Ladungsträger gerade alle Landau-Niveaus vollständig besetzen. Ist n die Elektronendichte, dann gilt in dem Fall ν vollständig besetzter Landau-niveaus beim Magnetfeld B :

$$n = \nu \left(\frac{e^2}{h} \right) \frac{B}{e}$$

Da andererseits der Hall-Widerstand bei diesem Magnetfeld gegeben ist als

$$R_H = \frac{B}{ne}$$

ergibt sich bei ν vollständig besetzten Landau-Niveaus

$$R_H = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}$$

Landau-Niveaus

Die Landau-Niveaus sind nach dem bedeutenden russischen Physiker und Nobelpreisträger L. D. Landau benannt. Sie bezeichnen die quantisierten Zustände, welche ein freies Elektron in einem homogenen Magnetfeld einnehmen kann. Die Leitungs-Elektronen in einem MOSFET können übrigens nur näherungsweise als frei betrachtet werden. Die Bewegungen der freien Elektronen sind nur senkrecht zur Richtung des Magnetfelds B quantisiert, parallel zu B können sie sich „klassisch“ bewegen. Anschaulich kann man sich die Landau-Niveaus als inelastischer gestrichelte Zylinder vorstellen, die parallel zu B ausgerichtet sind. Nach klassischer Vorstellung bewegen sich die Elektronen in Spiralen auf den Zylindern. Die quantisierte Rotationsbewegung in einem Landau-Niveau wird durch die Zyklotron-Frequenz $\omega_c = eB/m$ beschrieben, wobei e die Ladung und m die Masse des Elektrons ist. Die nicht quantisierte Längsbewegung parallel zu B sei v . Dann erhalten die Landau-Niveaus die Energie-Eigenwerte

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{mv^2}{2}$$

Der erste Term auf der rechten Seite besagt, dass das Elektron ein Energiequantum $\hbar \omega_c$ gewinnt oder verliert, wenn es zwischen zwei Landau-Niveaus springt. Der zweite Term enthält seine kinetische Energie in Richtung des Magnetfeldes.

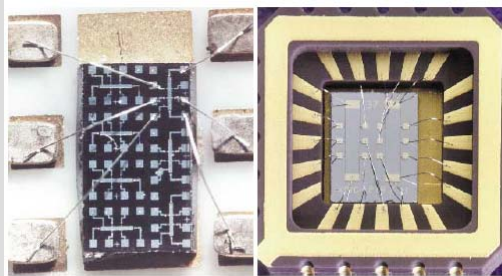
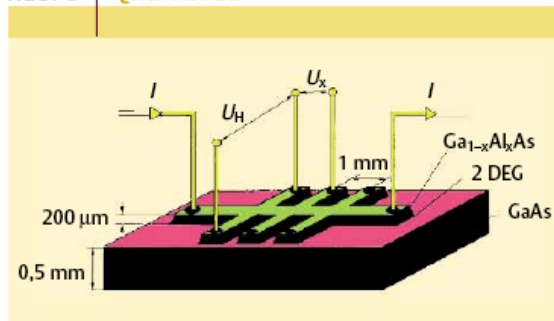


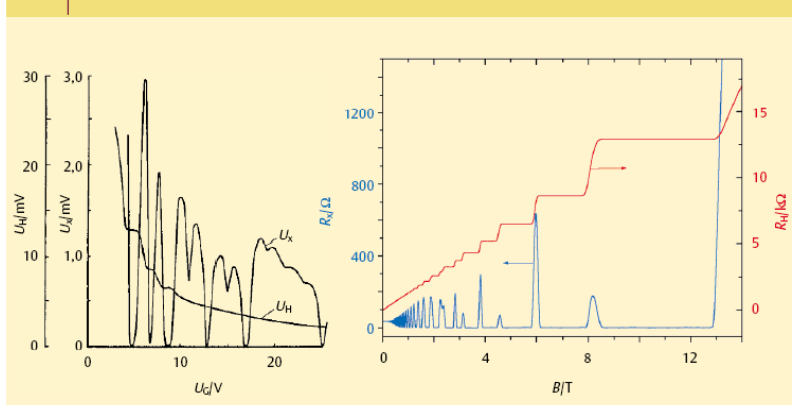
Abb. 2 Links: Einer der Siliziumchips mit sieben MOSFETs (FET, Feldeffekttransistor), an denen von Klitzing den QHE entdeckt hat. Rechts: Chip mit zwei GaAs-Proben, der in der PTB hergestellt wurde. Solche Chips werden zur Bewahrung und Weitergabe der Widerstandseinheit benutzt.

ABB. 3 | QHE-PROBE



Schema einer QHE-Probe zur Messung der Hall-Spannung U_H und der Längsspannung U_x .

ABB. 4 | QHE-MESSKURVEN



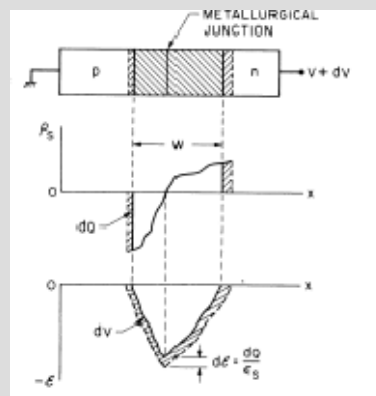
Links: Historische Messkurven zum QHE von Klaus von Klitzing, gemessen an einem Silizium-MOSFET. Die Hall-Spannung U_H und die Längsspannung U_x sind als Funktion der Gatespannung U_C dargestellt, die der Ladungsträgerdichte proportional ist. Das Magnetfeld ist konstant 18 T und die Temperatur 1,5 K. Rechts: Messkurven zum QHE, gemessen an einer GaAs-Probe bei einer Temperatur von 0,05 K. Hall-Widerstand R_H und Längswiderstand R_x als Funktion des Magnetfeldes bei konstanter Ladungsträgerdichte.

apl.Prof. Dr. D.J. As

Beim Anlegen einer zusätzlichen Spannung U in Sperrrichtung ändert sich die Weite der Raumladungszone

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon N_A + N_D}{e N_A N_D} (V_{bi} - U)}$$

Als Folge der Ladungsverschiebung erzeugt ein pn-Übergang in Analogie zu einem Plattenkondensator eine Sperrschichtkapazität



apl.Prof. Dr. D.J. As

(a) abrupter pn-Übergang

$$C_s = \epsilon \frac{A}{W} = \sqrt{\frac{e\epsilon N_A N_D}{2 N_A + N_D} \frac{1}{(V_{bi} - U)}} \cdot A$$

(b) linearer pn-Übergang

$$C_s = \sqrt[3]{\frac{ea\epsilon^2}{12} \frac{1}{(V_{bi} - U)}} \cdot A$$

Über die Messung der Sperrschichtkapazitätsänderung mit der Spannung kann die Dotierkonzentration ermittelt werden.

$$N(W) = \frac{2}{e\epsilon} \left(\frac{d(1/C_s^2)}{dU} \right)^{-1} \quad (\text{C-V-Messung})$$

ECV-Messungen - Schema

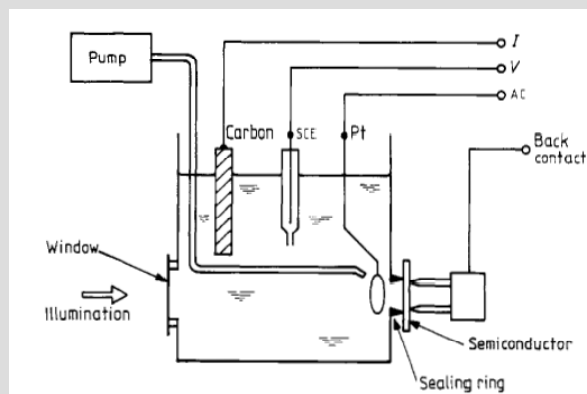
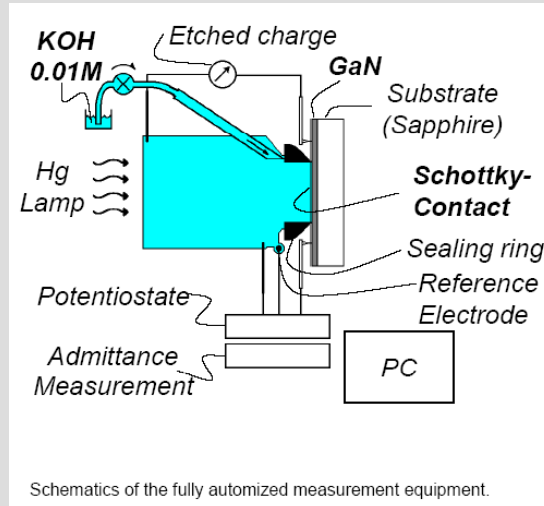
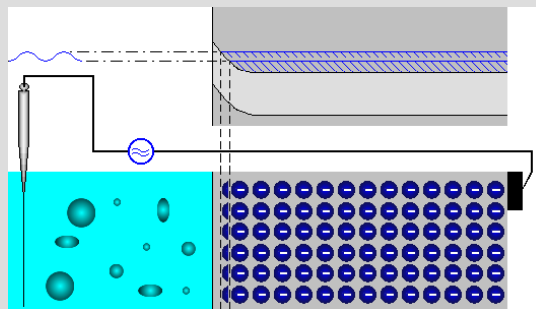


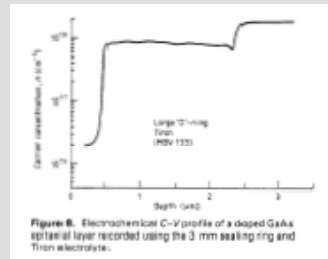
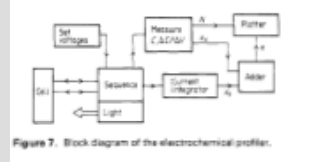
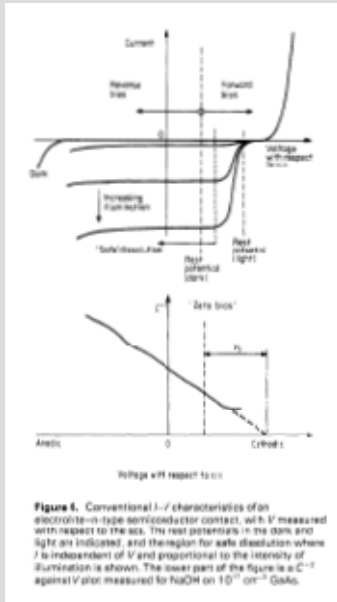
Figure 5. Schematic diagram of the electrochemical cell used in the profiler, showing the Pt, saturated calomel (sce) and carbon electrodes, and the pump used to agitate the electrolyte and disperse bubbles on the semiconductor surface.



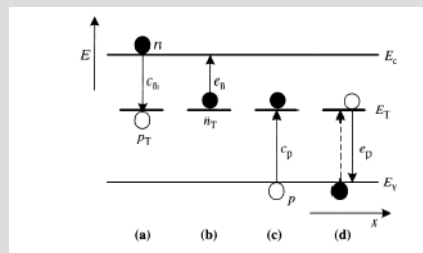
The solution and the semiconductor form a Schottky-contact



Under reverse voltage conditions the solution behaves like a metal with a non zero serial resistance. Thus the capacitance varies in the same way as the metal semiconductor interface and the Mott-Schottky equation may be used to calculate the carrier concentration at the border of the depletion layer in the semiconductor.



apl.Prof. Dr. D.J. As



Einfangsraten:

$$c_{n;p} = \frac{n;p}{t_{\text{capt}}}$$

Emissionsraten:

$$e_{n;p} = \frac{1}{\tau_e} = \frac{N_{c;v} c_{n;p}}{g} \exp\left(\frac{-E_t}{kT}\right)$$

apl.Prof. Dr. D.J. As

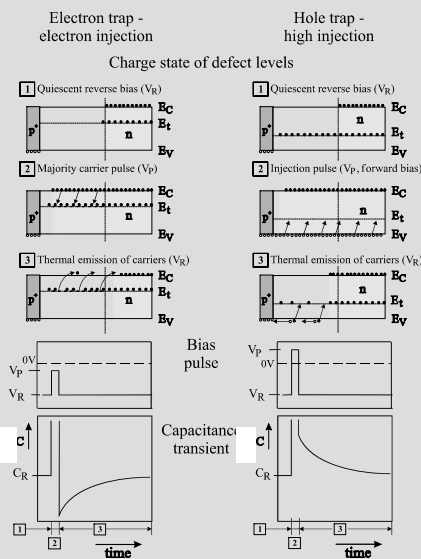
Es handelt sich um eine der empfindlichsten Methoden zur Charakterisierung tiefer Störstellen in Halbleitern, die auf einer zeitaufgelösten Erfassung kapazitiver Veränderungen der Raumladungszone (Schottky-Kontakt, pn-Übergang) basiert.

Durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes werden Defekte in der Raumladungszone gefüllt. Danach wird der Übergang in den ungefüllten Zustand beobachtet und die Dynamik dieses Zustandes ermittelt. Daraus lassen sich Informationen über die

- Defektdichte,
- Defektverteilung,
- Raumladungszonenweite und
- Schottky-Kontaktbarrierenhöhe ermitteln.

Wird die Messung temperaturabhängig durchgeführt, so kann die Aktivierungsenergie, der thermische Einfangquerschnitt sowie die Defektkonzentration der Störstelle bestimmt werden.

Voraussetzung für die DLTS sind niederohmige Proben (Ladungsträgerkonzentration $n > 10^{13} \text{cm}^{-3}$), die mit einem Schottky-Kontakt versehen sind.



Störstellen in der Raumladungszone einer p⁺-n diode

Links: Electron trap Right: Hole trap

[1] Konstante Sperrspannung (V_R)
traps leer traps voll

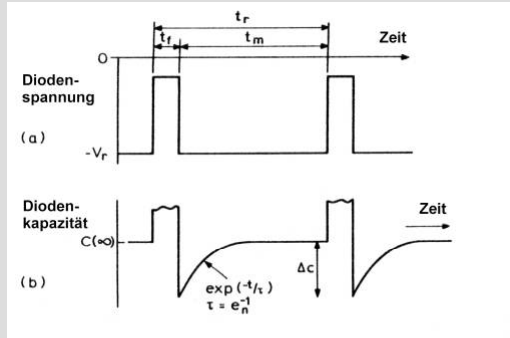
[2] Ladungsträgerinjektion (V_p)
Electronenfäng Löchereinfang

[3] Thermische Emission der eingefangenen
Ladungsträger (V_R)
electron emission hole emission

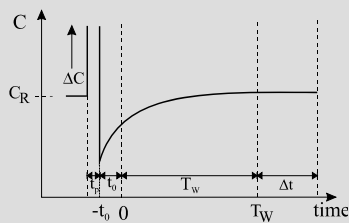
$V_p < 0$ Bias pulse $V_p > 0$

Kapazitätstransienten $\Delta C(t) = C(t) - C_R$
für $t > t_p$
negative positive

Die sich in der Raumladungszone der Schottky-Diode befindlichen tiefen Traps, also tiefe Zentren, werden mittels einer Spannungsänderung umbesetzt. Die auf die Diode gegebene Spannung wird dabei zwischen einer Spannung nahe Null und einer Sperrspannung V_r , die für eine Periodendauer t_r gehalten wird, hin und her gepulst.



apl.Prof. Dr. D.J. As



Capacitance transient:

$$\Delta C(t) = C(t) - C_R = \Delta C_0 \cdot \exp(-(t+t_0)/\tau_c)$$

Emissionszeitkonstante: $1/\tau_c = e_n + e_p$
 für $e_n \gg e_p \rightarrow 1/\tau_c = e_n$

e_n, e_p Emissionsraten für Electrons, Löcher
 Aus T-abhängige Transientenmessungen:

- $\tau_c(T)$ Werte ermittelt
- Aus Arrhenius plot kann Aktivierungsenergie $E_{a,n,p}$ und Einfangsquerschnitt $\sigma_{n,p}$ extrahiert werden:

$$e_{n,p} = \sigma_{n,p} v_{th,n,p} N_{C,V} \exp\left(-\frac{E_{a,n,p}}{k_B T}\right)$$

angenommen $\sigma_{n,p}$ ist unabhängig von T

$$\Rightarrow \ln(\tau_c v_{th,n,p} N_{C,V}) = -\ln(\sigma_{n,p}) + \frac{E_{a,n,p}}{k_B T}$$

Verschiedene DLTS Techniken:

- **Analoge Signalverarbeitung:**
 double boxcar integrator
 lock-in amplifier
 analog correlator
- **Digital Signalverarbeitung:**
 various correlator functions
 Fast Fourier Transformation FFT
 Laplace Transformation
 Refolding of "period scans"

apl.Prof. Dr. D.J. As

Bandverbiegung für tiefen Akzeptor:

[2] während des Füllpulses

[3] während des Transienten

Transition region: $\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(E_F - E_t)}{q_0^2 N_D}}$

Defektkonzentration N_t :

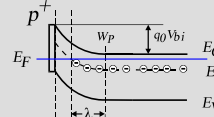
Amplitude des C-transienten $\Delta C_0 \propto N_t$

$$N_t = -2N_D \frac{\Delta C_0}{C_R} \left[1 - \left(\frac{C_R}{C_p} \right)^2 - \frac{2\lambda C_R}{\epsilon\epsilon_0 A} \left(1 - \frac{C_R}{C_p} \right) \right]^{-1}$$

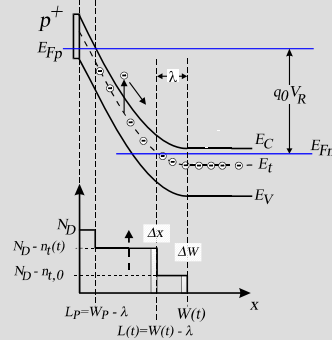
Für $\lambda \ll W_R$ vereinfacht zu:

$$N_t \approx 2N_D \frac{\Delta C_0}{C_R}$$

Filling pulse: $V_p = 0V$ (2)



Transient: Reverse bias V_R (3)



C-DLTS Anforderungen:

Exponential Verhalten des Kapazitätstransienten wenn

$$\Delta C \ll C_R \text{ or } N_t \ll N_s$$

Trapkonzentration \ll flache Dotierkonzentration

E.g. für $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_t/N_s = 0.1$

Untere Grenze der detektierbaren Störstellenniveaus:

Hängt von der Empfindlichkeit der C-Brücke und S/N verhältnis ab

E.g. für $\Delta C_{0,\min} \approx 5 \text{ fF}$, $C_R \approx 50 \text{ pF} \rightarrow (N_t/N_s)_{\min} \approx 2(\Delta C_{0,\min}/C_R) \approx 2 \cdot 10^{-4}$

Limitations in der Detektion von Störstellenniveaus:

Sehr flache Störstellenniveaus können wegen dem Ausfrieren der Ladungsträger nicht gemessen werden

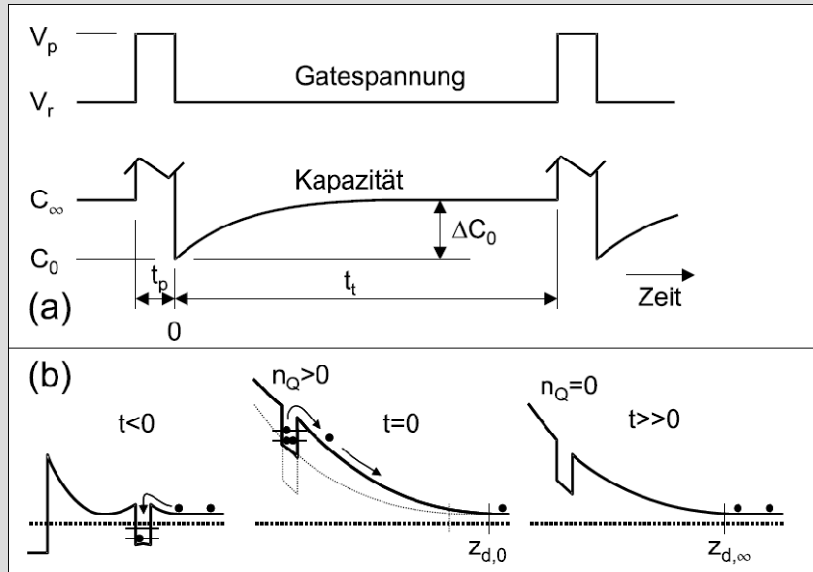
($w_R \rightarrow d = \text{Diodedicke}$; $C_R = C_d = \text{constant}$)

Detektion sehr tiefer Trap levels schwierig nachzuweisen da kaum Umbesetzung erfolgt

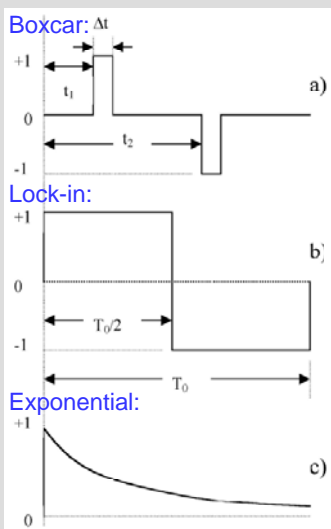
Minoritätsladungsträger trap levels können nur unter Vorwärtsspannung detektiert

werden wenn $c_p \gg c_n$,

eine andere Möglichkeit ist optische Injektion von Minoritätladungsträger (ODLTS, ODOS, PICTS, ...)



apl.Prof. Dr. D.J. As

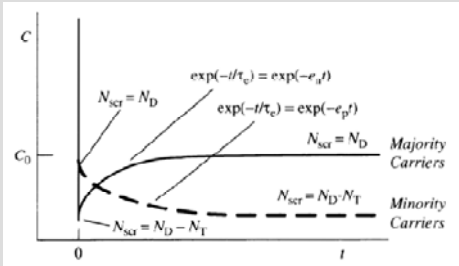


Die Filterung kann man beschreiben durch Multiplikation der Transiente $C(t, T)$ mit einer Korrelations- bzw. Gewichtungsfunktion $W(t)$ und Integration über die Zeit:

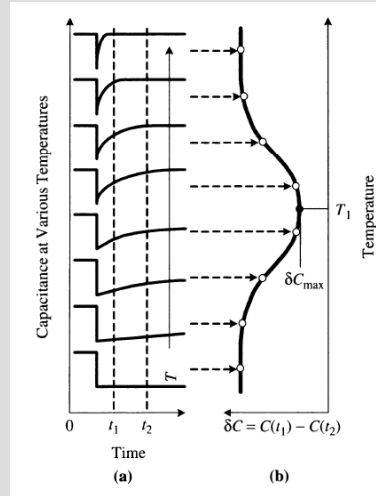
$$S(T) = \frac{1}{t_q} \int_0^{t_q} C(t, T) \cdot W(t) dt \quad (4.5)$$

Die obere Integrationsgrenze t_q ist bestimmt durch die verwendete Gewichtungsfunktion und der gewählten Referenzrate. Seit Einführung von DLTS von Lang [Lan74] haben sich verschiedene Korrelationsmethoden etabliert. Die beiden am häufigsten verwendeten Methoden sind die von Lang eingeführte Double-Boxcar Methode und die Lock-In Methode (z.B. [Day79]), seltener wurde die Exponential-Korrelator Methode [Mil75] benutzt. Die verschiedenen Methoden unterscheiden sich hinsichtlich der Trennung benachbarter Emissionsraten (und damit Emissionsenergien), Signal zu Rausch Verhältnis (SRV) und Einfachheit in der Implementation. In [Blo92] werden diese Methoden sehr ausführlich beschrieben.

apl.Prof. Dr. D.J. As



Kapazitätstransient bei einem Majoritätsladungsträgeremission und einer Minoritätsladungsträgeremission



Dargestellt ist die transiente Kapazität mit eingestelltem Fenster (horizontal) sowie der Verlauf über der Temperatur (vertikal).

apl.Prof. Dr. D.J. As

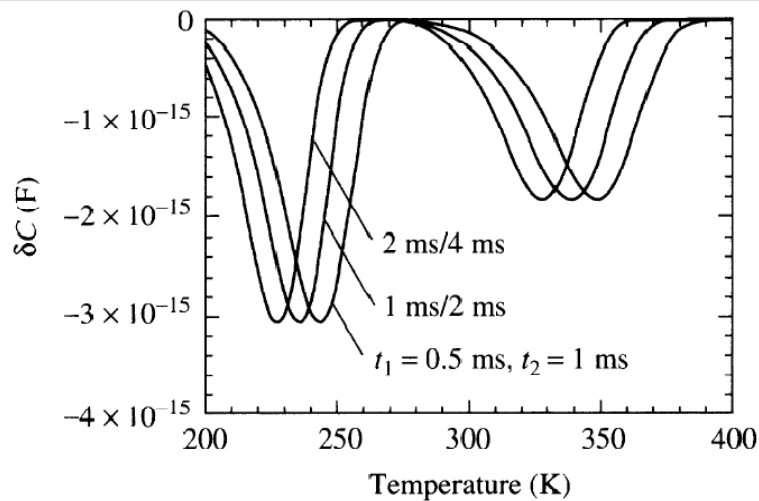


Fig. 5.13 DLTS spectra for t_2/t_1 fixed, t_1 and t_2 varied. $E_c - E_{T1} = 0.37$ eV, $\sigma_{n1} = 10^{-15}$ cm², $N_{T1} = 5 \times 10^{12}$ cm⁻³, $E_c - E_{T2} = 0.6$ eV, $\sigma_{n2} = 5 \times 10^{-15}$ cm², $N_{T2} = 2 \times 10^{12}$ cm⁻³, $C_0 = 4.9 \times 10^{-12}$ F, $N_D = 10^{15}$ cm⁻³.

apl.Prof. Dr. D.J. As

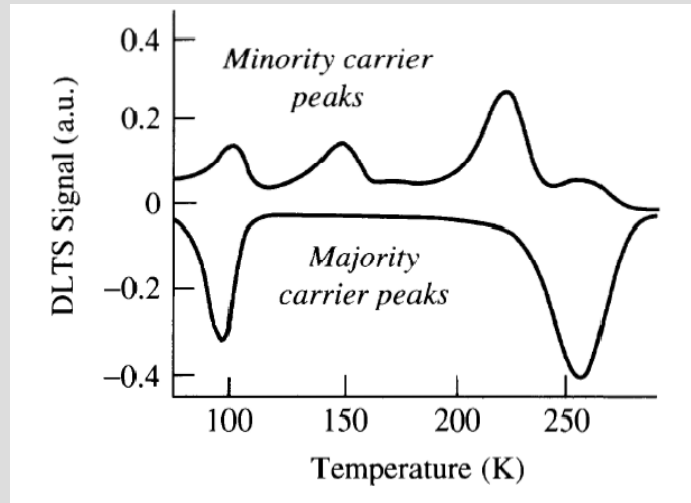
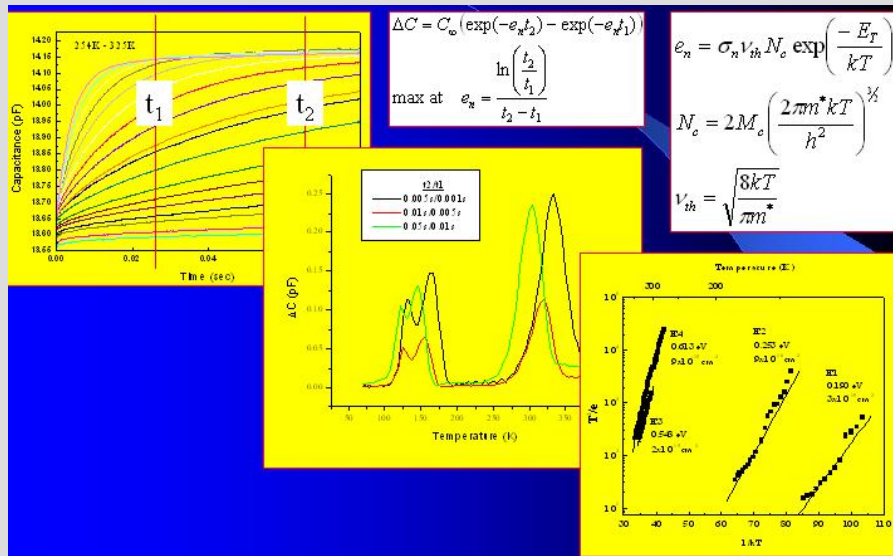


Fig. 5.15 Majority and minority carrier DLTS peaks for a Au-doped Si sample. Adapted from ref. 47.

apl.Prof. Dr. D.J. As



apl.Prof. Dr. D.J. As

Vorteile:

- Es ist eine der empfindlichsten Methoden zum Nachweis tiefer Störstellen neben flachen Störstellen, die in wesentlich höheren Konzentrationen auftreten.
- Sie erlaubt eine Bestimmung der wichtigsten Störstellenparameter: Aktivierungsenergie, Einfangquerschnitt und Defektkonzentration.
- Die DLTS stellt eine Spektroskopie-Methode dar.

Nachteile:

- Die DLTS versagt bei hochohmigem Material, weil infolge eines großen Probenwiderstandes, der in Reihenschaltung mit der Schottky-Diode wirkt, nicht der Kapazitätstransient erfasst werden kann. So muss in diesem Fall auf eine andere Messtechnik zurückgegriffen werden.
- Sie hängt sehr stark von der Qualität und der Herstellungsmöglichkeit von Schottky-Dioden und Ohmschen Kontakten ab.
- In Proben mit einer sehr großen Trap-Konzentration verhält sich der Kapazitätsabfall nicht exponentiell. Die konventionelle Kapazitätstransienten-DLTS kann zwar genutzt werden, die quantitative Betrachtung wird jedoch erheblich erschwert.

apl.Prof. Dr. D.J. As

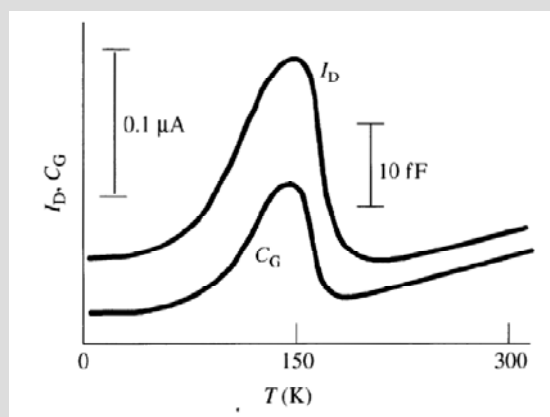
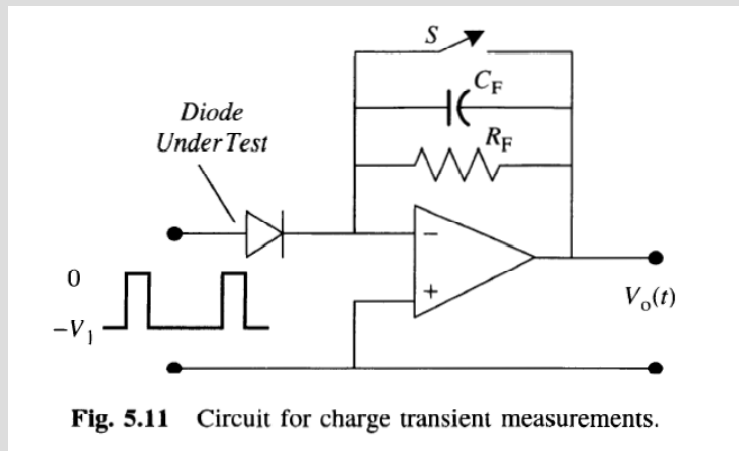


Fig. 5.10 Drain current I_D and gate capacitance C_G transients of a $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ gate MES-FET. Reprinted with permission after Hawkins and Peaker. Ref. 38.

apl.Prof. Dr. D.J. As



$$I(t) = \frac{qAW_0}{2\tau_e} n_T(0) \exp(-t/\tau_e) + I_1$$

apl.Prof. Dr. D.J. As

C-DLTS is a very powerful tool for:

- **Evaluation of defect parameters (majority and minority carrier traps):**
 - Activation energy E_a and capture cross sections $\sigma_{n,p}$
 - Accuracy of E_a and $\sigma_{n,p}$ depends on S/N of transients, accuracy of T measurement, extent of temperature range and evaluation method
 - Direct measurement of σ via variation of filling pulse duration, with fast pulse option $\sigma \approx 10^{-12} \text{ cm}^2$ detectable (e.g. for TD)
 - Separation of closely spaced trap levels possible by Laplace- or High Resolution-DLTS (limited by minimal τ difference and ratio of trap concentrations)
- **Evaluation of trap concentrations N_t :**
 - $N_t/N_s \propto \Delta C/C_R \rightarrow$ sets lower and upper limit for detectable N_t ,
 - $(N_t/N_s)_{\min} \approx 10^{-4}$, $(N_t/N_s)_{\max} \approx 0.1$ ($\Delta C \ll C_R$), for higher values up to 0.4 CC-DLTS
 - Accurate N_t evaluation needs λ correction
 - N_t depth profiles could be measured by variation of fill pulse and reverse bias

apl.Prof. Dr. D.J. As

DDLTS (Tiefenprofile)
 CC-DLTS (bei hohen Trapkonzentrationen)
 O-DLTS (energetisch tiefen Niveaus)
 DLOS (Spektroskopie)
 ...

PICTS
 Photokapazität
 Admittanzspektroskopie

Kapazitäten:

$$C_0 = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e (N_D - N_A)}{2(V_f + V_d)}}$$

$$N_D - N_A [\text{cm}^{-3}] = 1.41 \cdot 10^{12} \frac{C_0 [\text{pF}]^2 (V_f + V_d)}{A [\text{mm}^2] \epsilon}$$

$$\Delta C = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e (N_D - N_A)}{2(V_f + V_d)}} - A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e (N_D - N_A + N_t)}{2(V_f + V_d)}} \cong C_0 \frac{N_t}{2(N_D - N_A)}$$

$$N_t = \frac{2 \Delta C}{C_0} (N_D - N_A)$$

$$N_t = \frac{2 \Delta C V_f}{C_0 \Delta V} (N_D - N_A)$$

Defekte:

$$c_{n;p} = \frac{n;p}{t_{\text{capt}}}$$

$$e_{n;p} = \frac{1}{\tau_e} = \frac{N_{c;v} c_{n;p}}{g} \exp\left(\frac{-E_t}{kT}\right)$$

$$e_{n;p} = \frac{1}{\tau_{\text{ch}}} = \frac{N_{c;v} \sigma_{n;p} V_{th;n;p}}{g} \exp\left(\frac{-E_t}{kT}\right)$$

DLTS:

$$\Delta C(t) = C_0 (\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1))$$

Im Maximum gilt für Boxcarmethode:

$$e_{n;p} = \frac{\ln \frac{t_2}{t_1}}{t_2 - t_1}$$