

5. Kenngrößen invertierender CMOS-Gatter

5.1. Arbeitsbereiche des Gatters

Unter Arbeitsbereichen des Gatters sind im folgenden Bereiche bestimmter Flankensteilheiten der Eingangsspannung gemeint. Das Durchlaufen des vollen Signalhubes der Eingangs- und Ausgangsspannung in jedem der Arbeitsbereiche wird vorausgesetzt. Es erweist sich als sinnvoll, drei Spezialfälle mit zwei zwischen diesen Fällen liegenden Arbeitsbereichen einzuführen (Abb. 5.1-1)

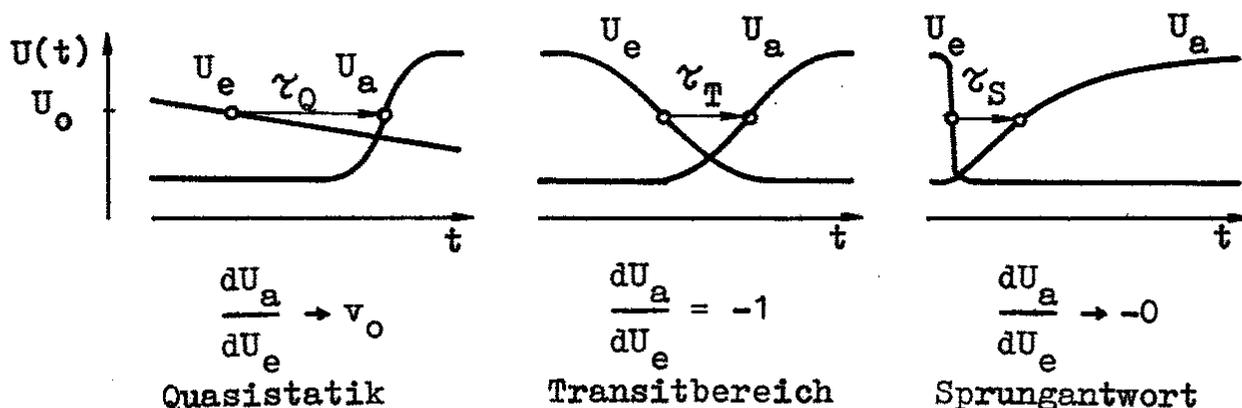


Abb.5.1-1

Betrachtet man die für die 3 Spezialfälle angegebenen Bilder (Abb. 5.1-1), so wird deutlich, daß die Verzögerungszeit eines Gatters als Funktion der Flankensteilheit am Gattereingang dargestellt werden kann. Gleiche Belastungsverhältnisse der Gatter vorausgesetzt, erreicht die Verzögerungszeit im Fall der Quasistatik ihr Maximum. Anhand der Abbildung können bereits vier Grenzwerte der Gatterdynamik abgelesen werden: Die Gatterverzögerungszeit ist im Fall der Quasistatik und im Fall der Sprungantwort (τ_Q, τ_S) konstant; die Flankensteilheit der Ausgangsflanke bei Sprungantwort ist konstant; und im Fall der Quasistatik gilt ein aus dem statischen Transferverhalten des Gatters bekannter Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsflankensteilheit.

Folgende Fragen sind zu beantworten:

Welche Gatterkonstanten können wie mit dem bekannten Apparat der Groß- und Kleinsignaltheorie hergeleitet werden? Wie genau sind diese Herleitungen in Bezug auf Messungen bzw. Simulationen? Bei welcher Flankensteilheit der Eingangsspannung beginnen die Arbeitsbereiche der Quasistatik und der Sprungantwort? Welche Abhängigkeit besteht zwischen herleitbaren Gatterkenngrößen und Belastung des Gatters? Welches Verhältnis besteht zwischen Verzögerungszeit und Flankensteilheit im Transitfall?

a) Quasistatik

Durchläuft die Eingangsspannung im Verhältnis zu gattereigenen Zeitkonstanten die Inverterschwelle U_{Inv} extrem langsam, so folgt die Ausgangsspannung gemäß der statischen Transferkennlinie des Gatters quasistatisch der Eingangsspannung. Zwischen Flankensteilheit der Eingangsspannung f_e und Flankensteilheit der Ausgangsspannung f_a gilt im Bezugspunkt U_{Inv} die aus dem statischen Transferkennlinienfeld ablesbare Beziehung:

$$\left. \frac{dU_a}{dU_e} \right|_{U_{Inv}} = \lim_{f_e \rightarrow 0} \frac{f_a}{f_e} = v_0 \quad (5.1.1)$$

Die Größe v_0 stellt die quasistatische Spannungsverstärkung des Gatters dar. Die Verzögerungszeit der Quasistatik, τ_Q , ist unabhängig von der Flankenrichtung konstant.

$$\tau_Q = \tau_{Q-} = \tau_{Q+} = \text{const.} \quad (5.1.2)$$

Die Quasistatik wird von beiden Flankenrichtungen eines stark un-symmetrischen Gatters im Verhältnis v_a zur Sprungsteilheit f_s des Gatters erreicht:

$$\frac{f_{aQ}}{f_{aS+}} \neq \frac{f_{aQ}}{f_{aS-}} ; \quad v_{a\gamma} = \frac{f_{aQ}}{f_{aS\gamma}} \quad (5.1.3)$$

$$(|f_{aS+}| \neq |f_{aS-}|)$$

Der Index + bzw. - kennzeichnet die Flankenrichtung. Der Index γ kennzeichnet im folgenden eine allgemeine Flankenrichtungsabhängigkeit der Größe.

b) Transitbereich

Wird die Flankengeschwindigkeit der Eingangsspannung erhöht, so verringert sich die Spannungsverstärkung $|dU_a/dU_e|$ beim Durchlaufen des Bezugspotentials kontinuierlich. Sie erreicht schließlich im Transitfall den Wert $dU_a/dU_e = -1$. Mit den normierten Flankensteilheiten f_a und f_e wird der Transitfall für die Spannungsver-

stärkung

$$\nu = \frac{f_{aT}}{f_{eT}} = -1$$

(5.1.4)

definiert. Stark unsymmetrische Gatter erreichen bei wesentlich unterschiedlichen Eingangsflankensteilheiten beider Flankenrichtungen den Transitbereich. Folglich ist eine Unterscheidung zweier Transitfälle des i.a. unsymmetrischen Gatters nötig, dem der eingangsseitig steigenden, und dem der eingangsseitig fallenden Flanke. Zur eindeutigen Verdeutlichung, auf welche Flanke sich die jeweilige Transitflankensteilheit und die jeweilige Verzögerungszeit bezieht, wird als normierte Transitflankensteilheit f_T die der Eingangsflanke, f_{eT} ,

$$f_{Ty} = f_{eTy} = -f_{aTy}$$

(5.1.5)

gewählt. Abb.5.1-2 zeigt einen nahe der Transitsteilheit arbeitenden Ringoszillator. Um Irrtümer auszuschließen, muß bemerkt werden, daß die Transitflankensteilheit an Ringoszillatoren nicht direkt ablesbar ist. Die Gatter eines Ringoszillators arbeiten praktisch immer unsymmetrisch. Deshalb erzeugt der Ringoszillator stets Flanken, deren Flankensteilheit alternierend rechts- und linksseitig der Transitflankensteilheit der jeweiligen Flankenrichtung liegt.

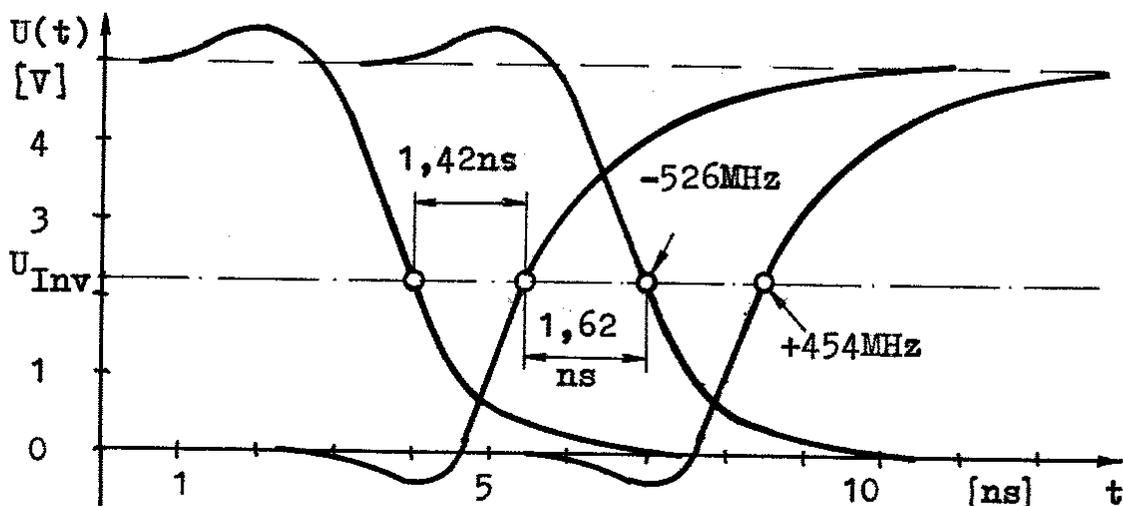


Abb.5.1-2: Flanken am Ringoszillator. Gattertyp NEG1 (Inverter), Lastfaktor $m=1$.

c) Sprungantwort

Wird die Flankensteilheit der Eingangsspannung f_e über den Transitfall hinaus weiter erhöht, so folgt die Ausgangsspannung mit im Verhältnis zur Eingangsflankensteilheit immer geringer werden der Flankensteilheit. In der graphischen Darstellung von $U_e(t)$ und $U_a(t)$ ergibt sich der Eindruck, die Eingangsfunktion besitzt Sprungcharakter. Demgemäß wird der zugehörige Arbeitsbereich des Gatters als Bereich der Sprungantwort bezeichnet.

Für den Fall der Sprungantwort gilt unabhängig von der weiteren Erhöhung der Eingangsflankensteilheit f_e , daß die Ausgangsflankensteilheit f_s und die Verzögerungszeit τ_s flankenrichtungsabhängig konstant bleiben:

$$\begin{array}{l}
 f_a = f_{S+} = \text{const.} \\
 \tau = \tau_{S+} = \text{const.}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} f_a \\ \tau \end{array}} \right\} |f_{S+}| \cong |f_{T+}| \quad (5.1.6)$$

$$(5.1.7)$$

$$f_{S+} \neq f_{S-} \quad ; \quad \tau_{S+} \neq \tau_{S-} \quad . \quad (5.1.8)$$

Der Bereich der Sprungantwort des Gatters ist der im Schaltkreisentwurf kritischste und häufigst elektrisch simulierte Fall. Daraus resultiert der für Timing-Simulatoren bekannte Ansatz des Schalterverhaltens der Eingangsspannung. Dieser Ansatz ist insofern dynamisch relevant, als daß Gatter, die stark belastet sind die folglich einen großen Verzögerungszeitbetrag liefern, stets im Bereich der Sprungantwort arbeiten; während wenig belastete Gatter, die nicht im Bereich der Sprungantwort arbeiten, i.a. keinen großen Fehlerbeitrag zur Verzögerungszeit eines Schaltungskomplexes liefern.

5.2. Kenngrößen der Quasistatik

5.2.1. Inverterschwellspannung U_{Inv} und Schwellstrom I_{Inv}

Der Vorschlag, ein Bezugspotential zur Verzögerungszeitdefinition einzuführen, geht auf /M6/ zurück, auch wenn dort noch kein Hinweis auf Betriebsbereiche des Gatters formuliert wurde. Invertierende Gatter besitzen die Eigenschaft, nach einer hinreichend langen Einschwingzeit im gegengekoppelten Zustand ein Bezugspotential einzustellen, das von Mead/Conway /M6/ als Inverterschwell-

spannung oder kurz Inverterschwelle U_{Inv} eingeführt wurde (Abb. 5.2.1-1).

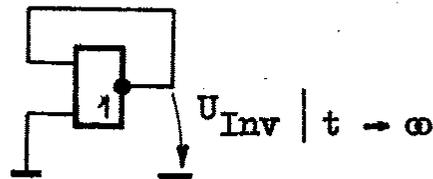


Abb.5.2.1-1
Inverterschwelle eines NOR-Gatters.

Bei NOR und NAND-Schaltungen mit n Eingängen sind $n-1$ Eingänge passiv zu schalten und der n -te Eingang ist rückzukoppeln. Die Transistoren des nichtpassiven Eingangs werden im folgenden als aktive Transistoren des Gatters bezeichnet. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß das Bezugspotential der Inverterschwellspannung auch in nichtinvertierenden Gattern erklärbar sein muß, wird als Definition festgehalten:

Die Inverterschwelle U_{Inv} ist die Eingangs- und Ausgangsspannung $U_e = U_a = U_{Inv}$, für die der den Ausgangsknoten hochziehende Transistorzweig identisch denselben Strom wie der niederziehende Transistorzweig liefert,

$$U_e = U_a = U_{Inv} : I_a = 0 \quad (5.2.1.1)$$

$$I_H = I_L = I_{Inv}. \quad (5.2.1.2)$$

Die Definition berücksichtigt dann sowohl die Besonderheiten der NMOS-ED-Schaltungstechnik wie auch die nichtinvertierender Gatter (Abb. 5.2.1-2).

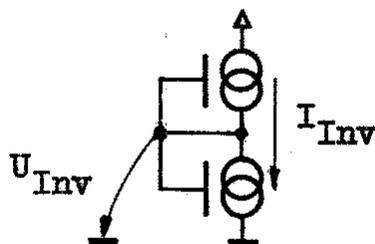


Abb.5.2.1-2

Im statischen Transferkennlinienfeld (vgl. Abschnitt 2.3.) gibt die Inverterschwelle den Schnittpunkt zwischen der Transferkurve $U_a = f(U_e)$ für $I_a = 0$ und der 45°-Geraden $U_a = U_e = U_{Inv}$ an. Inverterschwelle U_{Inv} und Bezugspotential U_0 unterscheiden sich. Die Inverterschwelle ist eine statische Gatterkenngröße. Sie kann

identisch dem Bezugspotential U_0 zur Charakterisierung der Taylorflanke $U^*(t)$ sein, muß es aber nicht. Insofern von einer Flankenapproximation $U^*(t)$ in Zusammenhang mit der Inverterschwellspannung gesprochen wird, bezieht sich, falls nicht anders vermerkt, das Bezugspotential U_0 stets auf die Inverterschwelle $U_0 = U_{Inv}$.

5.2.2. Leerlaufverstärkung v_o und Ausgangswiderstand r_{Inv}

Leerlaufverstärkung und Ausgangswiderstand sind Kleinsignalkonstanten des digitalen MOS-Gatters. Es gelten die Beziehungen

$$v_o = \frac{\partial U_a}{\partial U_e} \quad \left| \quad U_e = U_a = U_{Inv} \right. \quad (5.2.2.1)$$

und

$$r_{Inv} = \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \quad \left| \quad U_e = U_a = U_{Inv} \right. \quad (5.2.2.2)$$

Abb. 5.2.2-1 zeigt für die numerische Bestimmung mit einem üblichen Netzwerksimulator minimalen Versuchsaufbau. G1... G3 sind Testgatter des zu bestimmenden Typs.

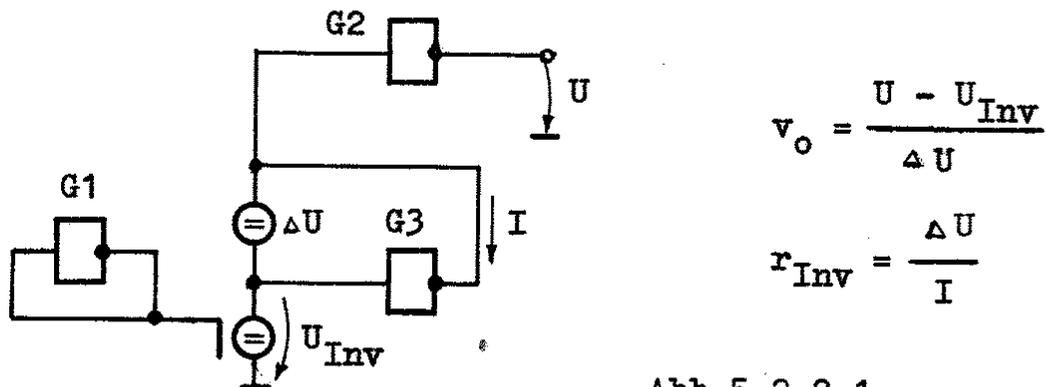


Abb.5.2.2-1

Die Spannungsdifferenz ΔU ist hinreichend klein zu wählen, z.B. 1mV. Die Spannungsquellen ΔU und U_{Inv} sind ideale EMK ohne Innenwiderstand. Eine einzige, statische Analyse genügt zur Bestimmung der Kennwerte v_o und r_{Inv} des Gatters.

Auch von Einzeltransistoren von Opendrain-Gattern kann nach angegebener Methode der Innenwiderstand bestimmt werden, allerdings

besitzen Einzeltransistoren nur dann eine Leerlaufverstärkung in Sinne einer Konstanten, wenn der zugehörige Meßstrom I_{Inv} angegeben wird. Anhand der statischen Transferkennlinie (Abschnitt 2.3.) ist leicht nachzuprüfen, daß Leerlaufverstärkung und Ausgangswiderstand unabhängig von der Flankenrichtung einer kleinen Eingangsspannungsänderung denselben Betrag besitzen, wenn die statische Transferkennlinie $U_a = f(U_e)$ des Gatters eineindeutig bzw. hysteresisfrei ist.

5.2.3. Verzögerungszeit τ_Q

Im Bereich des quasistatischen Betriebes erreicht das Gatter sei größte Verzögerungszeit τ_Q . Die Spannungsverstärkung des Gatters besitzt den Wert der am statischen Transferkennlinienfeld ablesbaren Leerlaufverstärkung v_o im Inverterpunkt $U_a = U_e = U_{Inv}$. Das Gatter besitzt im Inverterpunkt den Kleinsignal-Ausgangswiderstand r_{Inv} .

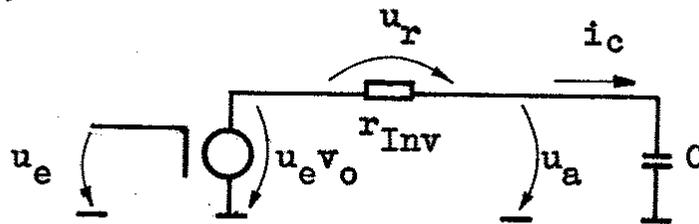


Abb.5.2.3-1

Für $dU_e = u_e$ und $dU_a = u_a$ gilt folglich im Bereich der Quasistat für $U_a = U_e = U_{Inv}$ die Ersatzschaltung nach Abb. 5.2.3-1 (vgl. auch /H8/). Für die Zweigspannung der Masche gilt

$$u_r + u_a = u_e v_o \quad (5.2.3.1)$$

$$\text{mit } u_r = i_c r_{Inv} = -r_{Inv} C \frac{du_a}{dt} \quad (5.2.3.2)$$

Für $u_r \ll U_{DD}$ hat der Spannungsabfall über r_a bei U_{Inv} seinen eingeschwungenen Zustand erreicht, rechts- und linksseitige Flankensteilheit sind identisch

$$\frac{du_a}{dt} = \frac{d}{dt} (v_o u_e) \quad (5.2.3.3)$$

Quasistatik - Herleitung einfacher:

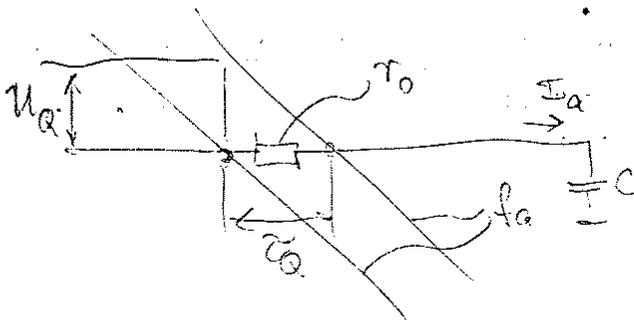
$$\text{I) } \frac{\Delta U_T}{\tau_Q} = \left. \frac{dU_a}{dt} \right|_{U_0} = f U_{\text{Hub}}$$

$$\text{II) } \frac{\Delta U_T}{I_a} = \left. \frac{dU}{dI_a} \right|_{U_0} = \tau_Q$$

$$\text{III) } I_a = C \left. \frac{dU}{dt} \right|_{U_0} = C f U_{\text{Hub}} = dI_a$$

$$\begin{array}{ccc} \text{I) } & \text{II) } & \text{III) } \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ \tau_Q = \frac{\Delta U_T}{f U_{\text{Hub}}} & = \frac{\tau_Q I_a}{f U_{\text{Hub}}} & = \frac{\tau_Q \cancel{C f U_{\text{Hub}}}}{\cancel{f U_{\text{Hub}}}} = \underline{\underline{\tau_Q C}} \end{array}$$

oder:



$$\text{I) } \tau_Q = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_0} = \frac{U_a \in \text{II}}{I_a \in \text{III}}$$

$$\text{II) } \frac{U_Q}{\tau_Q} = \left. \frac{dU_a}{dt} \right|_{U_0} = f_a U_{\text{Hub}}$$

$$\text{III) } I = C \left. \frac{dU_a}{dt} \right|_{U_0} = C f_a U_{\text{Hub}}$$

$$\tau_Q = \tau_Q C$$

Aus Abb. 5.2.3-2 ist die Dreiecksbeziehung

$$\frac{u_r}{\tau_Q} = - \frac{du_a}{dt} \quad (5.2.3.4)$$

abzulesen.

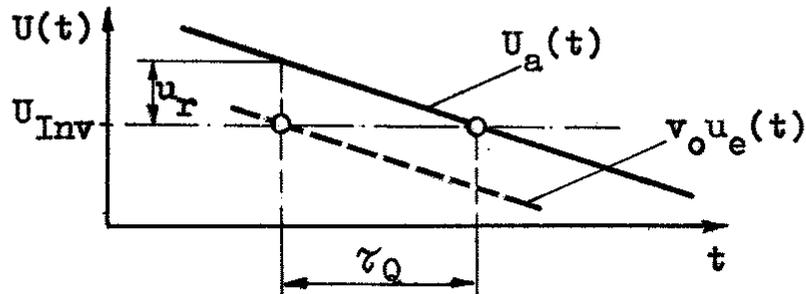


Abb.5.2.3-2

In diese wird u_r eingesetzt

$$\tau_Q = \frac{u_r}{-\frac{dU_a}{dt}} = \frac{-r_{Inv} C \frac{dU_a}{dt}}{-\frac{dU_a}{dt}} \quad (5.2.3.5)$$

Für den Fall der Quasistatik beträgt die Verzögerungszeit τ_Q des Gatters beim Durchgang durch die Inverterschwelle U_{Inv} damit

$$\tau_Q = r_{Inv} C \quad (5.2.3.6)$$

Der Ausgangswiderstand r_{Inv} ist gatterabhängig, die Kapazität C ist die vom Gatterausgang zu treibende, gesamte Knotenkapazität. Die Verzögerungszeit der Quasistatik, τ_Q , ist bei definiertem Lastfaktor m unabhängig von der Flankenrichtung eine Gatterkonstante, solange r_{Inv} eine Konstante des Gatters darstellt. Lässt sich die Lastkapazität C als Summe aus externer Lastkapazität C_L und interner Lastkapazität C_I angeben, so kann Glg. 5.2.3.7 unter Bezug auf Glg. 4.13.14 in der Form

$$\tau_Q = r_{Inv} (C_L + C_I) \quad (5.2.3.7)$$

geschrieben werden. C_I gibt die eigene, parasitäre Ausgangskapazität des Gatters an, die zum großen Teil aus der um v_o dynamisch vergrößerten Millerkapazität der Gate-Drain-Kapazitäten der Transistoren entsteht.

Mit $m = C_L/C_{OX}$ und $n = C_I/C_{OX}$ kann Glg. 5.2.3.7 auf

$$\tau_Q = \tau_{Q\infty}(m+n) \quad (5.2.3.8)$$

mit

$$\tau_{Q\infty} = r_{Inv} C_{OX} \quad (5.2.3.9)$$

umgeformt werden. m kennzeichnet den externen, n den gattereigenen Lastfaktor. Der Eigenlastfaktor n kann für $\tau_{Q0} = \tau_Q(m=0)$ zu

$$n = \frac{\tau_{Q0}}{\tau_{Q\infty}} \quad (5.2.3.10)$$

bestimmt werden (siehe auch Anlage 7, Beispiel 1).

Die Konstante $\tau_{Q\infty}$ kann über eine Simulation eines stark belasteten Gatters bestimmt werden. Mit dem Probelastfaktor $m=i$

$$\tau_{Q\infty} = \frac{\tau_{Qm}}{m+n} = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{\tau_{Qi}}{i+n} \approx \frac{\tau_{Qi}}{i} \quad (5.2.3.11)$$

kann der Eigenlastfaktor n näherungsweise ermittelt werden

$$n \approx i \frac{\tau_{Q0}}{\tau_{Qi}} \quad (5.2.3.12)$$

5.3. Kenngrößen des Transitfalls

Der Transitfall wird gemäß Abschnitt 5.1. definiert für die Spannungsverstärkung

$$\left. \frac{dU_a}{dU_e} \right|_{U_{Inv}} = \frac{f_a}{f_e} = -1 \quad (5.3.1)$$

Der Begriff der Transitflankensteilheit f_T wird auf die Richtung der Eingangsflanke f_e bezogen, da die Ausgangsflankensteilheit des Transitfalls kaum von der Sprungantwort f_s abweicht.

Da jedes reale Gatter Unsymmetrien aufweist, liefert eine Simulation des Ringoszillators nicht die Transitflankensteilheit. Die Transitflankensteilheit f_T ist folglich flankenbezogen für die Fälle

$$-f_e = f_a = -f_{T-} \quad (5.3.2)$$

$$f_e = -f_a = f_{T+} \quad (5.3.3)$$

zu untersuchen.

5.4. Kenngrößen der Sprungantwort

5.4.1. Schwellströme I_{No} , I_{Po}

Die Sprungantwort eines Gatters wird maßgeblich durch den im Umschaltmoment der Eingangsspannung fließenden Ausgangsstrom bestimmt. Je nachdem, ob die Ausgangsflanke vom P- oder N-Kanalzweig des Gatters getrieben wird, ergeben

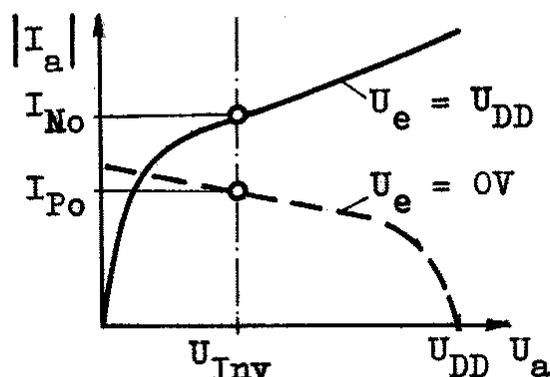


Abb.5.4.1-1

sich unterschiedliche Schwellströme I_{No} , I_{Po} beim Durchgang durch die Inverterschwelle U_{Inv} . Sie seien in gleicher Stromrichtung orientiert. Abb. 5.4.1-1 zeigt für einen Inverter die Kennlinie $I_a = f(U_a)$ für $U_e = \text{const.}$ Die Ströme können am Gatter bei den Eingangs- bzw. Ausgangsspannungen (U_e , U_a) zu

$$I_{No} = I_a(U_{DD}, U_{Inv}) \quad (5.4.1.1)$$

$$I_{Po} = I_a(0, U_{Inv}) \quad (5.4.1.2)$$

bestimmt werden.

Mit den in dieser Weise bezeichneten Strömen ist es möglich, die Flankensteilheit beim Durchgang durch die Inverterschwelle zu definieren. Im Falle der Sprungantwort verschwindet stets einer der Ströme, so daß I_a stets einem der beiden Ströme, I_{No} oder I_{Po} , identisch ist.

5.4.2. Flankensteilheit f_s

Sprungantworten realer Gatter zeigen für steigende und fallende Flankenrichtung einen linearen Spannungsanstieg im Bereich zwischen Flankenbeginn und Durchlauf etwa der Hälfte des Signalhubes. Zwischen Ausgangsstrom I_a eines Gatters und Spannungsanstiegs-geschwindigkeit dU/dt besteht die Proportionalität

$$I_a = -C \frac{dU}{dt} \quad (5.4.2.1)$$

Wird angenommen, die Flankensteilheit zu Flankenbeginn ist nahezu unverändert noch beim Durchgang durch die Inverterschwelle U_{Inv} des Gatters vorhanden, kann die normierte Flankensteilheit f_S der Sprungantwort beim Passieren des Bezugspotentials U_{Inv} benutzt werden. Umstellung nach f_S liefert mit $I_a(U_{Inv}) = I_0$:

$$f_{S\gamma} = \frac{-I_0}{C U_{Hub}} \quad \left| \quad U_a = U_{Inv} \quad (5.4.2.2)$$

Die Flankensteilheit der Sprungantwort f_S lässt sich für beide Flanken mit $I_0 = I_N$ (negative Flankenrichtung) bzw. $I_0 = I_P$ (positive Flankenrichtung zu

$$f_{S-} = -\frac{I_{No}}{C U_{Hub}} \quad (5.4.2.3)$$

$$f_{S+} = -\frac{I_{Po}}{C U_{Hub}} \quad (I_{Po} \text{ ist negativ}) \quad (5.4.2.4)$$

bestimmen. Simulationen zeigten, daß die Flankensteilheit der Sprungantwort bis zum Transitfall (f_T) erhalten bleibt, es gilt

$$f_{T\gamma} \approx f_{S\gamma} \quad (5.4.2.5)$$

in Abhängigkeit von der Flankenrichtung γ . Die eingeführte Kapazität C hat für den betrachteten Fall der Sprungantwort einen Bezug zu topologischen Kapazitäten. Im Moment des Durchlaufens der Inverterschwelle $U_a = U_{Inv}$ hat die Eingangsspannung U_e den Sprung bereits vollzogen, und ist konstant. Somit besitzen alle Kapazitätsanteile $C_{GD}(U)$, $C_{GS}(U)$, $C_{GB}(U)$, $C_{DB}(U)$ fuer $U_a = U_{Inv}$ einen definierten Wert. Diese Erkenntnis kann zur Verifikation topologischer Kapazitätsanteile angewandt werden. Die Gleichheitszeichen in Gleichung 5.4.2.3 und 5.4.2.4 sind dann gerechtfertigt wenn C aus der Sprungantwort bestimmt wird. Dann ergeben sich notwendigerweise Differenzen zur im Falle der Quasistatik wirksamen Lastkapazität C , da sich deren innerer Anteil C_I aus unter andere Spannungsabhängigkeiten bestimmten topologischen Kapazitätsanteil zusammensetzt. Anlage 7, Beispiel 1 und 2 zeigt, daß die sich ergebenden Differenzen praktisch vernachlässigbar sind.

Gleichung 5.4.2.2 läßt sich auch schreiben:

$$\frac{1}{f_{S\gamma}} = \frac{U_{Hub} C_{Ox}}{-I_{O\gamma}} (n + m). \quad (5.4.2.6)$$

Als Normativ-Flankensteilheit $f_{S\infty}$ der Sprungantwort wird der Ter

$$f_{S\infty\gamma} = - \frac{I_{O\gamma}}{U_{Hub} C_{Ox}} \quad (5.4.2.7)$$

eingeführt. Die für den konkreten Lastfaktor m gültige Flankensteilheit f_S läßt sich bestimmen zu

$$f_{S\gamma} = \frac{f_{S\infty\gamma}}{(n + m)} \quad (5.4.2.8)$$

f_{S0} kennzeichnet die Flankensteilheit der Sprungantwort bei ausgangsseitigem Leerlauf ($m=0$). Die Flankensteilheit $f_{S\infty}$ kann aus der Simulation eines mit hohem Lastfaktors $m = 1$ belasteten Gatters bestimmt werden. Glg. 5.4.2.8 wird nach $f_{S\infty}$ umgestellt:

$$f_{S\infty\gamma} = f_{S1\gamma} (n + 1). \quad (5.4.2.9)$$

Da n zunächst unbekannt ist, muß $f_{S\infty}$ über den Grenzwert

$$f_{S\infty\gamma} = \lim_{i \rightarrow \infty} (f_{S1\gamma} (n + i)) \approx i \cdot f_{S1\gamma} \quad (5.4.2.10)$$

bestimmt werden. Zur praktischen Ermittlung von $f_{S\infty}$ wird die Sprungantwort eines mit hohem Lastfaktor (z.B. $m = 1 = 1000$) belasteten Gatters simuliert (siehe auch Anlage 7, Beispiel 2). Die Flankensteilheit f_S der Sprungantwort eines unter beliebigem Lastfaktor m arbeitenden Gatters kann mit der Näherung 5.4.2.12 aus der Kenntnis der Eckwerte $f_{S\infty}$ und f_{S0} sowie n ermittelt werden. Gleichung 5.4.2.8 erhält die Form

$$f_{S\gamma} \approx \frac{i \cdot f_{S1\gamma}}{(n + m)}. \quad (5.4.2.11)$$

Mit $n = f_{S\infty} / f_{S0}$ folgt aus Glg. 5.4.2.8:

$$f_{S\gamma} = \frac{1}{\frac{1}{f_{S0\gamma}} + \frac{m}{f_{S\infty\gamma}}}. \quad (5.4.2.12)$$

Als Näherung mit $f_{S\infty} \approx i \cdot f_{Si}$ kann die Flankensteilheit der Sprungantwort $f_{S\uparrow}$ unter beliebigen Lastfaktor m zu

$$f_{S\uparrow} \approx \frac{1}{\frac{1}{f_{S0\uparrow}} + \frac{m}{i \cdot f_{Si\uparrow}}} \quad (5.4.2.13)$$

angegeben werden.

5.4.3. Flankenkonstante $k_{S\infty}$

Vergleichbar mit dem Transitfall existiert auch für die Sprunganwort ein Zusammenhang zwischen Verzögerungszeit $\tau_{S\infty}$ und Flankensteilheit $f_{S\infty}$ des Ausgangsknotens bezogen auf den Durchgang durch das Bezugspotential $U_0 = U_{Inv}$ (siehe Abb. 5.4.5-1).

Der Quotient $\tau_{S\infty}$ zu $1/f_{S\infty}$ stellt eine Gatterkonstante $k_{S\infty}$ dar.

$$k_{S\infty\uparrow} = \tau_{S\infty\uparrow} f_{S\infty\uparrow} \quad (5.4.3.1)$$

$k_{S\infty}$ ist flankenrichtungsabhängig und gilt für stark belastete, d.h. millerfreie Gatter.

Die Idealisierung (Abb. 5.4.5-1) läßt erkennen, daß zwischen Spannungsänderung und Zeitänderung eine Proportionalität besteht ($U_0 = U_{Inv}$):

$$\frac{U_H - U_0}{\tau_{S\infty-}} \approx \frac{U_H - U_L}{1/f_{S\infty-}} \quad (5.4.3.2)$$

Für die entgegengesetzte Flankenrichtung gilt:

$$\frac{U_0 - U_L}{\tau_{S\infty+}} \approx \frac{U_H - U_L}{1/f_{S\infty+}} \quad (5.4.3.3)$$

Umformung nach $|\tau_{S\infty} f_{S\infty}|$ liefert mit $U_H - U_L = U_{DD}$, $U_L = 0$:

$$|\tau_{S\infty} f_{S\infty}|_{\tau} \approx \begin{cases} (1 - \frac{U_0}{U_{DD}}) , & (f_{S\downarrow} \text{ negativ}) \\ \frac{U_0}{U_{DD}} , & (f_{S\downarrow} \text{ positiv}). \end{cases} \quad (5.4.3.4)$$

Folglich besteht zwischen Verzögerungszeit und Flankensteilheit der Sprungantwort eines Gatters ein über eine statische Spannungsrelation herstellbarer Zusammenhang.

5.4.4. Verzögerungszeit τ_S

Die die Flankenkonstante $k_{S\infty}$ der Sprungantwort charakterisierende Beziehung, Glg. 5.4.3.4. kann unter Berücksichtigung einer Mittelverzögerungszeit τ_m (siehe Abb. 5.4.5-1) nach τ_S aufgelöst werden:

$$\tau_{S\uparrow} = \begin{cases} \tau_{m-} - \frac{1}{f_{S-}} \cdot (1 - \frac{U_0}{U_{DD}}) \\ \tau_{m+} + \frac{1}{f_{S+}} \cdot \frac{U_0}{U_{DD}} , \end{cases} \quad (5.4.4.1)$$

wobei U_0 das zur Flankendarstellung benutzte Bezugspotential und U_{DD} die Betriebsspannung charakterisiert. Die Flankensteilheiten $f_{S\uparrow}$ der Sprungantwort wurden in Abschnitt 5.4.2. zu

$$f_{S-} = - \frac{I_{No}}{C U_{DD}} \quad (I_N \text{ positiv}) , \quad (5.4.4.2)$$

$$f_{S+} = - \frac{I_{Po}}{C U_{DD}} \quad (I_P \text{ negativ}) \quad (5.4.4.3)$$

eingeführt. Eingesetzt in Glg. 5.4.4.1 ergeben sich Näherungen für die Verzögerungszeiten der Sprungantwort, wenn τ_m zunächst als bekannt vorausgesetzt werden kann:

$$\tau_{S\uparrow} = \begin{cases} \tau_{m-} + \frac{C}{I_{No}} (U_{DD} - U_0) \\ \tau_{m+} + \frac{C}{-I_{Po}} \cdot U_0 . \end{cases} \quad (5.4.4.4)$$

U_0 charakterisiert das zur Verzögerungszeitbestimmung benötigte Bezugspotential, z.B. das der Inverterschwelle des Gatters ($U_0 = U_{Inv}$).

$$\text{Mit } (U_x, I_0) = \begin{cases} (U_0, -I_{Po}) & \text{für } f_S > 0 \\ (U_{DD} - U_0, I_{No}) & \text{für } f_S < 0 \end{cases} \quad (5.4.4.5)$$

und $C = C_{Ox} (n + m)$ (Siehe Abschnitt 4.13.) kann Gleichung 5.4.4. umgeformt werden. Abhängig von der Flankenrichtung gilt

$$\tau_{St} = \frac{U_x}{I_0} C_{Ox} (n + m) + \tau_m \quad (5.4.4.6)$$

Als Normativ-Verzögerungszeit $\tau_{S\infty}$ der Sprungantwort wird der Teil

$$\tau_{S\infty} = \frac{U_x}{I_0} C_{Ox} = C_{Ox} \begin{cases} \frac{U_0}{-I_{Po}} \\ \frac{U_{DD} - U_0}{I_{No}} \end{cases} \quad (5.4.4.7)$$

eingeführt. Gleichung 5.4.4.6 bekommt die Form

$$\tau_{St} = \tau_{S\infty} (n + m) + \tau_{mT} \quad (5.4.4.8)$$

n bezeichnet den Eigenlastfaktor des Gatters, m den externen Lastfaktor, τ_m ist eine zusätzliche, durch die Miller-Wirkung vom Eingang auf den Ausgang entstehende Verzögerungszeit (siehe Abschnitt 5.4.5.).

Die Form der Einführung der Zusatzverzögerungszeit τ_m trägt den experimentell sowohl in der $U(t)$ -Charakteristik (Abschnitt 6.3.) wie auch im normierten, dynamischen Transferkennlinienfeld (Abschnitt 6.5) für die Sprungantwort bei kleinem Lastfaktor gefundenen Zusammenhängen Rechnung.

Für den Fall $m = 0$ entsteht aus Glg. 5.4.4.8 eine Bestimmungsgleichung für den Eigenlastfaktor n .

$$\tau_{SoT} = n_T \tau_{S\infty T} + \tau_{mT}; \quad (5.4.4.9)$$

$$n = \frac{\tau_{SoT} - \tau_{mT}}{\tau_{S\infty T}} \quad (5.4.4.10)$$

Experimentell kann $\tau_{S\infty}$ mit dem Probe-Lastfaktor $m = i$ aus Glg. 5.4.4.8 über die Gleichung (siehe auch Anlage 7, Beispiel 4)

$$\tau_{S\infty} = \frac{\tau_{Si\gamma} - \tau_{m\gamma}}{n + i} \quad (5.4.4.11)$$

anhand eines hohen Lastfaktors i zu

$$\tau_{S\infty} = \lim_{i \rightarrow \infty} \left(\frac{\tau_{Si\gamma} - \tau_{m\gamma}}{n + i} \right) \quad (5.4.4.12)$$

$$\tau_{S\infty} \approx \frac{\tau_{Si\gamma}}{i} \quad \left| \quad i \gg n \quad (5.4.4.13) \right.$$

bestimmt werden. Experimente am stark unsymmetrischen Gatter NA 6 bestätigten, daß n eine praktisch vernachlässigbare Flankenabhängigkeit besitzt ($n_+ = 2,52$; $n_- = 2,11$).

Die Verzögerungszeit τ_{Sm} der Sprungantwort eines unter beliebiger Lastfaktor m arbeitenden Gatters kann mit Glg. 5.4.4.8 und Glg. 5.4.4.10 zu

$$\tau_{Sm\gamma} = \tau_{S\infty\gamma} \left(\frac{\tau_{S0} - \tau_{m\gamma}}{\tau_{S\infty\gamma}} + m \right) + \tau_{m\gamma} \quad (5.4.4.14)$$

$$\tau_{Sm\gamma} = \tau_{S0\gamma} + \tau_{m\gamma} + m \cdot \tau_{S\infty\gamma} \quad (5.4.4.15)$$

bestimmt werden. Mit der Näherung $\tau_{S\infty\gamma} = \tau_{Si\gamma}/i$ folgt

$$\tau_{Sm\gamma} = \tau_{S0} + \tau_{m\gamma} + \frac{m}{i} \tau_{Si\gamma} \quad (5.4.4.16)$$

Es empfiehlt sich, die Miller-Verzögerungszeiten anhand zweier dynamischer Simulationen der Sprungantwort des Gatters unter verschiedenem Lastfaktor zu ermitteln. Für den Fall des ausgangseitig leerlaufenden Gatters ($m = 0$) kann die Millerverzögerung beider Flanken überschlägig beim Wiedereintritt des Signals in den Hubbereich $U_L \dots U_H$ ($0 \dots U_{DD}$) gewonnen werden (Abb. 5.4.4-1)

Die Miller-Verzögerungszeit $\tau_{m\gamma}$ der Sprungantwort ist Folge der kapazitiven Überkopplung der Eingangs-Sprungfunktion auf den Ausgang. Die Überkopplung entsteht durch die Miller-Kapazität C_m der Gate-Drain-Kapazitätsanteile der schaltenden Transistoren. Substratdioden bewirken eine Abflachung der Miller-Spannungsüberhöhung ΔU_a . Die Ladung der Millerkapazität wird durch die Diffusionskapazität der Substratdioden vorübergehend gespeichert (Abb. 5.4.5-1). Die fiktive Verlängerung der Ausgangsflanke zum Zeitpunkt $t = 0$ kann durch ΔU_a angegeben werden. Die Miller-Hinwirkung auf den Ausgang ist im Ersatzschaltbild Abb. 5.4.5-2 festgehalten. Sie ist deshalb von Interesse, weil sich die auf den Lastfaktor m normierte Verzögerungszeit $\tau_S = \tau_{S\infty} + \tau_m$ des Gatters unter den Extrema $m = 0$ bzw. $m = \infty$ gerade um die Miller-Verzögerungszeit τ_m unterscheidet, geeignete Normierung vorausgesetzt.

$$\underline{m \gg 1}: \quad \tau_{S\gamma} \approx m \cdot \tau_{S\infty\gamma} \quad (5.4.5.1)$$

$$\underline{m = 0}: \quad \tau_{S\gamma} = n \cdot \tau_{S\infty\gamma} + \tau_{m\gamma} \quad (5.4.5.2)$$

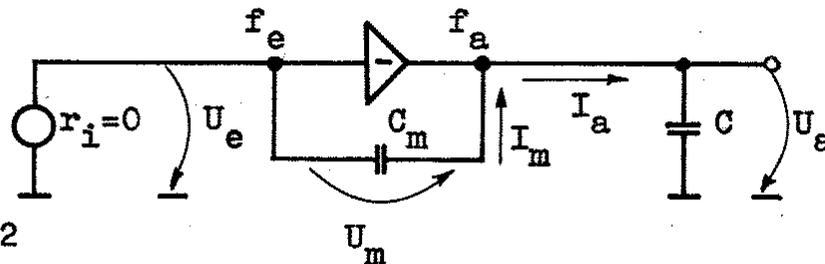


Abb.5.4.5-2

a) Bestimmung von C_m aus der Spannungsüberhöhung

Gilt im Einschaltmoment $t = 0$, daß der Strom durch die Millerkapazität C_m identisch dem Strom durch die Ausgangs- oder Lastkapazität C ist, kann die Ladungsbilanz

$$-I_m \Delta t = C_m \Delta U_m \quad (5.4.5.3)$$

$$-I_a \Delta t = C \Delta U_a \quad (5.4.5.4)$$

für $t = 0$ aufgestellt werden. Der Spannungsabfall $\Delta U_a + \Delta U_m$ ist identisch der Eingangsspannungsänderung $\Delta U_e = U_{Hub}$,

$$\Delta U_a + \Delta U_m = U_{Hub} \quad (5.4.5.4)$$

Auflösung nach ΔU_a ergibt die fiktive Spannungsüberhöhung des Gatters ohne Substratdioden

$$\Delta U_a = U_{Hub} \frac{1}{\frac{C}{C_m} + 1} \quad (5.4.5.5)$$

in Abhängigkeit von Miller- und Lastkapazität. Umgestellt nach C_m folgt eine Bestimmungsgleichung für die effektiv wirkende Millerkapazität des Gatters bei Sprungantwort:

$$\frac{C_{m\gamma}}{C} = \frac{1}{\frac{U_{Hub}}{\Delta U_{a\gamma}} - 1} \quad (5.4.5.6)$$

In die Lastkapazität gehen sowohl externe, wie auch interne, parasitäre Kapazitätsanteile der Transistoren ein, vgl. Abschnitt 4.13..

b) Bestimmung von C_m aus der Verzögerungszeit τ_m
 Die Flankensteilheit $\Delta U_a / \Delta t$ der Ausgangsflanke ist im Bereich $0 < t < t_0$ nahezu konstant, es gilt die Proportion

$$\frac{\Delta U_a}{\Delta t} = |f_S| U_{Hub} = -\frac{\Delta U_a}{\tau_m} \quad (5.4.5.7)$$

Daraus läßt sich die Verzögerungszeit τ_m unter Berücksichtigung von 5.4.5.5 zu

$$\tau_{m\gamma} = \frac{1}{|f_{S\gamma}|} \left(\frac{1}{\frac{C}{C_{m\gamma}} + 1} \right) \quad (5.4.5.8)$$

bestimmen. Umstellung nach C_m liefert eine Gleichung zur Bestimmung des Milleranteils C_m in Abhängigkeit von der Miller-Verzögerungszeit τ_m und der Lastkapazität C

$$\frac{C_{m\gamma}}{C} = \frac{1}{\frac{1}{(|f_S| \tau_m)_\gamma} - 1}$$

(5.4.5.9)

Die Gleichungen 5.4.5.6 und 5.4.5.9 werden zur näherungsweisen Bestimmung der Millerkapazität C_m aus einer Sprungantwort des Ausgangsseitig leerlaufenden Gatters benötigt. Die genauere Bestimmung der Millerkapazität aus dem Vergleich der normierten Transfercharakteristiken des Gatters unter unterschiedlichem Lastfaktor m ist für praktische Anwendungen zu aufwendig.

5.5. Proportionen zwischen Quasistatik und Sprungantwort

5.5.1. Verhältnis der Verzögerungszeiten

In den Abschnitten 5.2.3. und 5.4.4. wurde gezeigt, daß die Verzögerungszeit eines Gatters für den Fall der Quasistatik und für den Fall der Sprungantwort gegen definierte Grenzwerte τ_Q und τ_S konvergiert. Für Abschätzungen der Gatterdynamik wird der Quotient der Verzögerungszeiten von Quasistatik τ_Q und Sprungantwort τ_S benötigt. Der Quotient τ_Q / τ_S stellt eine dimensionslose Größe dar. Der Quotient ist eine flankenrichtungsabhängige Gatterkonstante.

$$\boxed{v_{\tau} = \frac{\tau_Q}{\tau_S} \Big|_{U_{Inv}}} \quad (5.5.1.1)$$

Falls die Verzögerungszeiten τ_Q und τ_S nicht durch Simulationen zu bestimmen sind, kann v_{τ} in Abhängigkeit von der Flankenrichtung näherungsweise aus den Bestimmungsgleichungen für τ_Q (Glg. 5.2.3.6) und für τ_S (Gln. 5.4.4.4) bestimmt werden.

Die Konstanten v_{τ} ergeben sich flankenrichtungsabhängig unter Vernachlässigung der Millerverzögerungszeit τ_{mV} der Sprungantwort des Gatters zu:

$$\boxed{v_{\tau_{\infty-}} = \frac{r_{Inv} I_{No}}{U_{DD} - U_{Inv}}} \quad (5.5.1.2)$$

$$\boxed{v_{\tau_{\infty+}} = \frac{r_{Inv} (-I_{Po})}{U_{Inv}}} \quad (5.5.1.3)$$

Statt des allgemeinen Bezugspotentials U_0 muß in obigen Gleichungen die Inverterschwellspannung U_{Inv} eingeführt werden. Der Kleinsignal-Ausgangswiderstand $r_a = r_{Inv}$ des Gatters bezieht sich im Bereich der Quasistatik auf die Spannungen $U_e = U_a = U_{Inv}$; I_{No} bzw. I_{Po} charakterisieren die vom Gatter treibbaren Ausgangsströme nach Abschnitt 5.4.1. (siehe auch Anlage 7, Beispiel 5).

Die Inverterschwelle U_{Inv} stellt in invertierenden Gattern das einzige Bezugspotential U_0 des Gatters dar, für das aufgrund der zur Eingangzeitfunktion $U_e(t)$ invertierenden Ausgangszeitfunktion $U_a(t)$ die Verzögerungszeiten τ_Q von positiver und negativer Flankenrichtung identisch sind.

5.5.2. Länge der Übergangsbereiche

Abb.5.5.2-1 zeigt einen Ausschnitt aus dem dynamischen Transferkennlinienfeld eines Gatters.

Zwischen den Punkten P_1 und P_2 , für die die Verstärkungen $v = f_a/f_e = v(P_1) = v_0$ und $v(P_2) = -1$ gelten, soll das Verhältnis von Abszissen- und Ordinatendifferenz gebildet werden. Es interessiert eine allgemeine Beziehung zwischen v_a und v_e .

Mit $\lg(-v_0) = x$ (v_0 ist negativ) kann aus Abb.5.5.2-1 abgelesen werden

$$\lg v_e = x + z. \quad (5.5.2.1)$$

z stellt eine Kathete eines gleichschenkligen

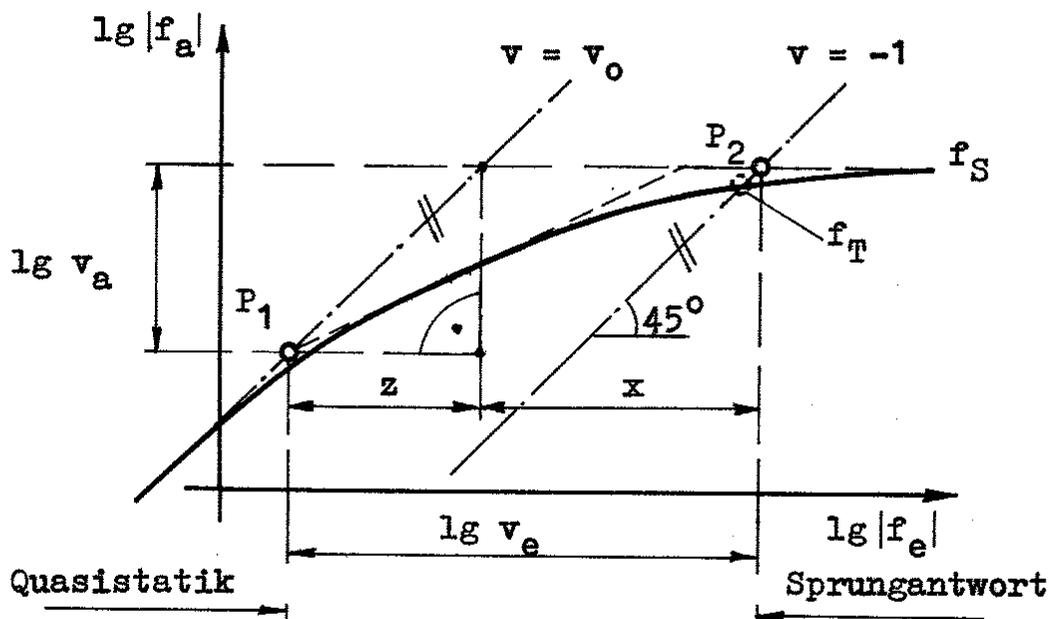


Abb.5.5.2-1

Dreiecks dar. Die andere Kathete wird von $\lg v_a$ gebildet,

$$z = \lg v_a. \quad (5.5.2.2)$$

Werden x und z in Glg. 5.5.2.1 eingesetzt, ergibt sich eine Beziehung zur Bestimmung der Länge des Übergangsbereiches zwischen Quasistatik und Sprungantwort. Der Übergangsbereich v_e der Eingangsflankensteilheit f_e korreliert mit dem der Ausgangsflankensteilheit f_a ,

$$\lg v_e = \lg(-v_0) + \lg v_a \quad (5.5.2.3)$$

$$v_e = -v_0 \cdot v_a \quad (5.5.2.4)$$

$$\boxed{v_e + v_o v_a = 0} \quad (5.5.2.5)$$

Gleichung 5.5.2.5 besagt, daß die Länge des Übergangsbereiches v_e stets zur Länge des Übergangsbereiches v_a proportional ist.

Als Proportionalitätsfaktor wirkt die (statische) Leerlaufverstärkung v_o .

Die Grenzen des Übergangsbereiches zur Quasistatik und zur Sprungantwort sind festzulegen.

Punkt P_1 kann zB. charakterisiert werden durch das Verhältnis der Quasistatik

$$f_{aQ} = v_o f_{eQ} \quad (5.5.2.6)$$

An der Stelle P_2 ist die Eingangsflankensteilheit f_e gerade der Ausgangsflankensteilheit f_s der Sprungantwort identisch,

$$f_e = f_{eS} = -f_{aS} = -f_s \quad (5.5.2.7)$$

Damit sind v_e und v_a festgelegt zu

$$\boxed{v_e = \frac{f_{eS}}{f_{eQ}} = - \frac{f_s}{f_{eQ}}} \quad (5.5.2.8)$$

$$\boxed{v_a = \frac{f_{aS}}{f_{aQ}} = \frac{f_s}{f_{aQ}}} \quad (5.5.2.9)$$

Über die direkte Umformung der Gleichungen 5.5.2.6...8 kann das Ergebnis, Glg. 5.5.2.5, auch formal hergeleitet werden.

Abb. 5.5.2-1 verdeutlicht, daß der Transitfall $|f_{aT}| = |f_{eT}|$ für physikalische Beschreibungen der Gatterdynamik als Bezugspunkt ungeeignet ist.

Die wenigen, bislang vorgenommenen dynamischen Simulationen (Gatter NA6 und SYNEG) deuten an, daß v_a und v_e unabhängig von der Flankenrichtung sind (Anlage 7, Beispiel 6).

5.6. Relativität der Last

Ein beliebig nichtlineares Gleichungssystem ist auf eine Konstante normierbar, solange beide Seiten der Gleichungen auf dieselbe Größe normiert werden. Folglich ist die Gleichung der Gatterdynamik in konventioneller Form, vereinfacht z.B.

$$I_{DSN}(U_e, U_a) + I_{DSP}(U_e, U_a) = -C_L \cdot \frac{dU_a}{dt} \quad (5.6.1)$$

unabhängig von aktueller Eingangsspannung U_e und von aktueller Ausgangsspannung U_a normierbar. Wird als Normierungsgröße die Gateoxidkapazität des Gattereingangs C_{Ox} benutzt, kann als Lastfaktor m der Quotient aus an das Gatter angeschlossener Lastkapazität C_L und Oxidkapazität C_{Ox} definiert werden:

$$m = \frac{C_L}{C_{Ox}} \quad (5.6.2)$$

Die Ströme I_{DSN} und I_{DSP} von N- und P-Kanal-Transistor eines CMOS-Inverters lassen sich ausdrücken zu

$$\begin{aligned} I_{DS\gamma} &= \frac{B_\gamma}{L_\gamma} \beta_0 \cdot f(U_e, U_a) \\ &= \frac{B_\gamma}{L_\gamma} C_{Ox}'' \cdot \underbrace{\mu(U_e, U_a) \cdot f(U_e, U_a)}_{k_\gamma} \end{aligned} \quad (5.6.3)$$

C_{Ox}'' stellt die flächenbezogene Oxidkapazität $\mu(U_e, U_a)$ die Majoritätsladungsträgerbeweglichkeit des Transistors dar. Ist die Oxidkapazität C_{Ox} als Zusammenfassung der Oxidkapazitäten von P- und N-Zweig des Gatters auffassbar

$$C_{Ox} = (B_N L_N + B_P L_P) C_{Ox}'' \quad (5.6.4)$$

so liefert die Normierung der linken Seite von Glg. 5.6.1:

$$\frac{I_a}{C_{Ox}} = \frac{I_{DSN}}{C_{Ox}} + \frac{I_{DSP}}{C_{Ox}} = \frac{B_N k_N}{L_N (B_N L_N + B_P L_P)} + \frac{B_P k_P}{L_P (B_N L_N + B_P L_P)} \quad (5.6.5)$$

für jedes beliebige Wertepaar U_e, U_a .

Werden alle Gatter betrachtet, deren Kanallänge $L = L_N = L_P$ konstant ist, folgt

$$\frac{I_a}{C_{Ox}} = \frac{1}{L^2} \left(\frac{k_N}{1 + \frac{B_P}{B_N}} + \frac{k_P}{1 + \frac{B_N}{B_P}} \right) . \quad (5.6.6)$$

Die Lösung der Differentialgleichung 5.6.1 ist, wenn die Klasse aller Inverter gleicher Breitenverhältnisse $B_N/B_P = \text{konst.}$ betrachtet wird, folglich abhängig vom Lastfaktor m

$$\frac{I_a}{C_{Ox}} = \text{konst.} = -m \frac{dU_a}{dt} . \quad (5.6.7)$$

Werden Gatter mit gleichem Lastfaktor $m = \text{konst.}$ benutzt, so liefern diese Gatter bei identischer Eingangsfunktion $U_e(t)$ eine identische Ausgangsfunktion $U_a(t)$ (Abb. 5.6-1).

Die Eingangskapazität steigt allerdings proportional zur höheren Oxidkapazität breiterer Transistoren.

Folglich läßt sich unter Einführung des Lastfaktors m mit einer Simulation eines Inverters der Transistorbreiten $B_{N1}/B_{P1} = a$ auf die Klasse aller Inverter γ des gleichen Breitenquotienten $B_{N\gamma}/B_{P\gamma} = a$ schließen. Diese von Mead/Conway /M6/ aus Beobachtung formulierte These erweist sich insofern als nützlich, als damit mit einer einzigen Simulationsreihe an einem Gatter die Klasse aller Gatter derselben Inverterschwellspannung U_{Inv} beschrieben werden kann. Verbal läßt sich der Satz formulieren:

- Gatter gleichen Typs und gleicher Inverterschwellspannung, aber unterschiedlicher Transistorbreiten sind bei identischer Eingangsflanke dann gleich-
- schnell, wenn sie unter identischem Lastfaktor m betrieben werden.

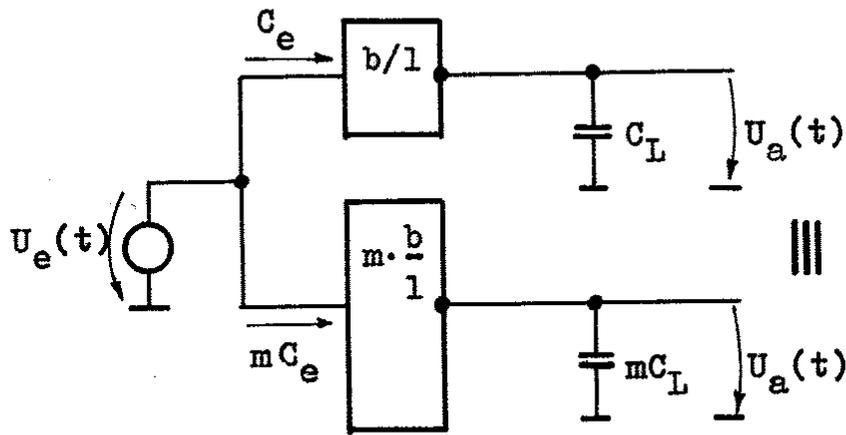


Abb.5.6-1

Sämtliche folgende Darstellungen wurden demgemäß mit dem Lastfaktor m als Parameter durchgeführt. Als Normierungskonstante wird die aus der Kanalgeometrie des Gatters ablesbare Gateoxidkapazität C_{Ox} benutzt. In Simulationen ist die gefundene Gesetzmäßigkeit nachweisbar, sofern die Differenz zwischen der für den Transistor elektrisch wirksamen Breite und der Oxidbreite des Transistors vernachlässigbar ist.

Als Vereinbarung soll festgehalten werden:

Bei einstufigen Elementargattern (NEG, NOR, NAND) wird der stetig ausgangsseitig zu verstehende Lastfaktor m auf die Oxidkapazität C_{Ox} der den Signalwechsel verursachenden Eingangsstufe bezogen. Für aus Elementargattern zusammengesetzte Baugruppen, deren Größe nicht breitenvariabel ist, besteht nicht die Notwendigkeit der Einführung eines Lastfaktors.

Es ist zu beachten, daß die reale Eingangskapazität C_e des Gatters von den aktuellen Betriebsbedingungen des Gatters, insbesondere von U_a und U_e , sowie von der Miller-Rückwirkung über die Gate-Drain-Kapazität der Transistoren abhängig ist. Es gilt stets:

$$C_e = f(U_e, U_a, U_e(t), U_a(t)) \neq C_{Ox} \quad (5.6.8)$$

Nach Glg. 4.13.10 gilt im Arbeitspunkt der Inverterschwelle:

$$C_e = C_{Ox} - \frac{f_a}{f_e} C_m \quad (5.6.9)$$