

# Chapter 8

## Oscillatoren

### 8.1 Inleiding

We kunnen elektronische circuits indelen in twee categorieën: (1) signaalverwerkende circuits, waarin reeds bestaande signalen verwerkt worden, (2) signaalgenererende circuits, welke zelf signalen opwekken. Tot deze laatste categorie behoren onder meer de referentiebronnen, die in hoofdstuk 4 zijn besproken en de oscillatoren.

De functie van een oscillator is om een stabiele, periodiek-met-de tijd variërende golfvorm te produceren, welke kan dienen als referentie- of als timing-sigitaal voor signaalverwerkende circuits. Veel voorkomende golfvormen van oscillatorsignalen zijn de sinussoïdale-, de driehoekige-, de blok- en de pulstreinvormen. Oscillatoren worden voor allerlei toepassingen gebruikt: Zij kunnen kloksignalen genereren voor de "timing" van een systeem, of een draaggolfsigitaal opwekken welke in frequentie of amplitude kan worden gemoduleerd teneinde informatie over te dragen. Ook kunnen zij afbuigspanningen voor displaysystemen opwekken, of de signalen genereren die in elektronische muziekinstrumenten worden gebruikt. In de laatstgenoemde gevallen is de juistheid van de gehele golfvorm van belang, terwijl het voor kloksignalen voldoende is dat de nuldoorgangen op het juiste moment komen.

We kunnen twee belangrijke klassen van oscillatoren onderscheiden: (1) de harmonische oscillatoren, welke veelal sinusvormige signalen produceren en (2) de relaxatie-oscillatoren waarbij voortdurend *geschakeld* wordt tussen twee a-stabiele toestanden van een circuit.

#### A. Relaxatieoscillatoren

Kenmerkend voor alle oscillatoren is de aanwezigheid van energiereservoirs welke voortdurend geladen en ontladen worden. Bij *relaxatieoscillatoren*, ook wel *multivibratoren* of *regeneratieve oscillatoren* genoemd, kan met één energiereservoir worden volstaan. Dit reservoir bestaat gewoonlijk uit een condensator welke voortdurend wordt geladen en ontladen tussen twee referentieniveau's. Zodra één van de referentieniveau's is bereikt vindt er een schakelactie plaats waarna de condensatorspanning zich in de richting van het andere referentieniveau begeeft.

Relaxatieoscillatoren hebben de volgende voordelen boven harmonische oscillatoren:

- de frequentie varieert lineair met de op- en ontladstromen en kan daardoor gemakkelijk over een groot bereik lineair gevarieerd worden,
- er kan met slechts één energiereservoir worden volstaan,
- ze zijn gemakkelijk te ontwerpen en leveren een goed voorspelbare golfvorm,

- ze zijn zeer geschikt om als geïntegreerde schakeling uitgevoerd te worden.

### B. Harmonische oscillatoren

Bij harmonische oscillatoren zijn er twee of meer energiereservoirs b.v. een condensator en een spoel, met energie-inhouden van respectievelijk  $\frac{1}{2}CU^2$  en  $\frac{1}{2}LI^2$ . We onderscheiden twee typen harmonische oscillatoren: de resonatoroscillatoren en de RC-oscillatoren. Bij de resonatoroscillatoren wisselen de energiereservoirs rechtstreeks energie met elkaar uit. Bij dit proces ontstaan sinusvormige signalen. De actieve elektronische componenten spelen bij dit uitwisselingsproces slechts een bescheiden rol: ze zorgen voor aanvulling van de verliezen, alsmede voor versterking en buffering van het signaal. Doordat de invloed van de actieve componenten gering is, is ook de invloed van de onvermijdelijke ruis en andere niet-idealiteiten van die componenten gering, hetgeen de zuiverheid en stabiliteit van de opgewekte signalen ten goede komt. Hierdoor bieden resonatoroscillatoren de volgende voordelen boven relaxatieoscillatoren:

- een hogere frequentiestabiliteit
- bruikbaarheid voor hogere frequenties
- betere spectrale zuiverheid.

Bij de harmonische RC-oscillatoren is er geen sprake van rechtstreekse uitwisseling van energie. De eigenschappen van deze oscillatoren komen daardoor veel overeen met die van relaxatie-oscillatoren.

In de volgende paragrafen zullen we de typische eigenschappen van deze oscillatoren nader bestuderen.

## 8.2 Relaxatieoscillatoren

### 8.2.1 Principe

Fig. 2.1(a) laat een basisconfiguratie van een relaxatieoscillator zien. De werking van deze schakeling is als volgt:

In de getekende stand van de schakelaars wordt de condensator C opgeladen totdat de spanning  $U_c$  over de condensator de referentiewaarde  $I_3R$  overschrijdt. Op dat moment wordt de potentiaal op de - ingang van de comparator hoger dan die op de + ingang en wordt de uitgang van de comparator laag. De schakelaar  $S_1$  en  $S_2$  nemen hierdoor de andere positie in. Het omschakelen van  $S_2$  heeft tot gevolg dat de spanning over R daalt tot de waarde  $-I_4R$  (zie Fig. 8.1(b)). Het omschakelen van S zorgt ervoor dat de condensator ontladen wordt met een stroom  $I_2$ . De spanning over de condensator daalt nu totdat deze lager wordt dan die over de weerstand. Op dat moment wordt de uitgangsspanning van de comparator weer hoog. Vervolgens begint de hele cyclus weer opnieuw.

We zullen nu de tijd uitrekenen die nodig is voor het op- en ontladen van de condensator:

Voor de spanning over een condensator met een constante waarde C geldt, dat:

$$U = \frac{Q}{C}. \quad (8.1)$$

De lading  $Q$  varieert met de tijd; waarbij geldt dat

$$Q(t) = \int_{t_1}^{t_2} i d\tau + Q(t_1), \quad (8.2)$$

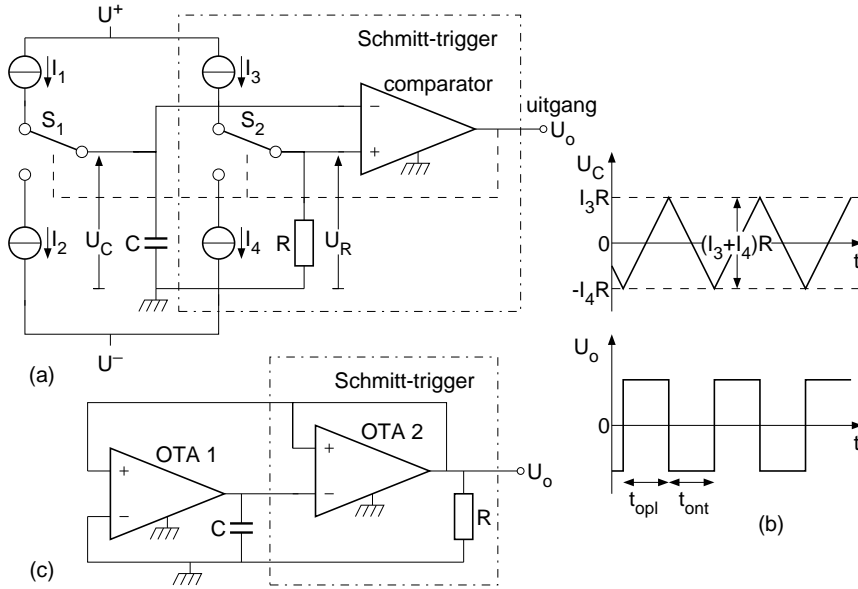


Figure 8.1: (a) Basisconfiguratie van een relaxatieoscillator, (b) de spanning over de condensator  $C$  en de uitgangsspanning versus de tijd, (c) een eenvoudige uitvoeringsvorm.

waarbij  $i$  de laadstroom van de condensator voorstelt, welke in de schakeling van Fig. 8.1(a) gelijk is aan  $I_1$ . Uit (8.2) volgt dat de lading tijdens de oplaadtijd  $t_{opl}$  toeneemt met een bedrag

$$\Delta Q_{opl} = I_1 t_{opl}. \quad (8.3)$$

Door substitutie van (8.3) in (8.1) vinden we voor de spanningstoename  $\Delta U_{opl}$  tijdens het opladen, dat

$$\Delta U_{opl} = \frac{I_1}{C} t_{opl}. \quad (8.4)$$

Uit Fig. 8.1(b) lezen we af dat  $\Delta U_{opl} = (I_3 + I_4)R$ . Substitutie hiervan in (8.4) levert op:

$$t_{opl} = \frac{I_3 + I_4}{I_1} RC. \quad (8.5)$$

De ontladstroom bedraagt  $I_2$ . Op soortgelijke wijze als hierboven vinden we voor de ontladtijd  $t_{ont}$ , dat

$$t_{ont} = \frac{I_3 + I_4}{I_2} RC. \quad (8.6)$$

Merk op dat de op- en ontladtijden afhangen van een stroomverhouding. Indien alle stromen van eenzelfde referentiebron worden afgeleid, dan is de sterkte en nauwkeurigheid van deze bron niet van invloed op de frequentie van de oscillator.

De uitgangsspanning van de comparator heeft een blokvorm terwijl de condensatorspanning een driehoeksvorm heeft. Naargelang de behoefte kan men een van deze signalen uitkoppelen.

Het gedeelte van het circuit van Fig. 8.1(a) dat door een gebroken lijn is omgeven vervult de functie van Schmitt-trigger. Een *Schmitt-trigger*, welke symbolisch wordt

weergegeven als in Fig. 8.2(a) heeft een overdrachtskarakteristiek als getoon in Fig. 8.2(b).

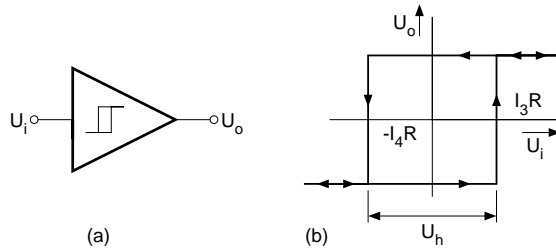


Figure 8.2: De Schmitt-trigger: (a) circuit symbool (b) overdrachtskarakteristiek.

Bij een lage waarde van deingangsspanning  $U_i$  is de uitgangsspanning laag. Indien deingangsspanning het referentieniveau  $I_3R$  overschrijdt dan wordt de uitgangsspanning hoog. Pas als deingangsspanning dan weer daalt tot het niveau  $-I_4R$  wordt de uitgang weer laag. Het verschil  $U_h$  tussen beide referentieniveaus wordt de *hysteresisspanning* van de Schmitt-trigger genoemd. De referentieniveaus worden ook vaak aangeduid als *drempelwaarden* (*threshold values*). Een praktische uitvoering, welke uitvoerig wordt besproken in [3, blz. 12-11] is weergegeven in Fig. 8.1(c). Beide OTA's fungeren hier als geschakelde stroombron. Echter, OT A 2 fungeert tevens als comparator. Indien de instelstroom van de OTA's gelijk is aan  $I_{BIAS}$  geldt dat  $I_1 = I_2 = I_{BIAS}$  en  $I_3 = I_4 = I_{BIAS}$ .

Het omschakelen van de drempelwaarden gaat met een zekere traagheid gepaard, hetgeen de schakeling van Fig. 8.1 ongeschikt maakt voor het opwekken van signalen met hoge frequenties. Voor hoge frequenties geven we daarom de voorkeur aan een schakeling met vast ingestelde drempelwaarden (Fig. 8.3).

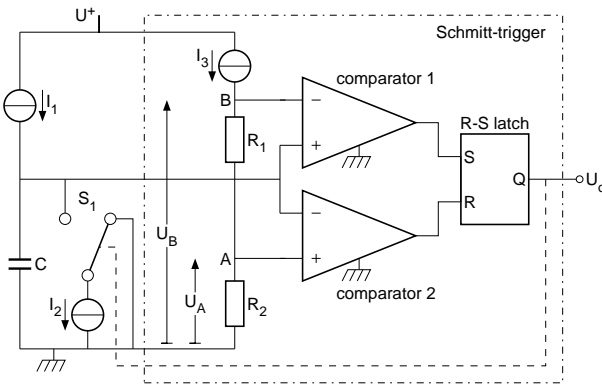


Figure 8.3: Een relaxatieoscillator met twee comparators in de Schmitt-trigger.

De condensator wordt opgeladen met een stroom  $I_1$ . Indien de condensatorspanning de waarde  $U_B = I_3(R_1 + R_2)$  overschrijdt dan zorgt de comparator 1 voor de "setting" van de latch. Hierdoor wordt  $S_1$  omgeschakeld en de condensator vervolgens ontladen met een stroom  $I_2 - I_1$  ( $I_2 > I_1$ ). Bij het bereiken van de drempelspanning  $U_A = I_3R_2$  wordt door comparator 2 de latch gereset, waarna schakelaar  $S_1$  de getekende positie opnieuw inneemt. De uitgangsspanningen van de comparators zijn pulsvormig, de latch geeft een blokspanning af en de condensatorspanning heeft een driehoeksvorm. Bereken zelf de frequentie van het oscillatorsignaal.

## 8.2.2 Ladingssprongoscillatoren

Bij de relaxatieoscillatoren uit de vorige paragraaf is er sprake van twee drempelspanningen en twee integratorstromen. Het is echter mogelijk om één van de drempelspanningen in te ruilen voor een andere grootte: een vaste hoeveelheid ladingsverplaatsing. In dat geval wordt het energiereservoir gevuld met een afgepaste hoeveelheid lading en vervolgens "geleegd" met behulp van een constante elektrische stroom. Zodra het reservoir voldoende geleegd is, wordt het weer bijgevuld. Dit proces herhaald zich periodiek.

Dit type oscillator geniet een groeiende populariteit voor toepassing in geïntegreerde sensorsystemen, waarbij een verandering van het sensorsignaal lineaire veranderingen van de periode of de frequentie veroorzaakt. Er bestaat een aantal varianten van deze oscillator, waarbij er aanzienlijke verschillen kunnen zijn in belangrijke eigenschappen, zoals: de lineariteit van de frequentie of periode met de modulerende signalen, de storings(on)gevoeligheid, de eenvoud en immuniteit voor niet-idealiteiten van de elektronische componenten.

Een fraai voorbeeld van een ladingssprongoscillator is de "Modified Martin Oscillator" (Van Drecht, 1991). Het betreft een eenvoudige schakeling (Fig. 8. 4), waarin gebruik gemaakt wordt van zowel lineaire als niet-lineaire bouwblokken en analoge en digitale signaalbewerkingen: De opamp werkt als lineaire versterker, de comparator als (niet-lineair) schakelement met een analogoogingangssignaal en een binair uitgangssignaal (zie hoofdstuk 9). De inverter werkt als digitale buffer.

De schakeling werkt als volgt: In het geval van een ideale opamp (met nullor-gedrag) is de spanning op de inverterende ingang nihil en de stroom door  $R_o$  dus gelijk aan  $I_{R_o} = U_{out}/R_o$ .

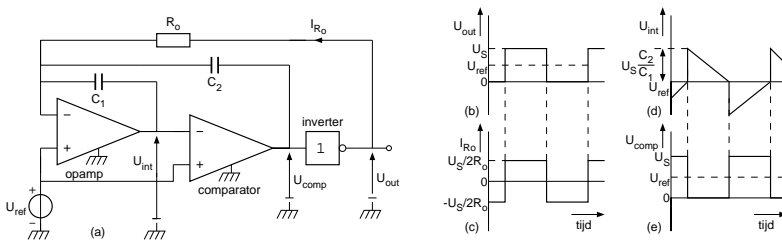


Figure 8.4: (a): De modified Martin oscillator, werkend volgens het ladingssprong principe. (b t/m e): een aantal signaalvormen van spanningen en stromen in de schakeling, voor het geval dat er één enkele voedingsspanning  $U_S$  is en  $U_{ref} = U_S/2$ .

De referentiepotential  $U_{ref}$  wordt bij één enkele voedingsspanning  $U_S$  gelijk gemaakt aan de halve voedingsspanning en bij een dubbele voedingsspanning gelijk aan nul. We gaan uit van één enkele voedingsspanning en veronderstellen dat de uitgangsspanning  $U_{out}$  van de inverter gelijk is aan  $U_S$  of 0 V. In dat geval is

$$I_{R_o} = \pm \frac{U_S}{2R_o}. \quad (8.7)$$

Deze stroom wordt geïntegreerd door de met  $C_1$  teruggekoppelde opamp en veroorzaakt een lineaire spanningsverandering van  $U_{int}$  met de tijd (Fig. 8.4(b)).

Zodra  $U_{int}$  het referentieniveau  $U_{ref}$  van de comparator bereikt, dan schakelt de comparator naar de andere uitgangstoestand. Dit omschakelen veroorzaakt een plotselinge verplaatsing van de lading van de condensator  $C_2$  naar de integratorcapaciteit  $C_1$ . We zouden dit effect in termen van spanningsversterking kunnen beschrijven. Dit zou voor de hand liggen indien we geïnteresseerd zouden zijn in de preciese signaalvorm. Indien we echter uitsluitend geïnteresseerd zijn in de oscillatorperiode (of frequentie), dan blijkt een beschrijving in termen van

ladingsverplaatsing een stuk handiger te zijn. Indien de spanning over  $C_2$  verandert van  $+U_S/2$  naar  $-U_S/2$ , dan verandert de lading in  $C_2$  met een hoeveelheid  $\Delta Q = U_S C_2$ . Deze lading verplaatst zich via knooppunt A (Fig. 8.5)(a) en aangezien de stroom door  $R_o$  niet verandert (we passen het superpositiebeginsel toe!) verplaatst de lading zich volledig naar de condensator  $C_1$ .

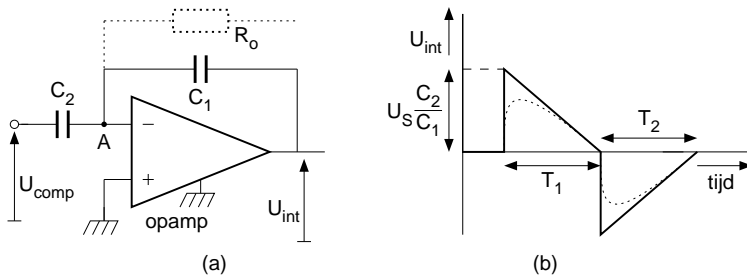


Figure 8.5: (a) Detail van deingangsschakeling van de opamp. (b) De uitgangsspanning  $U_{int}$  in het ideale geval (getrokken) en in geval van een eindige slewrate (gestippeld).

Indien deze ladingsverplaatsing zich abrupt zou voordoen, dan is de stroom op dat moment eindig groot! (Ga dat zelf na.) In praktische situaties zal er een stroombegrenzing en daarmee een soort overgangverschijnsel (transient) optreden. Toch kan men concluderen dat aan het einde van het overgangverschijnsel de volledige lading  $U_S C_2$  verplaatst is van  $C_2$  naar  $C_1$ ; er kan immers geen lading verloren gaan. Een plezierige consequentie hiervan is dat als gevolg van de beperkte slew-rate de opamp weliswaar de signaalvorm van de spanning  $U_{int}$  verandert, maar niet het tijdsinterval  $T_1$  (Fig. 8.5(b)). De overgedragen lading wordt verwijderd door integratie van de stroom  $I_{R_o}$ , waaruit het tijdsinterval  $T_2$  volgt:

$$I_{R_o} T_1 = U_S C_2. \quad (8.8)$$

Substitutie van (8.7) in (8.8), geeft

$$T_1 = R_o C_2. \quad (8.9)$$

Na het opnieuw omschakelen van de comparator speelt het hele proces zich in de omgekeerde volgorde af, zodat  $T_1 = T_2$  en voor de periode van het periodieke signaal geldt dat

$$T_{osc} = T_1 + T_2 = 4R_o C_2. \quad (8.10)$$

Merk op dat de oscillatorperiode niet afhangt van  $C_1$ . De waarde van  $C_1$  heeft wel invloed op de amplitude van  $U_{int}$  (zie Fig. 8.5(b)). De ladingsprongoscillatoren zijn zeer geschikt als capaciteitsgestuurde oscillatoren (CapCo) voor het meten van capacitieve sensorelementen. Figuur 8.6 geeft hiervoor een geschikte configuratie. De microcontroller ( $\mu C$ ) is in staat om de periodeduur te meten en om berekeningen uit te voeren. Door één van de selectielijnen  $S_1$  of  $S_2$  hoog te maken kan de desbetreffende poort het blokvormige oscillatorsignaal doorgeven aan de desbetreffende condensator ( $C_x$  of  $C_{ref}$ ).

De ladingsprong via de geselecteerde condensator wordt opgeteld bij die via  $C_2$  zodat, indien achtereenvolgens  $C_x$  of  $C_{ref}$  of géén van beiden zijn geselecteerd, voor de oscillatorperioden geldt dat, respectievelijk:

$$\begin{aligned} T_x &= 4R_o(C_2 + C_x), \\ T_{ref} &= 4R_o(C_2 + C_{ref}), \end{aligned} \quad (8.11)$$

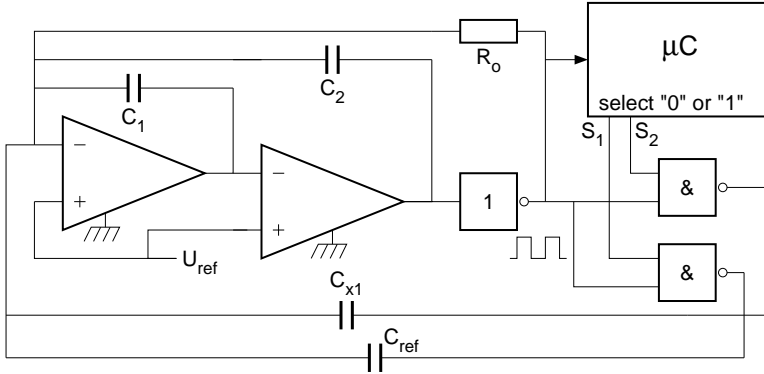


Figure 8.6: Een meetsysteem voor capacitieve sensorelementen, bestaande uit een capaciteitsgestuurde oscillator (CapCo), een microcontroller en een multiplexer (Toth en Meijer, 1992).

$$T_{off} = 4R_o C_2.$$

De microcontroller meet deze perioden en voert de volgende berekening uit:

$$M = \frac{T_x - T_{off}}{T_{ref} - T_{off}} = \frac{C_x}{C_{ref}}. \quad (8.12)$$

Alle additieve en multiplicatieve parameters van de CapCo zijn in (8.12) geëlimineerd: De meting is daardoor in hoge mate immuun voor allerlei niet-idealiteiten van het meetsysteem.

De in sectie 8.2 behandelde relaxatieoscillatoren worden vooral toegepast vanwege hun eenvoud, de lineaire modulatiekarakteristiek, het gemak waarmee ze in IC's geïmplementeerd kunnen worden. De harmonische oscillatoren zijn iets ingewikkelder maar bieden het voordeel van een betere frequentiestabiliteit en een geringere storingsgevoeligheid. Deze oscillatoren zullen we in de volgende paragraaf bespreken.

### 8.3 Harmonische oscillatoren

In harmonische oscillatoren zijn twee of meer energiereservoirs aanwezig. Er zijn geen schakelementen nodig, hetgeen de spectrale zuiverheid en de stabiliteit ten goede komt. De twee energiereservoirs kunnen op twee manieren in het circuit opgenomen zijn:

- Van elkaar gescheiden. De hoeveelheid opgeslagen energie in de afzonderlijke reservoirs staat volledig onder contrôle van een actieve elektronische schakeling. Bij dit soort schakelingen kan men de frequentie en de amplitude van de opgewekte golfvormen gemakkelijk regelen. De stabiliteit van de opgewekte trillingen is echter minder goed (zie 8.1). De eigenschappen van zo'n schakeling zijn enigszins vergelijkbaar met die van de relaxatieoscillatoren.
- Met elkaar gekoppeld, zodat rechtstreeks energiewisseling plaatsvindt, zonder tussenkomst van andere elektronische componenten. Energiereservoirs zijn ruisarme componenten, dit in tegenstelling tot actieve elektronische componenten. Daarom komt zo'n rechtstreekse koppeling de stabiliteit ten goede.

Als voorbeeld van de eerstgenoemde categorie zullen we de twee-integratoroscillator behandelen. Vervolgens zullen we onze aandacht geheel wijden aan de tweede (de belangrijkste) categorie.

### 8.3.1 De twee-integratoroscillator

Het blokschema van een twee-integratoroscillator is gegeven in Fig. 8.7.

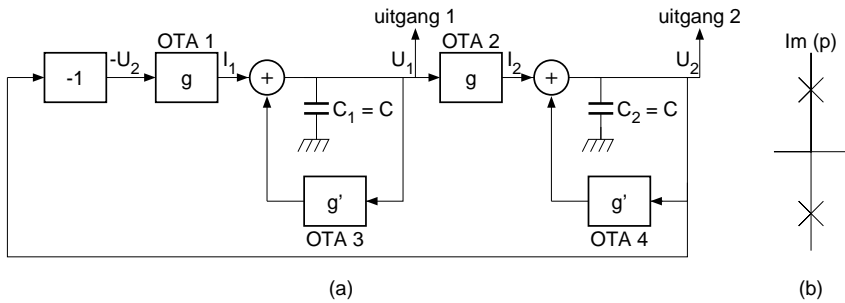


Figure 8.7: Een twee-integratoroscillator (a) blokschema, (b) de wortels van de karakteristieke vergelijking.

De energiereservoirs bestaan uit condensatoren. De werking van de schakeling is als volgt. De OTA's (Operational Transconductance Amplifiers) zetten de ingangsspanning om in een uitgangsstroom met overdrachtsfactoren  $g$  en  $g'$ . Voor een eerste benadering stellen we dat  $g' = 0$ . In dat geval lezen we uit fig. 8.7 af dat geldt, dat

$$I_1 = -gU_2, \quad (8.13)$$

$$U_1 = \frac{1}{sC} I_1, \quad (8.14)$$

waarin  $s$  de complexe bronfrequentie is,

$$I_2 = gU_1, \quad (8.15)$$

$$U_2 = \frac{1}{sC} I_2. \quad (8.16)$$

Door substitutie van (8.13) - (8.15) in (8.16) vinden we dat

$$U_2 = -\left(\frac{g}{sC}\right)^2 U_2. \quad (8.17)$$

Om een spanning  $U_2 \neq 0$  te verkrijgen, moet gelden dat

$$1 + \left(\frac{g}{sC}\right)^2 = 0. \quad (8.18)$$

Deze karakteristieke vergelijking heeft als wortels:

$$p_{1,2} = \pm j \frac{g}{C}. \quad (8.19)$$

De bijbehorende (vrije) trilling is gelijk aan

$$U_2(t) = A \sin\left(\frac{g}{C}t + \psi\right). \quad (8.20)$$

De integratoren veroorzaken een fasedraaiing van elk  $90^\circ$ , waardoor de signalen  $U_1$  en  $U_2$  een stelsel kwadratuursignalen vormen. In (8.20) stellen  $A$  en  $\psi$  de nog nader te bepalen integratieconstanten voor.

Om de amplitude  $A$  van de signalen vast te kunnen leggen zijn de OTA's 3 en 4 aangebracht. Indien  $g' > 0$  dan groeien de signalen in sterkte aan terwijl voor  $g' < 0$  de amplitude afneemt. Om de amplitude te kunnen regelen moet een



regelcircuit aangebracht worden welke niet in fig. 8.7 is aangegeven. De werking van zo'n regelcircuit is als volgt:

De amplitude wordt gemeten met een amplitudedetector en vergeleken met een instelbare referentiewaarde. Het resultaat van deze vergelijking wordt versterkt en gebruikt om de transconductantie  $g'$  van de OTA's 3 en 4 te regelen. Indien de amplitude overeenkomt met de referentiewaarde dan is  $g' = 0$ .

Voor het geval dat  $g' \neq 0$ , luidt de karakteristieke vergelijking:

$$1 + \frac{g^2}{(sC - g')^2} = 0 \quad (\text{ga dat zelf na}), \quad (8.21)$$

ofwel

$$s^2 - \frac{2g'}{C}s + \frac{(g')^2 + g^2}{C^2} = 0. \quad (8.22)$$

De wortels van deze vergelijking zijn de eigenfrequenties van het systeem. Deze zijn gelijk aan:

$$p_{1,2} = \frac{g'}{C} \pm j\frac{g}{C}. \quad (8.23)$$

Voor de spanning  $U_2(t)$  vinden we dan dat

$$U_2(t) = K \exp\left(\frac{g't}{C}\right) \sin\left(\frac{g}{C}t + \psi\right). \quad (8.24)$$

Bij wijziging van  $g'$  verschuiven de wortels van de karakteristieke vergelijking evenwijdig aan de reële as (Fig. 8.7(b)) en bij wijziging van  $g$  verschuiven ze evenwijdig aan de imaginaire as. Kennelijk zijn we in staat om de demping en de frequentie onafhankelijk van elkaar te regelen. Dit is een belangrijke eigenschap van deze unieke oscillator. Dankzij deze eigenschap is het mogelijk om de frequentie sprongsgewijs te veranderen zonder dat daarbij amplitudevariëaties optreden, en omgekeerd. Daardoor is deze oscillator vrij van de zogenaamde "bouncing effects" (overgangsverschijnselen).

Het ontwerpen van een goede amplituderegeling voor oscillatoren vraagt veel zorg en kundigheid van de ontwerper. Dit is met name het geval indien men het niet-stationaire gedrag, d.w.z. het gedrag bij veranderende amplitude en frequentie, goed onder controle wil houden. Een verdere behandeling van dit onderwerp valt echter buiten het bestek van deze cursus.

Uit het voorgaande mogen we de volgende conclusies trekken:

- De twee uitgangssignalen zijn sinusvormig en vormen kwadratuursignalen d.w.z. dat de onderlinge faseverschuiving precies  $90^\circ$  is.
- De hoekfrequentie is gelijk aan  $g/C$ .
- Doordat de transconductanties  $g$  en  $g'$  van de OTA's eenvoudig (en lineair) over een groot bereik regelbaar zijn, zijn ook de frequentie en de amplitude goed en eenvoudig regelbaar.
- Omdat de demping en de frequentie onafhankelijk van elkaar regelbaar zijn treden er bij amplitude- en frequentieveranderingen geen overgangsverschijnselen (bouncing effects) op.

Hoewel de twee-integratoroscillator momenteel nog weinig wordt toegepast, mag men voor de toekomst een toenemende belangstelling voor dit type oscillator verwachten vanwege de aantrekkelijke regelmogelijkheden van de amplitude en de frequentie en

vanwege de integratievriendelijkheid (Doorenbosch, 1982). Voor het opwekken van stationaire signalen is deze oscillator minder geschikt vanwege de ruis en andere niet-idealiteiten die door de actieve componenten wordt veroorzaakt. Verder is ook het energieverbruik nogal groot omdat de energie uit de condensatoren niet geconserveerd wordt maar iedere periode weer opnieuw door de voeding wordt geleverd.

Voor het opwekken van stationaire signalen verdient het de voorkeur om de energiereservoirs samen te voegen tot een zogenaamde *resonator* ofwel *trillingskring* waarbij energieuitwisseling mogelijk is zonder tussenkomst van andere elektronische componenten.

### 8.3.2 Resonatoroscillatoren

#### 8.3.2.1. Inleiding

In een resonator (ook wel trillingskring genoemd) zijn de energiereservoirs rechtstreeks met elkaar gekoppeld. Voorbeelden van trillingskringen zijn slingers, stuiterende ballen, trillende snaren en kwarts kristallen. Bij een slinger wordt potentiële energie omgezet in kinetische energie en vice versa. Bij een stuiterende bal zijn er drie opslagvormen voor energie, namelijk als potentiële energie, kinetische energie en elastische vervormingsenergie. In elektronische schakelingen kan energieopslag plaatsvinden met behulp van elektrische en magnetische velden in respectievelijk condensatoren en spoelen. De energieuitwisseling in trillingskringen gaat gepaard met verliezen. Hoe hoger de verliezen zijn, hoe slechter de kwaliteit van de trillingskring is. De kwaliteitsfactor  $Q$  van een trillingskring is gedefinieerd als

$$Q = 2\pi \frac{\text{opgeslagen energie}}{\text{verliezen per periode}}, \quad (8.25)$$

onder voorwaarde dat  $Q \gg 1$ .

**VOORBEELD 8.1:** Van een stuiterende bal die per stuitering (periode) 10% in hoogte verliest bedraagt de kwaliteit  $2\pi \times 10$ . Een ei, al dan niet gekookt, zal een lagere kringkwaliteit hebben.

In een oscillator wekt men periodieke signalen op, door de optredende energieverliezen te compenseren. Men zorgt hierbij voor enige overcompensatie zodat het trillende signaal in grootte toeneemt. Dit gaat natuurlijk niet onbepaald door. Bij grote signaalamplitude zullen de bewust of onbewust aangebrachte niet-lineariteiten in het systeem voor een begrenzing van het signaal zorgdragen (bijv. de stuitnokken bij een slinger). Er zal zich dan een evenwichtstoestand instellen waarbij de extra toegevoerde energie precies de verliezen compenseert.

#### 8.3.2.2. Resonatoren voor tweede-orde oscillatoren

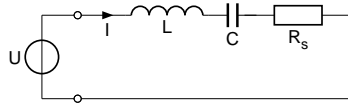
De resonatoren welke in harmonische oscillatoren worden gebruikt hebben een overdrachtsfunctie  $H$  welke in de buurt van de resonantiefrequentie  $\omega_n$  te schrijven is als

$$H(s) = \frac{H_n}{1 + Q\left(\frac{s}{\omega_n} + \frac{\omega_n}{s}\right)}. \quad (8.26)$$

Merk op dat:  $H_n = H(j\omega_n)$ .

**VOORBEELD 8.2:** Voor de resonator kan bijvoorbeeld een seriekring gekozen worden (Fig. 2.8).

In dit geval wordt de  $U \rightarrow I$  overdracht gebruikt. Er geldt dat

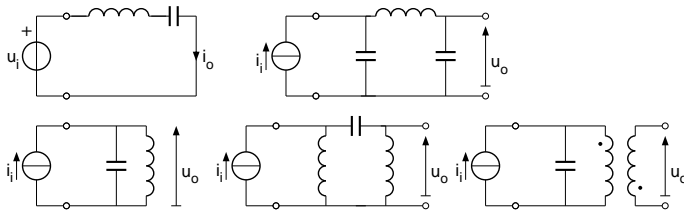
Figure 8.8: *Serieresonator.*

$$H(s) = \frac{I}{U} = \frac{1}{R_s + sL + \frac{1}{sC}} = \frac{\frac{1}{R_s}}{1 + Q\left(\frac{s}{\omega_n} + \frac{\omega_n}{s}\right)}. \quad (8.27)$$

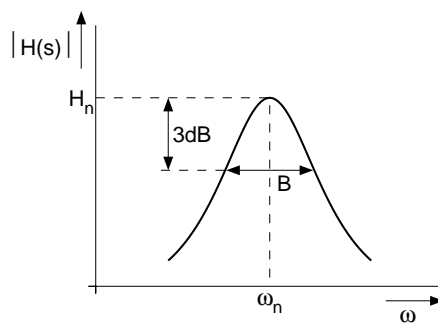
waarbij

$$Q = \frac{\omega_n L}{R_s} = \frac{1}{\omega_n C R_s} \quad \text{en} \quad \omega_n = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (8.28)$$

Afhankelijk van de uitvoering van de resonator kan men een aantal typen oscillator-uitvoeringen onderscheiden. Figuur 8.9 toont een aantal gangbare resonatoren voor oscillatoren. Voor de aangegeven in- en uitgangssignalen hebben deze netwerken de gewenste overdracht. In de buurt van de resonantiefrequentie is deze overdracht gelijk aan of bijna gelijk aan (8.26).

Figure 8.9: *Diverse resonatoren voor oscillatoren.*

In Figuur 8.10 is de modulus van deze overdracht geschetst als functie van de frequentie.

Figure 8.10:  $H(p)$  als functie van de hoekfrequentie.

Het maximum  $H_n$  ligt bij  $\omega = \omega_n$ . De bandbreedte  $B$  is gelijk aan  $\omega_n/Q$ . Het is voor de vorm van de overdracht karakteristiek van belang welke signalen men als in- en uitgangssignaal kiest. Zou men bijvoorbeeld bij de serieresonator van Fig. 8.8 de stroom als ingangssignaal kiezen en de spanning als uitgangssignaal dan zou de overdrachtsfunctie een dal in plaats van een top vertonen, hetgeen voor oscillatoren onbruikbaar is.

De parameter  $Q$  is een belangrijke resonatorparameter welke voor  $Q \gg 1$  gelijk is aan de kwaliteitsparameter zoals deze in (8.25) is gedefinieerd. Meer inzicht in de betekenissen van  $Q$  verkrijgen we door de karakteristieke vergelijking van de

resonator te bekijken. Deze karakteristieke vergelijking vinden we door de noemer van  $H(s)$  gelijk aan nul te stellen. Voor de resonator van vergelijking (8.26) levert dit de volgende karakteristieke vergelijking op:

$$1 + Q\left(\frac{p}{\omega_n} + \frac{\omega_n}{p}\right) = 0,$$

ofwel

$$p^2 + \frac{\omega_n}{Q}p + \omega_n^2 = 0. \tag{8.29}$$

De oplossingen  $p_{1,2} = -\alpha \pm j\beta$  zijn de complexe eigenfrequenties van de resonator, waarbij

$$\alpha = \frac{-\omega_n}{2Q} \quad \text{en} \quad \beta = \sqrt{\omega_n^2 - \alpha^2}. \tag{8.30}$$

In het complexe  $p$ -vlak liggen de wortels van deze vergelijking op een cirkel met straal  $\omega_n$  (Fig. 2.11). Verder volgt uit (8.30) dat  $Q = 1/(2\cos\varphi)$ . Een hoge waarde van de kwaliteitsfactor  $Q$  is gunstig voor de spectrale zuiverheid van de vrije trillingen van de resonator en van die van de oscillator die we ermee gaan maken.

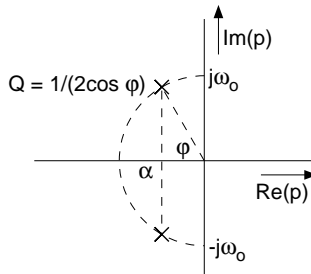


Figure 8.11: De wortels  $p_1$  en  $p_2$  vgl. (7.23) afgebeeld in het complexe  $p$ -vlak.

Indien we de energieverliezen die bij het vrije trillen van de resonator ontstaan voortdurend aanvullen dan hebben we een oscillatorcircuit gemaakt. Figuur 8.12 toont het blokschema van een mogelijke uitvoering van zo'n harmonische oscillator.

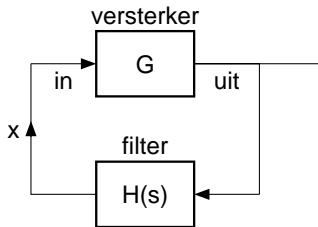


Figure 8.12: Model van een oscillator met een resonator en een versterker.

De versterker heeft een frequentieonafhankelijke overdracht  $G$  en de resonator heeft een overdracht  $H(s)$ . De karakteristieke vergelijking van dit teruggekoppelde systeem luidt:

$$1 - GH(s) = 0. \tag{8.31}$$

Substitutie van (8.26) in (8.31) levert op

$$-GH_n\omega_n s + \omega_n s + Qs^2 + Q\omega_n^2 = 0, \tag{8.32}$$

ofwel

$$s^2 + \frac{1 - GH_n}{Q} \omega_n s + \omega_n^2 = 0. \quad (8.33)$$

Indien de wortels ( $p_{1,2} = \alpha \pm j\omega$ ) van deze vergelijking toegevoegd complex zijn dan geldt voor het signaal  $x$ , dat

$$x = K \exp(\alpha t) \cos(\omega_o t - \psi), \quad (8.34)$$

waarin (zie ook: Neerhoff (1992), hoofdstuk 8)

$$\alpha = -\frac{\omega_n}{2Q}(1 - GH_n) \quad \text{en} \quad \omega_o = \sqrt{\omega_n^2 - \alpha^2}. \quad (8.35)$$

De grootte van  $K$  hangt af van de beginvoorwaarden welke bepaald worden door de hoeveelheid energie die in de reactieve elementen aanwezig is op het tijdstip  $t = 0$ . Indien  $G = 1/H_n$  dan is  $\alpha = 0$  en zal er een ongedempte sinusvormige trilling ontstaan.

Voor  $\alpha > 0$  zal de trilling zoals aangegeven in (8.34) een aangroeiende amplitude vertonen. Voor  $\alpha < 0$  zal de trilling juist "uitsterven". Voor het opwekken van periodieke sinusvormige signalen moet de dempingsterm  $\alpha$  gelijk aan nul zijn. Dit is het geval als  $GH_n = 1$ . De wortels van de karakteristieke vergelijking zijn dan zuiver imaginair en bedragen  $p_{1,2} = \pm j\omega_o$  waarin  $\omega_o$  de oscillatorfrequentie is. We kunnen nu stellen dat de schakeling van Fig. 8.12 oscilleert bij een frequentie  $\omega_o$  als geldt dat

$$|GH(s)|_{s=j\omega_o} = 1, \quad (8.36)$$

en

$$\arg(GH(s))_{s=j\omega_o} = 0 + k \cdot 360^\circ (k = 0, 1, \dots).$$

Deze voorwaarden worden de Barkhausen criteria genoemd.

In praktische oscillatoren is de dempingsterm  $\alpha$  afhankelijk van circuitparameters die o.a. van de temperatuur, de voedingsspanning en verouderingseffecten afhangen. Men zal daarom maatregelen moeten nemen om de conditie  $\alpha = 0$  te handhaven.

Men kan nu hiertoe de amplitude detecteren, het resultaat ervan aftrekken van een referentiesignaal en met het verschilsignaal de versterkingsfactor  $G$  zodanig bijregelen dat de amplitude de gewenste waarde verkrijgt. Een andere manier om de amplitude te stabiliseren is om de versterkingsfactor niet-lineair te maken, zodat bij te grote momentele waarde van het signaal de versterkingsfactor aanzienlijk gereduceerd wordt en het signaal niet veel verder kan toenemen.

Het signaal in het circuitdeel vlak na het niet-lineaire element zal niet meer sinusvormig zijn. Na de resonator zal de sinusvorm, als gevolg van de selectiviteit, weer grotendeels hersteld zijn.

De trillingskring in de oscillator van Fig. 8.12 bepaalt de oscillatorfrequentie, terwijl de versterker de energieverliezen in het filter en de daarbij behorende belastingsimpedanties compenseert. Bij het ontwerpen van oscillatorcircuits kan men het beste uitgaan van de overdrachtskarakteristieken van de resonator. De overdracht van de versterker past men daarop aan. Dit aanpassen heeft belangrijke consequenties voor het **type** versterker dat nodig is:

**Voorbeeld 8.3:** Indien het filter een resonerende  $U \rightarrow I$  overdracht heeft dan dient de versterker een  $I \rightarrow U$  omzetter te zijn, zodat de lusversterking dimensieloos is. Wij zullen deze ontwerpmethodiek nu nader toelichten aan de hand van praktische voorbeelden.

## 8.3.2.3. Een voorbeeld van een resonator oscillator: Colpitt oscillatoren

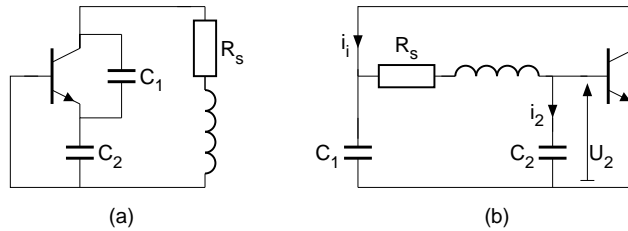


Figure 8.13: Een Colpitt oscillator

Het signaalschema van een Colpitt oscillator is weergegeven in Fig. 2.13. Om de structuur van het blokschema van Fig. 2.12 wat duidelijker weer te geven is de oscillator (b) wat anders getekend. De weerstand  $R_s$  representeert de verliezen in de spoel (zie par. 1.9.3). De niet-idealiteiten van de condensatoren zijn vaak verwaarloosbaar klein. De overdracht van de resonator vinden we als volgt:

$$\frac{I_2}{I_i} = \frac{\frac{1}{j\omega C_1}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} + j\omega L + R_s}, \quad (8.37)$$

zodat

$$\frac{U_2}{I_i} = \frac{\frac{1}{j\omega C_1} \frac{1}{j\omega C_2}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} + j\omega L + R_s} = \frac{-\frac{1}{\omega^2 C_1 C_2}}{j(\omega L - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{1}{\omega C_2}) + R_s} \quad (8.38)$$

en de lusversterking  $GH = g_m U_2 / I_i$ .

Voor de oscillatiefrequentie  $f = f_o$  moet deze overdracht reëel zijn teneinde aan het Barkhausen criterium  $\arg(GH(j\omega_o)) = 0$  te voldoen. Dit kan alleen indien de noemer van (8.38) reëel is, ofwel

$$\omega_o L - \frac{1}{\omega_o C_1} - \frac{1}{\omega_o C_2} = 0. \quad (8.39)$$

Hieruit volgt dat

$$\omega_o = \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2 L}}. \quad (8.40)$$

Verder volgt uit (8.38) voor  $\omega = \omega_o$ , dat

$$\frac{U_2}{I_i} = \frac{-1}{\omega_o^2 C_1 C_2 R_s}. \quad (8.41)$$

De transconductantie  $g_m$  van de transistor dient zo hoog te zijn, dat ook aan het eerste Barkhausen criterium  $|GH(j\omega_o)| = 1$  wordt voldaan. Dit is het geval als

$$\frac{g_m}{\omega_o^2 C_1 C_2 R_s} = 1. \quad (8.42)$$

In de praktijk kiest men de lusversterking  $|GH(j\omega_o)|$  altijd groter dan 1 om versterkingsfluctuaties op te kunnen vangen. Het signaal zal dan aangroeien tot een waarde die begrensd wordt door de voedingsspanning of door bewust aangebrachte niet-lineariteiten in de schakeling.

## 8.3.2.4. Kristaloscillatoren

Het meest gebruikte type resonator in oscillatoren is momenteel het kwartskristal.

Het kwartskristal is geen elektrische maar een mechanische resonator. Dankzij het piëzo-elektrische effect veroorzaken de mechanische trillingen in het kristal een elektrisch signaal en kunnen mechanische trillingen opgewekt worden door elektrische bekrachtiging.

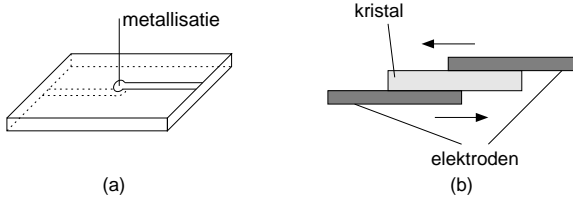


Figure 8.14: (a): Een kwartskristal, (b): de mechanische bewegingsrichting in een kristal met AT-snedes ten gevolge van een aangelegde spanning.

Het kwartskristal zoals dat in oscillatoren wordt gebruikt bestaat uit een dun plaatje kwarts waarvan de onder- en bovenzijde (Fig. 8.14(a)) voorzien zijn van een metallisatie. Indien een elektrische spanning aan de elektroden wordt toegevoerd dan zal het kristal elastisch vervormen. Bij een kristal dat volgens de zgn. AT-snedes is gezaagd zal hierbij het ondervlak t.o.v. het bovenzvlak verschuiven (Fig. 8.14(b)). Gemeten aan de uitwendige klemmen (elektroden) gedraagt het kristal zich als een seriekring met een zeer hoge kwaliteitsfactor  $Q$ , een zeer grote waarde van de zelfinductie  $L_x$  en een zeer kleine waarde van de capaciteit  $C_x$  (Fig. 8.15).

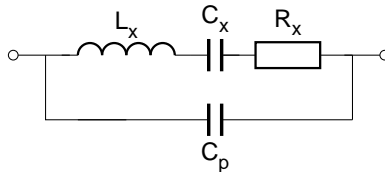


Figure 8.15: Vervangingsschema van een kwartskristal, zoals het gemeten wordt aan de uitwendige klemmen.

De metallisatie van het oppervlak veroorzaakt een parasitaire capaciteit  $C_p$ . Tabel 8.1 geeft enige praktische waarden van de parameters voor diverse typen kristallen.

**Tabel 8.1** Gemeten parameterwaarden voor diverse kwartskristallen

$f_o$	$L_x$	$C_x$	$R_s$	$C_p$
100 kHz	52 H	0,049 pF	400 $\Omega$	8 pF
1 MHz	4,2 H	0,007 pF	24 $\Omega$	3,4 pF
10 MHz	0,01 H	0,027 pF	5 $\Omega$	8,5 pF

Kristallen worden vaak in een omhulling met edelgas geplaatst omdat de kwaliteitsfactor dan hoger (ca.  $3\times$ ) is dan in open lucht. Typische waarden voor de kwaliteitsfactor liggen in het bereik van ca.  $2 \times 10^4$  tot  $2 \times 10^5$ . De resonantiefrequentie  $f_o$  van het kristal hangt af van de dikte van het plaatje. Voor hoge resonantiefrequenties ( $f > 20\text{ MHz}$ ) maakt men gebruik van de mechanische boventonen van het kristal; dat wil zeggen dat het kristal mechanisch resonanceert met een frequentie die een geheel aantal malen de grondharmonische is. In het frequentiegebied van 20-70 MHz gebruikt men de 3<sup>e</sup> boventoon en van 70-125 MHz de 5<sup>e</sup> boventoon. Het maximaal toelaatbare vermogen (ca. 1-10 mW) wordt begrensd door de toelaatbare dissipatie en de niet lineariteiten bij grote amplituden. De hiermee corresponderende maximale spanningen bedragen ca.

0,2 V - 4 V.

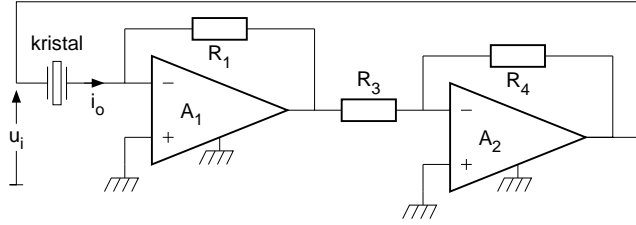


Figure 8.16: Een oscillator met het kristal als resonerende admittantie.

Men kan het kristal als resonerende admittantie gebruiken in een oscillator zoals aangegeven in Fig. 8.16. De overdracht  $i_o/u_i$  van de resonator vertoont een maximum bij de resonantiefrequentie  $f_s$  en bedraagt dan  $1/R_s$ . Om een voldoende grote lusversterking ( $> 1$ ) te verkrijgen moet voor de transimpedantieverstker  $A_1$  gelden dat  $R_1/R_s > R_3/R_4$ . De inverterende versterker  $A_2$  zorgt ervoor dat de fasedraaiing gelijk is aan  $360^\circ$ .

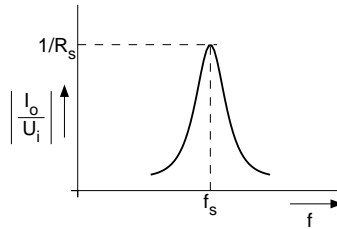


Figure 8.17: De modulus van de overdracht  $i_o/u_i$  als functie van de frequentie.

**8.3.2.5. Enige voorbeelden van kristaloscillatoren**

Bekende typen oscillatoren zijn de zogenaamde Pierce, Colpitt en Clapp oscillatoren. Deze oscillatoren verschillen slechts in de manier van gelijkstroominstelling. Het signaalschema is dat van Fig. 2.18(a). Figuur 2.18(b) toont het zelfde type oscillator uitgevoerd met een kristal. Dit kristal neemt de plaats van de spoel in.

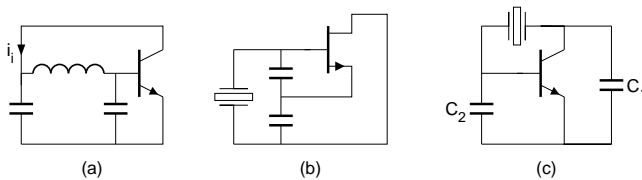


Figure 8.18: (a) Signaalschema van de Pierce, Colpitt en Clapp oscillator, (b) de Pierce, Colpitt en Clapp oscillator uitgevoerd met een kristal en anders getekend, (c) dezelfde configuratie uitgevoerd met een BJT en anders getekend.

Voor nadere beschouwingen verwaarlozen we in eerste instantie de invloed van de parallelcapaciteit  $C_p$  van het kristal. Deze verwaarlozing is toelaatbaar als geldt dat

$$C_p \ll \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \tag{8.43}$$

De oscillatorfrequentie  $f_o$  zal iets hoger zijn dan de serieresonantiefrequentie  $f_s$  van het kristal omdat dan de kristalimpedantie  $jX_x + R_s$  inductief is.

Onder genoemde aannamen is de situatie gelijk aan die van Fig. 8.18(a), indien  $jX = j\omega L$  wordt gesteld. De berekeningen hiervoor zijn reeds uitgevoerd



in par.8.3.2.3 "Een voorbeeld van een resonator-oscillator." In dit geval levert het criterium  $\arg(GH(j\omega_o)) = 0$  de voorwaarde op dat:

$$j\omega_o L_x + \frac{1}{j\omega_o C_x} + \frac{1}{j\omega_o C_1} + \frac{1}{j\omega_o C_2} = 0. \quad (8.44)$$

Daar  $C_x \ll C_1$  en  $C_x \ll C_2$  geldt:

$$\omega_o \simeq \frac{1}{\sqrt{L_x C_x}} = 2\pi f_s. \quad (8.45)$$

Uit het andere criterium volgt de benodigde transconductantie  $g_m$  van de actieve component waarvoor we reeds vonden:

$$\frac{g_m}{\omega_n^2 R_s C_1 C_2} > 1. \quad (8.46)$$

De oscillatorfrequentie  $f_n$  zal praktisch gelijk zijn aan de resonantiefrequentie  $f_s$  van het kristal. Dit komt doordat men  $C_1$  en  $C_2$  groter zal kiezen dan de parasitaire capaciteiten in de schakeling. De serieschakeling van de kleine kristalcapaciteit  $C_x$  met  $C_1$  en  $C_2$  is dan vrijwel gelijk aan  $C_x$ .

De toegepaste verwaarlozing van de parallelcapaciteit  $C_p$  is soms ontoelaatbaar, omdat niet aan (8.43) wordt voldaan. Bovendien veroorzaakt deze capaciteit, hoewel hij een zuiver imaginaire impedantie heeft, toch een vergroting van het reële deel van de kristalimpedantie. Het lijkt alsof  $R_s$  groter is. Computersimulaties geven snel inzicht in de daardoor benodigde extra versterking.

Een ander voorbeeld van een kristaloscillator is het circuit van Fig. 8.19, waarin het kristal als seriekring (resonerende admittantie) is gebruikt.

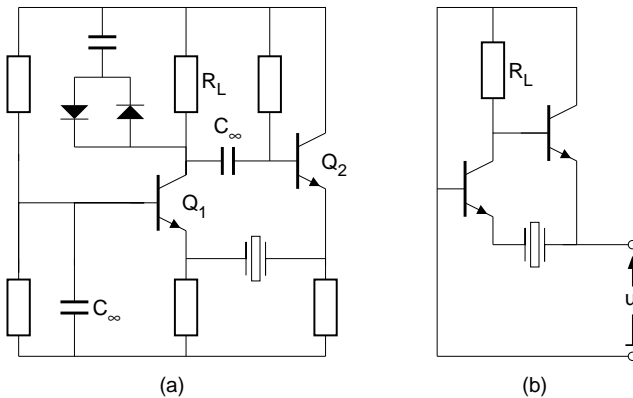


Figure 8.19: Een kristaloscillator waarin het kristal als seriekring is gebruikt: (a) schema, (b) vereenvoudigd schema.

In het geval dat  $g_{m1}^{-1} \ll R_s$  en  $g_{m2}^{-1} \ll R_s$  is de analyse van de schakeling eenvoudig. De spanning  $u_1$  wekt dan bij de frequentie  $f = f_s$  een stroom  $u_1/R_s$  in het kristal op. Deze stroom loopt ook door  $R_L$  en zal over deze weerstand een spanning  $R_L u_1/R_s$  veroorzaken welke spanning aan de emitter van  $Q_2$  wordt doorgegeven. De lusversterking is dan  $R_L/R_s$ . Bereken zelf de correctiefactor als niet voldaan is aan  $g_{m1}^{-1} \ll R_s$  en  $g_{m2}^{-1} \ll R_s$ .

### 8.3.3 RC oscillatoren

Bij harmonische RC oscillatoren wordt het gedrag van de vrije trillingen bepaald door minimaal twee weerstanden en twee capaciteiten, die zijn opgenomen in een filternetwerk.

De energie die is opgeslagen in de condensatoren gaat iedere periode weer verloren. De gevolgen hiervan zijn dat de kwaliteitsfactor  $Q$  van het filter zeer laag is en dat de ruiseigenschappen, vanwege de geringe frequentieselectiviteit slecht zijn. Bovendien zijn de frequentiebepalende componenten (weerstand en condensatoren) onderhevig aan grote toleranties. De RC oscillatoren komen in eigenschappen meer overeen met de 2-integratoroscillatoren dan met de resonatoroscillator. Ze missen evenwel een aantal aantrekkelijke eigenschappen die de 2-integratoroscillator wel heeft. Toch worden RC oscillatoren nog veel toegepast. Dit is met name het geval in niet-kritische toepassingen, waarbij men in vergelijking met relaxatieoscillatoren, een betere filtering van stoorsignalen en hogere harmonische wenst en waarbij men een 2-integratoroscillator te ingewikkeld vindt.

Het blokschema van een RC oscillator (Fig. 8.20(a)) is gelijk aan dat van de resonatoroscillator. Voor het filter kan men kiezen uit velerlei varianten. Figuur 8.20(b) en (c) geeft hiervan een tweetal mogelijkheden.

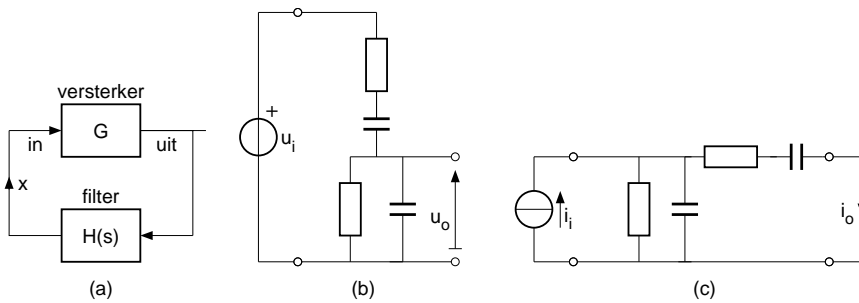


Figure 8.20: *RC oscillator (a) blokschema, (b) en (c) enige mogelijke uitvoeringen van het filter.*

Net als bij de resonatoroscillatoren moet een zodanig type versterker gekozen worden dat geprofiteerd wordt van de "gepiekte" filterkarakteristiek. De overdrachtskarakteristiek  $H(s)$  van de RC filters heeft in de buurt van de resonantie ongeveer dezelfde klokvorm als de overdrachtskarakteristiek van resonatoren. De bandbreedte  $B$  is echter groot en de kwaliteitsfactor en frequentieselectiviteit dus gering.

### Een voorbeeld van een RC oscillator: De Wienbrug oscillator

Figuur 8.21 toont als voorbeeld van een populaire RC oscillator de zogenaamde Wienbrug oscillator. Het filter komt overeen met dat van Fig 8.20(b).

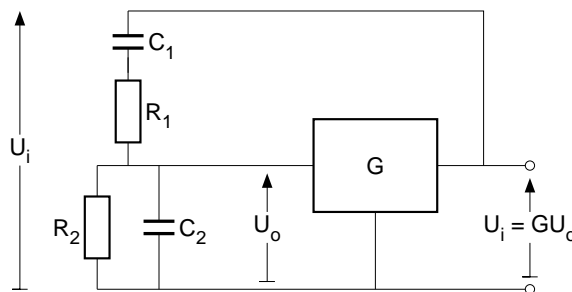


Figure 8.21: *Signaalschema van een Wienbrug oscillator.*

Voor de filteroverdracht  $U_o/U_i$  geldt dat:

$$\frac{U_o}{U_i} = \frac{\frac{R_2}{1+sR_2C_2}}{\frac{R_2}{1+sR_2C_2} + R_1 + \frac{1}{sC_1}} = \frac{sC_1R_2}{s^2C_1C_2R_1R_2 + s(C_1R_2 + R_1C_1 + R_2C_2) + 1}. \quad (8.47)$$

De karakteristieke vergelijking van het teruggekoppelde systeem van Fig. 2.21 luidt:

$$1 - G \frac{U_o}{U_i} = 0,$$

zodat

$$s^2C_1C_2R_1R_2 + s(C_1R_2 + R_1C_1 + R_2C_2) + 1 = GsC_1R_2, \quad (8.48)$$

waarin  $s = p_1, p_2$  (de complexe eigenfrequenties van het systeem).

Voor een oscillator moet de dempingsterm gelijk aan nul zijn, hetgeen het geval is als de eerste-orde term in (8.48) = 0, dus als

$$(C_1R_2 + R_1C_2 + R_2C_2) = GC_1R_2, \quad (8.49)$$

ofwel

$$G = \frac{C_1R_2 + R_1C_1 + R_2C_2}{C_1R_2}. \quad (8.50)$$

De versterkingsfactor  $G$  moet dus minimaal de door (8.50) gegeven waarde hebben. Indien  $C_1 = C_2$  en  $R_1 = R_2$  volgt hieruit dat  $G = 3$  moet zijn. Indien de dempingsterm = 0, gaat (8.48) over in

$$s^2C_1C_2R_1R_2 + 1 = 0. \quad (8.51)$$

Stellen we de (zuiver imaginaire) wortels van deze vergelijking gelijk aan  $p_{1,2} = \pm j\omega_o$  dan volgt hieruit voor de oscillatorfrequentie  $\omega_o$  dat

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{C_1C_2R_1R_2}}. \quad (8.52)$$

Voor  $R_1 = R_2 = R$  en  $C_1 = C_2 = C$  is  $\omega_o = 1/(RC)$ .

Indien de versterkingsfactor groter is dan drie, dan zal de amplitude aangroeien totdat deze begrensd wordt door bijvoorbeeld de voedingsspanning. Indien men dit niet wenst dan kan men een AVC (Automatic Volume Control) schakeling aanbrengen. Figuur 2.22 geeft hiervan een voorbeeld.

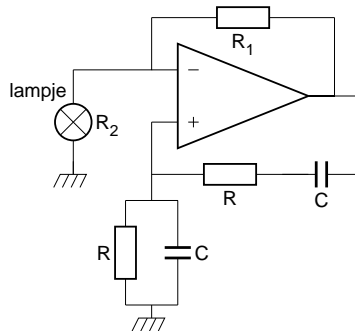


Figure 8.22: Een Wienbrug oscillator met AVC.

Het lampje heeft een weerstand die afhangt van de gloeidraad temperatuur en daarmee van de stroom. Men kiest nu  $R_1$  zo groot dat bij kleine signaalamplitude

geldt dat  $A > 3$ . Bij toenemend signaal neemt  $R_2$  toe waardoor de versterkingsfactor  $(R_1 + R_2)/R_2$  afneemt, totdat deze precies 3 is. Is bijv.  $R_1 = 800\Omega$  dan zal in de stationaire toestand  $R_2 = 400\Omega$  zijn.

Nadelen van deze vorm van AVC zijn dat er veel dissipatie optreedt, dat de karakteristiek van het lampje nauwkeurig bekend en stabiel moet zijn en dat de tijdconstante in de AVC-lus problemen kan geven indien de oscillatorfrequentie over een groot bereik regelbaar moet zijn. De Wienbrug oscillator wordt veel gebruikt omdat er geen (volumineuze, dure) zelfinducties nodig zijn. Een nadeel van dit type oscillator is dat de kringkwaliteit van het filter zeer laag is. Voor  $R_1 = R_2$  en  $C_1 = C_2$  geldt dat  $Q = 1/3$ . Dit betekent dat de verliezen in het filter erg groot zijn en dat de versterker veel energie moet toevoeren en daardoor veel invloed zal hebben op de oscillatoreigenschappen. Er is daarom een goede versterker nodig. De Wienbrug oscillator wordt veel gebruikt in toepassingen waarbij de frequentie regelbaar moet zijn. De eigenschappen zijn echter in dit opzicht minder goed dan die van de 2-integrator oscillator (Doorenbosch, 1982).