

Batteriladeren

av

Gunnar Skjervold, Magnus Nordling og Magnus Berg Johnsen

**En prosjektoppgave i FY1013 Elektrisitet og magnetisme II
høsten 2005**

Sammendrag

Dette prosjektet tar for seg en batteriladers oppbygning og sammenlikner forskjellige design av batteriladere. Felles for alle batteriladere er likeretting av vekselstrøm og eventuell transformering av vekselstrømmen i forkant. Prosjektet går gjennom flere måter å gjøre dette på og kommer etter hvert fram til to modeller for batteriladere som det gjøres målinger og analytiske betraktninger av.

Innholdsfortegnelse

Sammendrag	2
Innholdsfortegnelse	3
Bakgrunnsteori	5
Transformatoren.....	5
Selvinduktans	5
Jernkjernen	7
Gjensidig induktans	10
Likeretterkretsen	12
Halvledere	12
pn-overgang, diode	13
Likeretterkretser	15
Analytiske betraktninger	19
Ekspirement, målinger	23
Konklusjon	31
Kilder	32

Innledning

Et batteri har lagret kjemisk energi og denne kan hentes ut som elektrisk energi. Dette foregår ved en redoksreaksjon, en kjemisk reaksjon som innebærer overføring av elektroner fra ett stoff til et annet. Når disse kjemiske reaksjonene skjer på to adskilte steder forbundet med en ledning vil elektronene vandre i ledningen mellom de to stedene og dette gir en elektrisk strøm i ledningen. Dette beskriver utladningen av et batteri. I noen batteri er de kjemiske reaksjonene reversible og batteriet kan lades opp igjen og brukes flere ganger. For å lade opp batteriet må vi "tvinge" elektronene til å gå motsatt vei og slik reversere reaksjonen. Dette gjøres ved å sette på en ytre spenning i motsatt retning av spenningen over batteriet. Nettspenningen i Norge er en sinusbølge med frekvens 50Hz og maksimal amplitude $A = \sqrt{2} \cdot 230V \approx 325V$. Gjennomsnittsspenningen fra dette signalet er null, den presser altså like mye på i begge retninger. Ved å omforme vekselspenningen til likespenning i motsatt retning av batterispenningen får den påtrykte spenningen et positivt gjennomsnitt og batteriet lades opp. Mange batterier (blant annet de fleste mobilbatterier) tåler imidlertid ikke så høy spenning som nettspenningen leverer. En batterilader består derfor av to hoveddeler: en transformator og en likeretterkrets. Transformatoren justerer ned spenningen til ønsket verdi og likeretterkretsen omformer vekselspenning til likespenning.

Bakgrunnsteori

Transformatoren

Spenning som blir sendt gjennom høyspentledninger i el-nettet har en spenning på ca 400000V. Skulle denne spenningen komme gjennom en elektrisk maskin som kan ses på som en enkel motstand på ca 2000Ω, så vil det føre til at den får en strøm gjennom seg på 200A. En så kraftig strøm gjennom det fleste apparater vil rett å slett svidd til fillebiter. En transformator brukes til å hindre at slik skjer ved å få endret spenningen slik at den blir mer egnet. En transformator består grovt av tre ting. En primærkrets, en sekundærkrets og en jernkjerne. Primærkretsen består av en spenningskilde og en spole (eventuelt en motsand). Spolen er kveilet omkring en jernkjerne. På den andre siden av kjernen vil det være enda en spole. Denne spolen vil være en del av den sekundære kretsen.

Selvinduktans

Siden spenningskilden i primærkretsen bruker vekselstrøm vil dette føre til at spenningen i kretsen varierer. Dette påvirker spolen slik at det blir lagd elektromagnetisk induksjon eller selvinduktans. Dette kan best forklares hvis en ser på hva som i en spole som går fra en fast strømstyrke til en annen fast strømstyrke. Anta at det går likestrøm gjennom en spole, så vil det være et magnetfelt inne i spolen som blir generert p.g.a. strømmen som går gjennom kretsen. Når strømmen så endres, vil også magnetfeltet inne i spolen endres. Men spolen vil ikke bli endret. Dette fører til at det blir indusert en strøm og retningen avhenger om strømmen i kretsen øker eller minsker. I følge Lenzs lov vil alle induserte effekter motvirke det som genererte induksjonen. Det betyr at indusert strøm vil være i samme retning og som kretsstrømmen om kretsstrømmen minker, og motsatt rettet om kretsstrømmen øker. Men den induserte strømmen vil kun skje så lenge det skjer en endring. Så fort strømdringen slutter, så vil den induserte strømmen forsvinne. Når det er vekselstrøm i kretsen vil det være induksjon hele tiden fordi kretsstrømmen endres hele tiden.

Dette fører også til at det blir indusert en spenning (ems) i spolen. Denne emsen vil være:

$$\mathbf{e} = -L \cdot \frac{dI}{dt} \quad 1.1$$

Og den kan utledes fra Faradays lov og definisjonen av selvinduktans som er:

$$L = \frac{N \cdot \mathbf{f}_B}{I}$$

$$\Rightarrow L \cdot I = N \cdot \mathbf{f}_B \quad 1.2$$

Hvis en så deriverer den magnetiske fluksen og strømmen på tid, så en få:

$$L \cdot \frac{dI}{dt} = N \cdot \frac{d\mathbf{f}_B}{dt} \quad 1.3$$

Faradays lov for spoler er:

$$\mathbf{e} = -N \cdot \frac{d\mathbf{f}_B}{dt} \quad \text{eller} \quad \mathbf{e} = -L \cdot \frac{dI}{dt} \quad 1.4$$

For å finne magnetfeltet inne i spolen kan man bruke Amperes lov som er:

$$\oint \vec{B}_0 \cdot d\vec{l} = B_0 l = \mu_0 n I l \quad 1.5$$

$$\Rightarrow B_0 = \mu_0 n I = \mu_0 I \frac{N}{l}$$

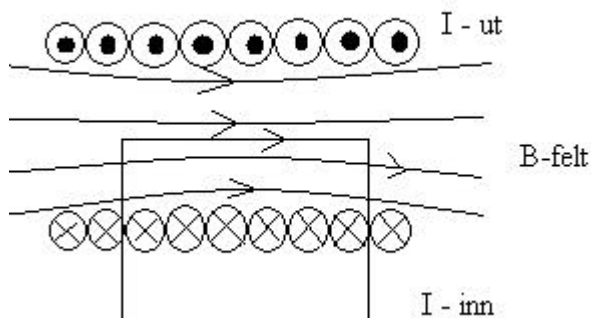


Fig.1.1 Spole med en Amperekurve som en integrerer over

Hvis en så setter det en fikk om magnetfeltet inn i likn.1.1 og vet at den magnetiske fluksen \mathbf{f}_m er lik magnetfeltet multiplisert med arealet av spolen, så vil en finne hva selvinduktansen er:

$$LI = N\mathbf{f}_m = NBA = NA \cdot \mu_0 I \frac{N}{l} \quad 1.6$$

$$\Rightarrow L = \mu_0 N^2 \frac{A}{l}$$

Den effekten som blir dannet i spolen og som det som blir tilført til sekundærkretsen er:

$$P = \mathbf{e}_1 I_1$$

Jernkjernen

Siden vi har en jernkjerne inne i spolen, vil de magnetiske egenskapene til kjernen også påvirke hvor stort magnetfeltet blir.

Disse egenskapene kalles magnetisering, har M som tegn og er definert som:

$$[M] = \frac{\text{magnetisk dipolmoment}}{\text{volum}}$$

og har samme enhet som B/μ_0 , som er A/m.

Det totale magnetfeltet blir da:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \quad 1.7$$

Men siden magnetfeltet blir forskjøvet så må en bruke en hjelpestørrelse H . Denne hjelpestørrelsen er kun avhengig av magnetfeltet B_0 og er kalles den magnetiske intensiteten.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad 1.8$$

Der $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$.

Magnetiseringen, M , være proporsjonalt med den magnetiske intensiteten og er:

$$\vec{M} = c_m \vec{H} \quad 1.9$$

c_m kalles magnetisk susceptibilitet, og er en konstant som avhenger av hva slags materiale som magnetfeltet går igjennom. Ved å nå sette disse to likningene inn i likningen for det totale magnetfeltet så vil en få:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + c_m) \vec{H} \quad 1.10$$

Der $1 + c_m = \mu_r$, som er den relative permeabiliteten.

Grunnen til at en bruker en jernkjerne er at jern er et ferromagnetisk materiale. Jern har da naturlig magnetiske domener inne i seg. Inne i et slikt domene er alle magnetiske dipoler (molekyler som har et positivt overskudd av ladninger i den ene enden og et negativt overskudd av ladninger i den andre enden) rettet i samme retning. Hvert av disse domenene dekker et lite område og er i en tilfeldig retning. Når jernet så blir påvirket av et ytre magnetfelt, i dette tilfellet magnetfeltet fra primærspolen, så starter domenene å snu seg i samme retning som magnetfeltet.

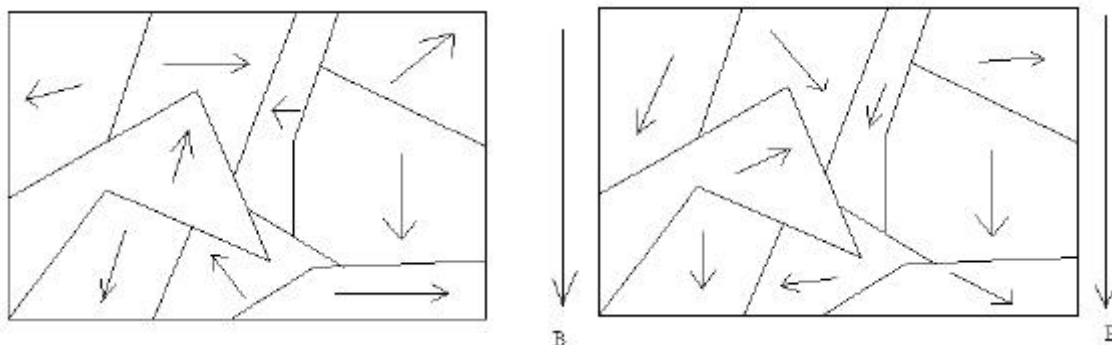


Fig.1.2 Domener som retter seg inn etter magnetfeltet over tid

Til slutt vil alle domene være rettet i samme retning som det påtrykte magnetfeltet B_0 . Siden alle dipolene er nå i samme retning så vil en få et indre magnetisk felt i jernkjernen. Det er dette som er magnetiseringen M , som vil øke styrken på det totale magnetfeltet B som blir lagd.

Siden primærkretsen går på vekselstrøm, så har man det et påtrykt magnetfelt B_0 som endrer seg over tid. Dette gjør at domene også vil endre retning avhengig av tiden slik at det totale magnetfeltet B endres. Hvis en nå ser på sammenhengen mellom magnetfeltet B og den magnetiske intensiteten H når vi slår på strømmen og den går i positiv retning¹, så vil vi se at de to vil vokse til et gitt punkt.

¹. Vi kunne like godt ha sagt at den går mot høyre eller venstre. Vi vil bare ha noe som beskriver hvilken retning strømmen går i ved et gitt tidspunkt siden strømmen i kretsen er $I=I_0\sin(\omega t+\alpha)$

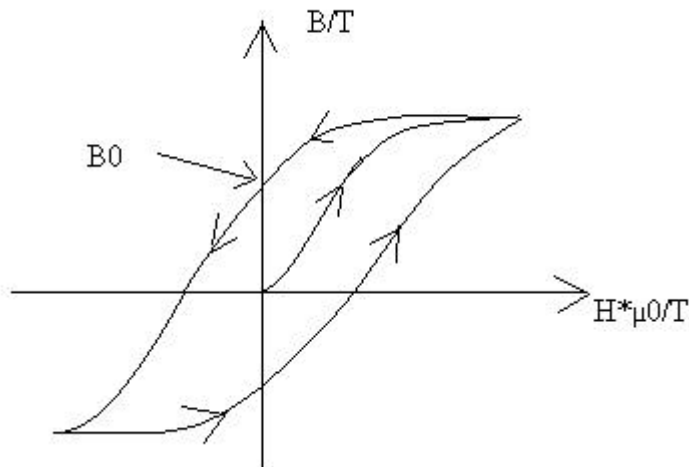


Fig.1.3 Hystereseurve. Viser sammenhengen mellom magnetisk intensitet og det totale magnetfeltet inne i jernkjernen.

Ved dette punktet vil alle dipoler inne i kjernen være rettet i samme retning slik at alle bidrag til B kommer fra nå kun fra H siden $H=B_0/\mu_0$. Når så strømmen så starter å gå motsatt vei, begynner B_0 å bli mindre. Den magnetiske intensiteten H vil også bli mindre som en følge av dette.

Når så strømmen er blitt null igjen, så er det ingen påtrykt magnetfelt som påvirker jernkjernen. Jernkjernen er nå blitt magnetisk og vil fortsette å være slik hvis den ikke blir påvirket av noe magnetfelt. Men når strømmen starter å gå i negativ retning, så vil også det påtrykte magnetfeltet bli negativ. Det vil føre til at dipolene inne i jernkjernen starter å snu seg i den nye retningen. Når strømmen så er blitt maksimalt negativt så vil alle dipolene ha snudd. Sammenhengen mellom H og B vil heretter oscillere slik figuren viser. Når alle dipolene snur så trengs det energi for få det til. Dette energitapet fører til at det går mindre spenning/strøm gjennom sekundærkretsen, og tilsvarer areal inne i hysteresekurven (fig.1.2).

En annen ting som skjer i kjernen er at det går strømmer inne i den. Disse strømmene, som heter Eddystrømmer; forekommer på grunn av magnetfeltet. Siden magnetfeltet hele tiden endrer seg, fører det til at elektronene vil bli påvirket og starter å bevege seg. Disse strømmene fører til at det blir dannet varme inne i kjernen og dette fører til energi tap. Dette sammen med energitapet p.g.a. magnetisk hysterese fører til at effekten² som kommer til den sekundære spolen er:

$$P_s = P_p - [\text{magnetisk hysterese}] - [\text{Eddystrømmer}]$$

² Effekt = energi per tidsenhet

Gjensidig induktans

Når magnetfeltet inne i jernkjernen går gjennom den sekundære spolen, vil det bli også her bli induisert fluks. Denne fluksen er avhengig av hva antall viklinger i sekundærspolen og strømmen i primærkretsen og er:

$$N_s \mathbf{f}_{21} = M I_p \quad 1.11$$

Dette fører til at emsen som blir produsert er:

$$\mathbf{e}_s = -N_s \cdot \frac{d\mathbf{f}_s}{dt} = -M \frac{dI_p}{dt} \quad 1.12$$

Der M stå for den gjensidige induktansen og er:

$$M = \frac{\mu \cdot A \cdot N_p \cdot N_s}{l_p} \quad 1.13$$

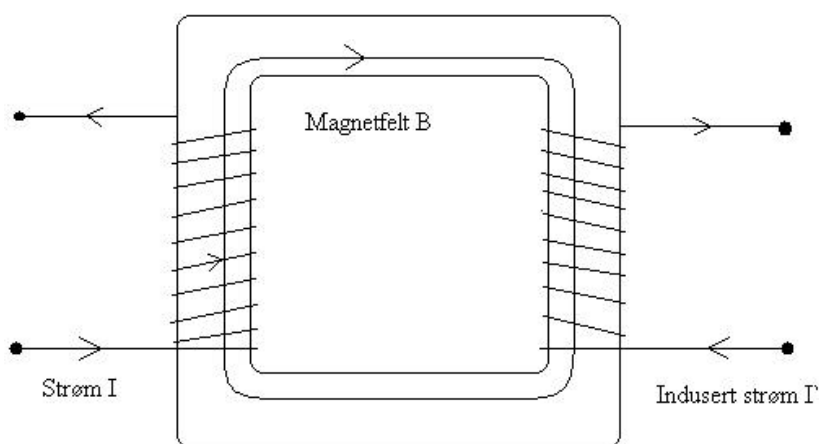


Fig.1.4 Transformator med en strøm I gjennom primærkretsen. Strømmen fører til et magnetfelt som går gjennom jernkjernen og inducerer en strøm Γ i sekundærkretsen.

En ting til som også skjer i sekundærkretsen er at når den gjensidig induisert strømmen går gjennom kretsen, så vil denne strømmen og magnetfeltet føre til selvinduktans inne i sekundærkretsen. Dette gjør at sekundærkretsen tilfører et liten bit til det totale magnetfeltet B, og som igjen påvirker primærkretsen med en gjensidig induktans fra sekundærkretsen. Hvis det er stor forskjell mellom strømmene i de to kretsene (f. eks. 1A i prim. og 10mA i sek.) så kan en se bort ifra disse to induktansene.

Siden kretsen ikke har egen strøm for induksjon, så vil størrelsen til emsen være avhengig av strømmen i primærkretsen. Dette gjør at emsen blir:

$$\mathbf{e}_s = -M \cdot \frac{dI_p}{dt} \quad 1.14$$

Når en nå har likninger for emsen i de to spolene kan en bruke dette til å finne forholdet mellom antall viklinger en trenger for å få ønsket spenning i sekundærkretsen.

$$\frac{\mathbf{e}_s}{\mathbf{e}_p} = \frac{-M \cdot \frac{dI_p}{dt}}{-L \cdot \frac{dI_p}{dt}} = \frac{M}{L} = \frac{\frac{\mu \cdot A \cdot N_p \cdot N_s}{l_p}}{\frac{\mu \cdot A \cdot N_p^2}{l_p}} = \frac{N_s}{N_p} \quad \frac{\mathbf{e}_s}{\mathbf{e}_p} = \frac{N_s}{N_p} \quad 1.15$$

Siden begge spenningene har samme tidsavhengighet, så gjør dette en får følgende forhold:

$$\frac{V_s}{V_p} = \frac{N_s}{N_p} \quad 1.16$$

Likeretterkretsen

Det karakteristiske kretselementet for likeretterkretsen er dioden som er en anvendelse av halvledere.

Halvledere

Halvledere er en gruppe materialer som har en ledningsevne mellom isolator og leder. I en leder er det mange valenselektroner som er løst bundet til krystallen og dermed lett settet i bevegelse av et elektrisk felt, mens hos en isolator er det få eller ingen slike løst bundne elektroner. Et elementært halvledermateriale har typisk kovalente bindinger mellom atomene i stoffet og dette er avgjørende for ledningskapasiteten. Når temperaturen øker begynner atomene å vibrere og med tilstrekkelig kinetisk energi kan valenselektroner løsriveres fra gitterstrukturen og bli tilgjengelige som ledningselektroner slik at materialet kan lede strøm. Man ser altså at ledningsevnen for en halvleder øker med temperaturen i motsetning til ledningsevnen for en leder som minker når temperaturen øker.

Det er imidlertid flere mekanismer som bidrar til strømledningsevnen i en halvleder. Når et elektron løsriver seg fra gitterstrukturen etterlater den et "hull", en mangel på et elektron, i den kovalente bindingen den løsrev seg fra. Dette hullet kan sees på som en positiv ladning siden et annet elektron kan fylle hullet som igjen gir opphav til et hull der dette elektronet var osv. slik at hullet forflytter seg. Når et elektrisk felt påtrykkes stoffet vil da hullet bevege seg med strømretningen mens elektrontransporten går i motsatt retning. Hullene bidrar imidlertid mye mindre til den elektriske ledningsevnen til halvlederen enn de løsrevne elektronene. For at hullet skal bevege seg må et nytt elektron bryte den kovalente bindingen med gitterstrukturen og "hoppe" over i hullet for hver forflytning mens de frie elektronene står mye friere til å bevege seg langs materialet. Hull kan også fylles av frie elektroner som da igjen bli bundet til gitterstrukturen og dermed frata materialet to ladningsbærere. Denne effekten kalles rekombinasjon. Pga at andre elektroner løsriver seg er imidlertid et bestemt antall frie ledningsbærere tilgjengelig pr. volumenhet av et materiale for en bestemt temperatur. Dette tallet kalles materialets intrinsiske konsentrasjon n_i . I en elementær halvleder vil det være like mange hull pr. volumenhet som frie elektroner pr. volumenhet siden hvert frie elektron gir opphav til et hull.

Ved å forurense den rene halvlederen med atomer med ett ekstra valenselektron i forhold til de atomene i den rene halvlederen gir de forurensende atomene ett ekstra fritt elektron hver. Dette øker ledningsevnen betraktelig da tallet på frie ladningsbærere pr. volumenhet øker. Antall hull øker imidlertid ikke i forhold til om lederen hadde vært kun av ett grunnstoff. Denne prosessen kalles doping og halvlederen betegnes som dopet. Analogt kan man dope en ren halvleder med atomer som har ett færre valenselektron enn grunnstoffet halvlederen består av. På den måten får man økt mengden hull pr. volumenhet og dermed også økt halvlederens ledningsevne. Antall frie ladningsbærere pr.

volumenhet fra doping er typisk mye større enn materialets intrinsiske konsentrasjon. Når man doper for å øke mengden fri ladningsbærere får man en n-type halvleder mens doping for å øke antall hull gir en p-type halvleder.

pn-overgang, diode

En diode består av et p-type materiale og et n-type materiale som er satt sammen slik at de danner en pn-overgang, basisen i en halvlederdiode. Materialene er i kontakt over en flate hvor det på p-siden er et overskudd av hull og på n-siden et overskudd av ladning. I nærheten av denne flaten vil da ladningene fylle hullene (rekombinasjon) slik at i nærheten av kontaktflaten er p-siden negativt ladet og n-siden positivt ladet, mens resten av materialet er nøytralt. Området ved kontaktflaten hvor p- og n-siden er ladet kalles sperresonen. Denne skjevheten i ladning gir opphav til et kontaktpotensiale over kontaktflaten og et elektrisk felt i nærheten av kontaktflaten fra n-siden til p-siden. Dette potensialet er materialavhengig men ligger vanligvis på 0,6 til 0,7 Volt. Dette feltet motvirker flyt av elektroner fra n-siden over til p-siden og hull fra p-siden over til n-siden (diffusjonsstrømmen). På n-siden vil det på tross av at det er mange flere fri elektroner enn hull likevel være noen hull som vandrer mot kontaktflaten og blir dyttet over på p-siden av det elektriske feltet. Tilsvarende vil noen elektroner på p-siden bli dyttet over på n-siden av samme felt. Ser altså at feltet som virker mot majoritetsbærerne (de vanligste ladningsbærerne, elektroner i n-type og hull i p-type) virker med minoritetsbærerne (hull i n-type og elektroner i p-type). Denne mekanismen kan observeres som en strøm, pn-overgangens bakovermetningsstrøm eller driftsstrøm, og går motsatt retning av diffusjonsstrømmen. Driftsstrømmen er temperaturavhengig i større grad enn den er avhengig av potensialet over kontaktflaten siden effekten av at de ekstra ladningsbærerne for denne strømmen (hull på n-siden og elektroner på p-siden) øker i antall når temperaturen øker har mer å si enn styrken på feltet.

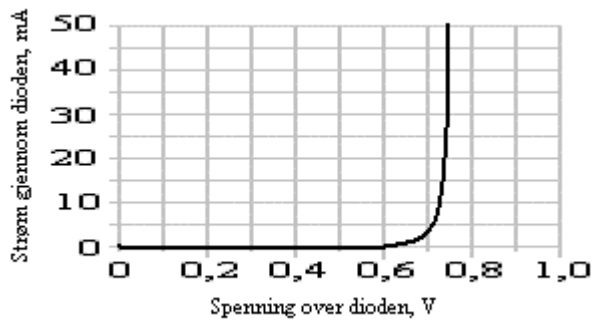
I en krets er oppførselen til halvlederdiode avhengig av hvilken retning spenningen trykkes på. Hvis p-siden av pn-overgangen kobles til batteriets negative pol og n-siden av halvlederen til den positive er pn-overgangen negativt forspent. Resultatet er at sperresonen blir bredere, potensialet over kontaktflaten øker og majoritetsbærerne klarer ikke å komme seg over sperresonen slik at diffusjonsstrømmen ikke kan gå. Den eneste strømmen i diode er da driftsstrømmen. I motsatt tilfelle når pn-overgangen er positivt forspent, dvs. n-siden er koblet til negativ pol på spenningskilden og p-siden til positiv pol, er spenningen fra kilden påtrykt i motsatt retning av spenningsforskjellen over kontaktflaten slik at den påtrykte spenningen reduserer potensialforskjellen over kontaktflaten og hjelper flere majoritetsbærere over sperresonen. Diffusjonsstrømmen er gitt i likning 2.1 hvor v_D er spenningen over pn-overgangen, k er Boltzmanns konstant ($=1.381E-23$ J/K), q er elementærladningen ($1,6E-19$ Coulomb) og T er materialets temperatur i grader kelvin.

$$I_d = I_0 e^{\frac{qv_D}{kT}} \quad (2.1)$$

Diodelikningen, likningen for total strøm gjennom diode når den er forspent (likning 2.2), tar også hensyn til driftsstrømmen I_0 som virker i motsatt retning av

diffusjonsstrømmen. Grafen for strømmen gjennom dioden som funksjon av spenningen for en diode er gitt i figur 2.1. Det går fram av grafen at dioden leder svært godt når spenningen kommer over terskelspenningen på omtrent 0,75V og for lavere spenninger leder svært dårlig.

$$i_D = I_d - I_0 = I_0 \left(e^{\frac{qv_D}{kT}} - 1 \right) \quad (2.2)$$

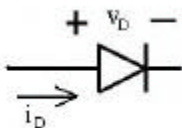


Figur 2.1: Strøm som funksjon av spenning gjennom en diode

Driftsstrømmen er imidlertid veldig liten (størrelsesorden 10^{-9} A til 10^{-15} A) slik at for diodespenninger v_D større en et par tidels volt kan likning 2.3 brukes med tilfredsstillende nøyaktighet.

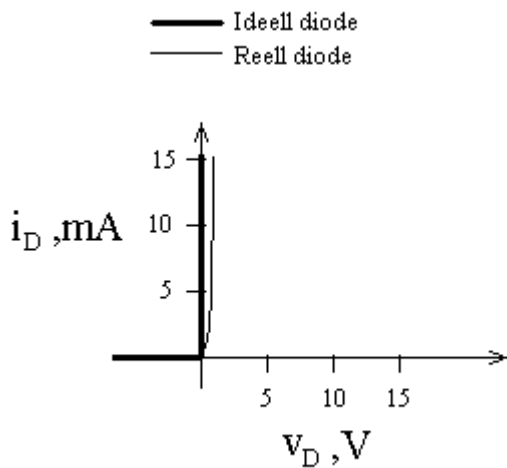
$$i_D = I_0 e^{\frac{qv_D}{kT}} \quad (2.3)$$

En halvlederdiode består av en pn-overgang og en ohmsk kontakt i hver ende (en på n-siden og en på p-siden). Egenskapene til dette kretselementet er, som det framgår av informasjonen om pn-overgangen, at det bare leder strøm når strømmen går én bestemt vei (når dioden er positivt forspent). Vel og merke med forenklingen at den marginale driftsstrømmen i det negativt forspente tilfellet ses bort fra. Kretselementet til dioden med strømretning og diodespenning i positivt forspent tilfelle er tegnet i figur 2.2.



Figur 2.2: Kretselement for diode med diodespenning og strømretning i positivt forspent tilfelle.

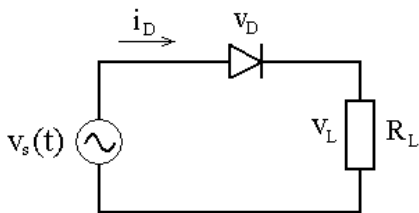
En diode er altså et kretselement som skal lede strøm best mulig når det er en spenning som gjør at dioden er positivt forspent og ikke lede noe strøm når den er negativt forspent. Når dioder modelleres er dermed en modell av en tenkt perfekt diode et nærliggende valg. Dette kalles den ideelle diodemodellen og en slik ideell diode kan betraktes som et brudd i kretsen når $v_D < 0$ og en kortslutning når $v_D \geq 0$. Strømmen gjennom dioden som funksjon av spenningen for en ideell diode og en reell diode er gitt i figur 2.3.



Figur 2.3: Strøm som funksjon av diodespenning for ideell og reell diode

Likeretterkretser

Likeretterkretser kan lages på flere måter. Kretstegning for en veldig enkel likeretterkrets er gitt i figur 2.4.



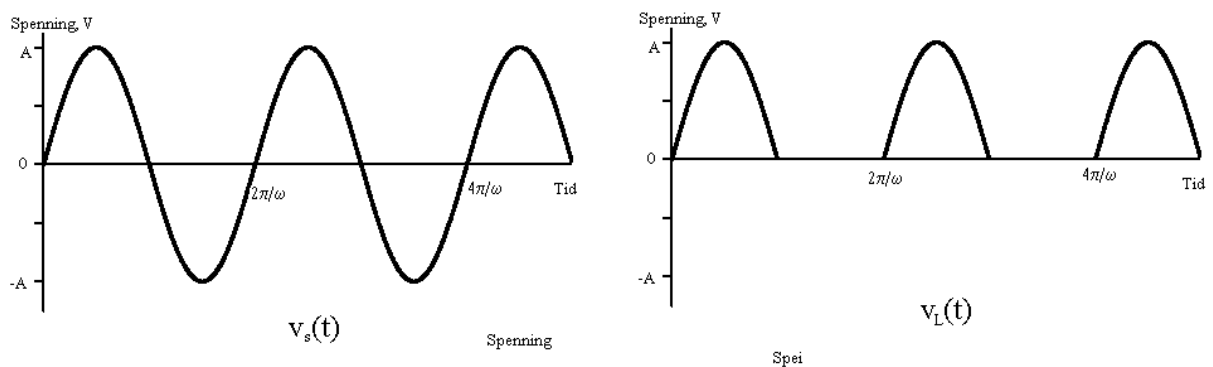
Figur 2.4: Kretstegning for enkel likeretter

Ved hjelp av ohms lov, $V=RI$, og å benytte ideell diodemodell kan strømmen i_D og spenningen v_L regnes ut når $v_s(t)$ er kjent. Den ideelle diodemodellen leder bare strøm når $v_D \geq 0 \Rightarrow v_s \geq 0$ slik at

$$i_D = 0 \text{ når } v_s < 0$$

$$v_s = R_L \cdot i_D \Rightarrow i_D = \frac{v_s}{R_L} \text{ når } v_s \geq 0$$

Siden den ideelle dioden er en kortslutning for $v_D \geq 0$ og brudd i kretsen for $v_D < 0$ blir $v_L = 0$ for $v_s < 0$ og $v_L = v_s$ for $v_s \geq 0$.

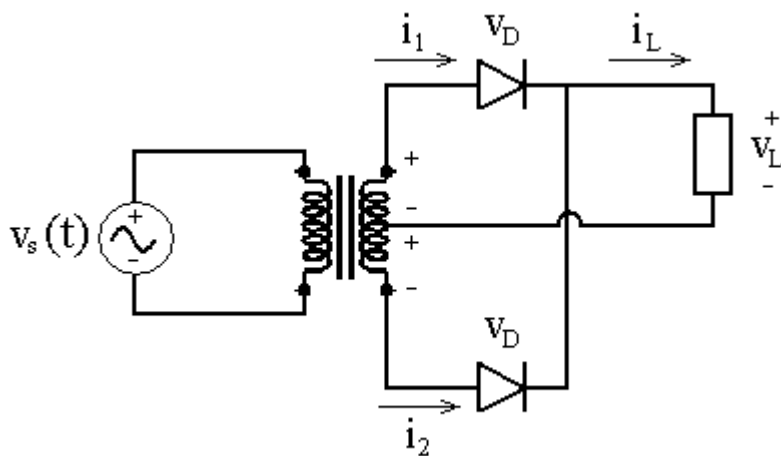


Figur 2.5: Spennning over motstand og utgangsspenning $v_s(t) = A \sin(\omega t)$

Gjennomsnittsspenningen finner man ved å integrere over en periode, f. eks. fra $t = 0$ til $t = 2p / \omega$ og dele på lengden av perioden. Det går klart frem av figur 2.5 at gjennomsnittet for $v_s(t)$ er null. Gjennomsnittet for $v_L(t)$ er gitt ved:

$$v_L(t) = \frac{\omega}{2p} \int_0^{p/\omega} A \sin(\omega t) dt = \frac{A}{\pi}$$

Selv om kretsen likeretter signalet er den ikke spesielt effektiv siden energien i den negative delen av sinussignalet ikke utnyttes. For å også utnytte den negative delen må man bruke en helbølgelikeretter, en type helbølgelikeretter er vist i figur 2.6.



Figur 2.6: Helbølgelikeretter.

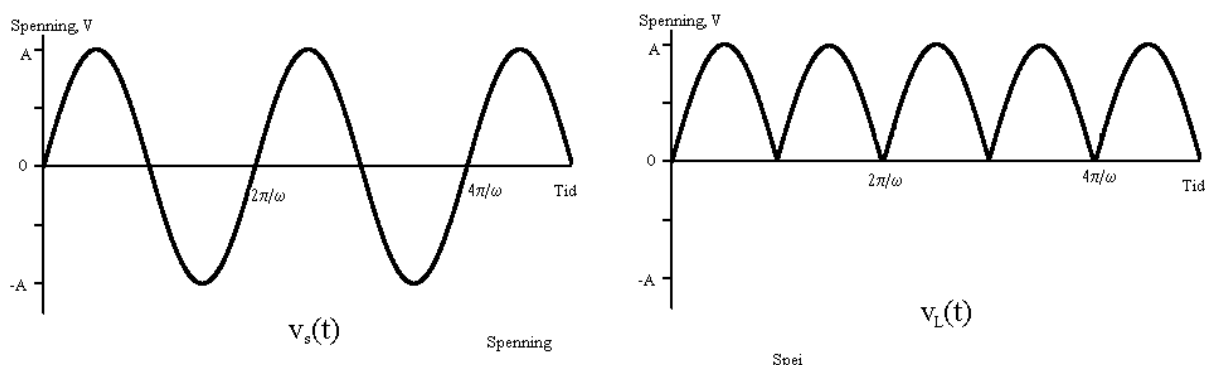
Denne kan deles opp i to kretser med en transformator mellom. Primærkretsen er kretsen hvor spenningskilden og en spole fra transformatoren inngår. Sekundærkretsen består av to transformatorspoler i serie hvor kontaktpunktet mellom de to spolene har en leder som går ut til resten av sekundærkretsen. Diodene er plassert på en slik måte at når strømmen går én vei gjennom transformatoren blokkerer en av diodene strømmen mens den andre leder strømmen inn på lastmotstanden mens når strømmen bytter de to diodene rolle. Dermed blir strømmen inn på lastmotstanden alltid positiv. De to spolene i sekundærkretsen har likt

antall viklingstall og det er gitt som 1:N i forhold til spolen i primærkretsen. Strømmen i_L gjennom motstanden blir da i de to tilfellene gitt som:

$$i_L = i_1 = \frac{Nv_s}{R_L} \text{ for } v_s \geq 0$$

$$i_L = i_2 = \frac{-Nv_s}{R_L} \text{ for } v_s < 0$$

retningen for i_L er likevel alltid positiv på grunn av plasseringen av diodene (se figur 2.6) Spenningene $v_s(t)$ og $v_L(t)$ er gitt i figur (2.7)



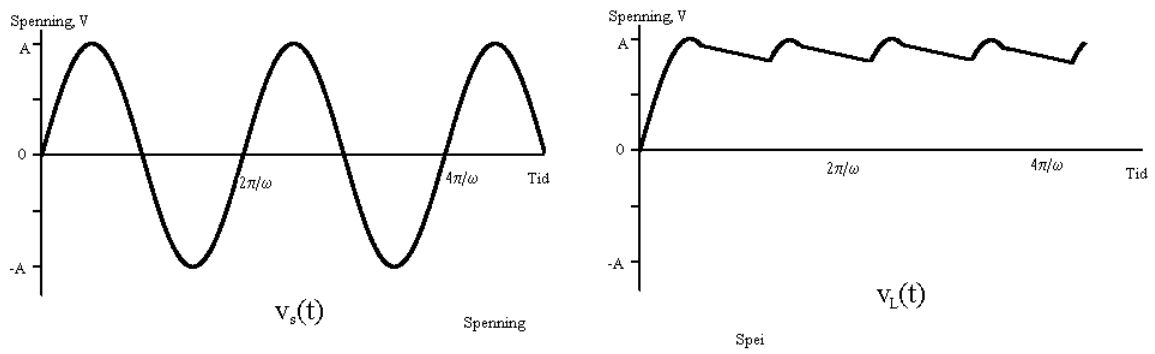
Figur 2.7: Spennning over spenningskilde $v_s(t)$ og over lastmotstand $v_L(t)$ for helbølgeretterer

Intuitivt bør denne likeretteren gi mye bedre energiutnyttelse enn halvølgerettereren og ved å betrakte gjennomsnittsspenningen bekreftes dette:

$$v_L(t) = \frac{w}{2p} \left(\int_0^{p/w} A \sin(wt) + \int_{p/w}^{2p/w} A \sin(wt - p/w) \right) = 2 \frac{A}{p}$$

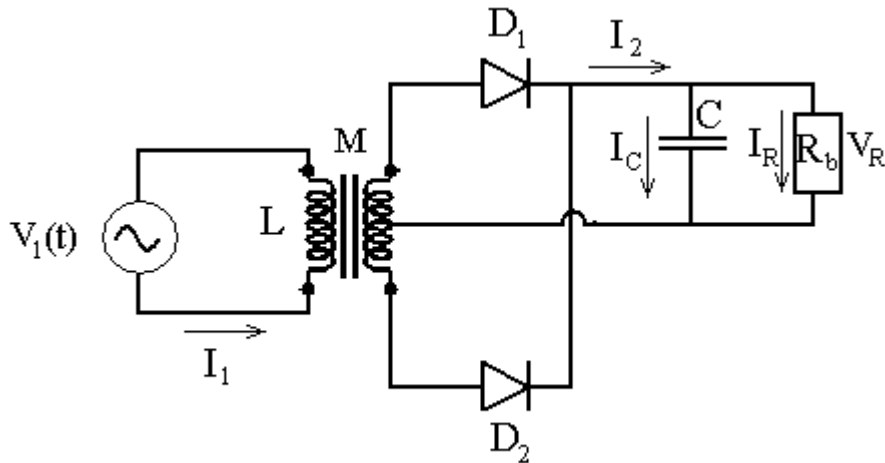
Det går fram av resultatet at helbølgerettereren gir dobbelt så høy gjennomsnittsspenning som halvølgerettereren.

Fra figur 2.7 går det fram at selv om signalet har fått en positiv gjennomsnittsspenning og aldri blir negativt alternerer signalet likevel mye. Det er derfor ønskelig å redusere denne variasjonen og få jevnest mulig likespenning som resultat. En måte å gjøre dette på er å inkludere en kondensator i likeretterkretsen som et enkelt lavpassfilter. Da lades kondensatoren opp når spenningen fra transformatoren er større enn kondensatorspenningen og ut når spenningen fra transformatoren er lavere enn kondensatorspenningen. Dermed blir ripplespenningen, variasjonen om gjennomsnittsverdien for dc-strømmen, jevnet betraktelig ut (se figur 3.1 for kretstegning for en slik krets og figur 2.8 for spenningskarakteristikk).



Figur 2.8: Spenning over spenningskilde $v_s(t)$ og over lastmotstand $v_L(t)$ for helbølgeretter med filter

Analytiske betraktninger



Figur 3.1: Kretstegning for referanse under utregninger

For primærkretsen (se figur 3.1) gjelder følgende likhet;

$$V_{1,0}e^{i\omega t} - L\dot{I}_1 - R_1I_1 = 0,$$

hvor $V_{1,0}$ er signalgeneratorens amplitude, L er selvinduktansen i spole 1, R_1 er resistansen i primærkretsen, ω er fasehastigheten og I_1 er strømmen i primærkretsen. Den fysiske spenningen er da;

$$\text{Fysisk } V_1 = \text{Im}\langle V_1 \rangle = V_{1,0} \sin \omega t.$$

Dette skulle resultere i en strøm I_1 gitt ved;

$$I_1 = \frac{V_{1,0}}{Z} e^{i\omega t},$$

hvor impedansen Z er;

$$Z = R_1 + i\omega L.$$

Den fysiske strømmen finnes ved;

$$\text{Fysisk } I_1 = \text{Im}\langle I_1 \rangle = \frac{V_{1,0}}{|Z|} \sin(\omega t - \mathbf{a}),$$

hvor

$$|Z| = \sqrt{R_1^2 + (\omega L)^2} \text{ og}$$

$$\mathbf{a} = \arctan\left(\frac{\omega L}{R_1}\right).$$

For $\omega L \gg R_1$ vil $\mathbf{a} \rightarrow \frac{\mathbf{p}}{2}$.

Den gjensidige induktansen fra primærkretsen til sekundærkretsen genererer en induisert spenning i sekundærkretsen, V_2 , som uttrykkes ved;

$$V_2 = M \dot{I}_1 = Mi\omega I_1,$$

noe som skulle resultere i en fysisk spenning;

$$\text{Fysisk } V_2 = \text{Im}\langle Mi\omega I_1 \rangle = M\omega \frac{V_{1,0}}{|Z|} \sin(\omega t - \mathbf{a} + \frac{\mathbf{p}}{2}).$$

Med $\omega L \gg R_1$ og $\mathbf{a} \rightarrow \frac{\mathbf{p}}{2}$ vil vi da kunne gjøre følgende forenkling;

$$\text{Fysisk } V_2 = \frac{M}{L} V_{1,0} \sin \omega t = \frac{N_2}{N_1} \cdot \text{Fysisk } V_1,$$

hvor N_i er viklinger i spole i , noe som skulle stemme bra.

For kretssløyfen med kondensatoren skulle vi da få denne sammenhengen etter å ha derivert med hensyn på tiden t ;

$$M \dot{I}_1 - \frac{1}{C} I_C = i\omega V_2 - \frac{1}{C} I_C = 0 \Rightarrow I_C = i\omega C V_2 = -M\omega^2 C \frac{V_{1,0}}{Z} e^{i\omega t}.$$

$$\text{Fysisk } I_C = \text{Im}\left(-M\omega^2 C \frac{V_{1,0}}{Z} e^{i\omega t}\right) = \frac{N_2}{N_1} \omega C V_{1,0} \cos \omega t.$$

Lignende for sløyfen med lastmotstanden;

$$M \dot{I}_1 - R_b I_R = V_2 - R_b I_R = 0 \Rightarrow I_R = \frac{V_2}{R_b} = \frac{Mi\omega \frac{V_{1,0}}{Z} e^{i\omega t}}{R_b},$$

hvor R_b er lastmotstanden. Videre;

$$\text{Fysisk } I_R = \text{Im}\left(\frac{Mi\omega \frac{V_{1,0}}{Z} e^{i\omega t}}{R_b}\right) = \frac{1}{R_b} \frac{N_2}{N_1} V_{1,0} \sin \omega t.$$

Dette skulle totalt gi en strøm I_2 ;

$$\text{Fysisk } I_2 = \frac{N_2}{N_1} V_{1,0} \left(\frac{1}{R_b} \sin \omega t + \omega C \cos \omega t \right)$$

Når det ikke lenger går strøm gjennom dioden, vil man få følgende sammenheng;

$$I_C + I_R = 0 \Rightarrow \tan \omega t_0 = -\frac{\omega}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{1}{R_b C},$$

$$t_0 \rightarrow \frac{P^+}{2\omega} \text{ når } \omega R_b C \text{ stor.}$$

Når $t = t_0$ vil det ikke lenger gå strøm gjennom dioden og vi vil få utladning av kondensatoren gjennom lastmotstanden. Dette gir følgende likning;

$$R_b I_{\text{utl}} = -\frac{Q}{C},$$

hvor I_{utl} er utladningsstrømmen. Dette gir løsning;

$$V_R(t) = V_{2,0} e^{-\omega_0 t},$$

hvor $t = t - t_0$.

Strømmen som denne spenningen gir opphav til vil derfor ta over når strømmen fra spolen forsvinner. Når spenningen over spolene igjen blir større enn kondensatorspenningen vil det igjen være denne som driver kretsen, strøm vil passere gjennom dioden og vi vil få samme situasjon som vi først hadde.

Tiden det tar før denne situasjonen igjen oppstår finner vi ved å konsultere de forskjellige grafene; intervallet mellom et toppunkt og der spenningen over lastmotstanden igjen stiger med en trigonometrisk form skulle gi tidsrommet t_{utl} hvor det ikke går strøm gjennom dioden.

Vi ønsker å benytte en helbølgeretter. Dette gir en litt annen situasjon; da vil utladningsstrømmen raskere bli erstattet av strøm fra spolene; tidsintervallet med utladning vil bli betydelig kortere. Dette gir dermed en mindre ripple-spenning.

Ved små ripple-spenninger kan denne t_{utl} settes lik halve perioden til signalet fra

$$\text{signalgeneratoren } t_{\text{utl}} \approx \frac{T}{2}.$$

Et uttrykk for spenningen over lastmotstanden er³;

$$V_R \approx V_{2,0} \left(1 - \frac{t_{\text{utl}}}{R_b C} \right) \approx V_{2,0} \left(1 - \frac{T}{2R_b C} \right).$$

Ripple-spenningen blir da;

$$V_{\text{ripple}} = V_{2,0} \frac{T}{2R_b C},$$

³ <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/electronic/rectct.html#c4>

og rms-verdien blir for en slik sagtannet funksjon;

$$V_{\text{ripple-rms}} = V_{2,0} \frac{T}{2 \cdot 2 \cdot \sqrt{3} R_b C} = V_{2,0} \frac{T}{4 \cdot \sqrt{3} R_b C}.$$

Den likestrømmen vi da bør kunne få er;

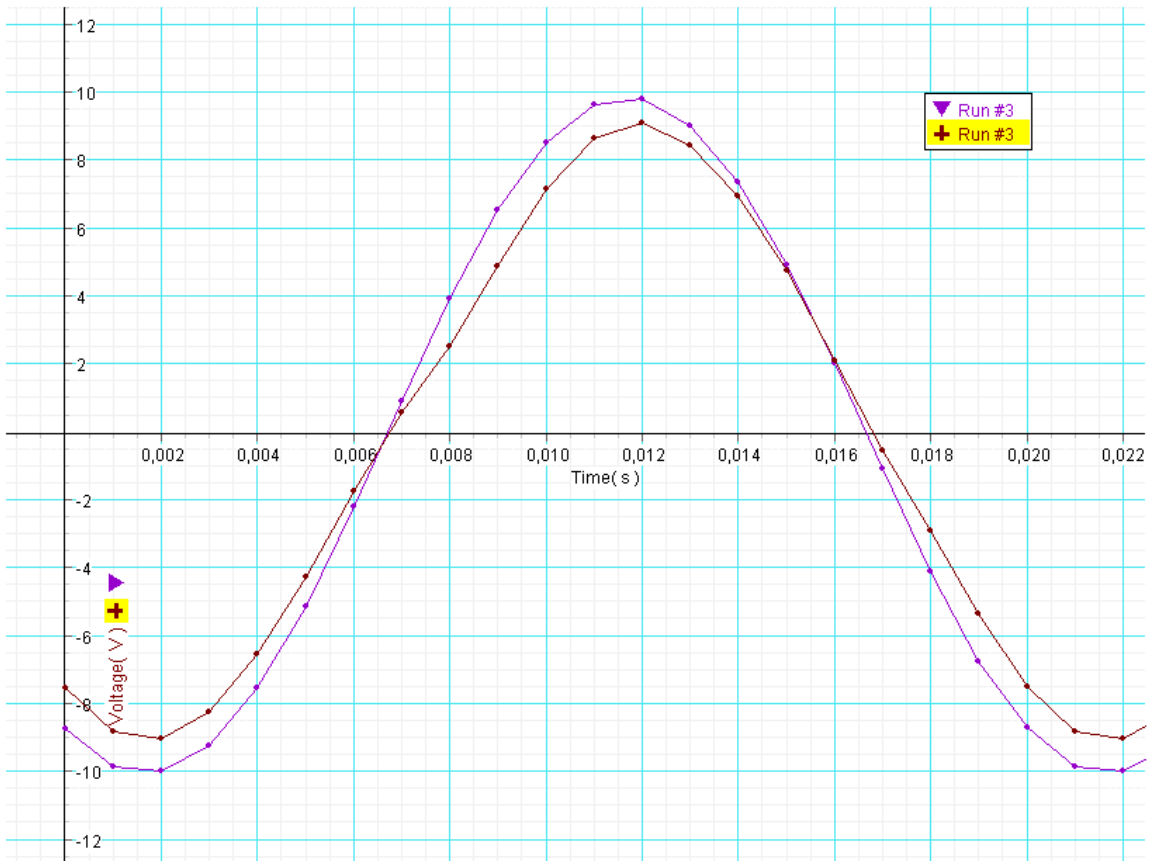
$$V_{DC} = V_{2,0} - \frac{V_{\text{ripple}}}{2} = V_{2,0} \left(1 - \frac{T}{4 R_b C}\right).$$

I disse utregningene gjør vi flere forenklinger;

- vi ser bort fra selvinduktans i spole 2 og gjensidig induktans fra sekundærkretsen til primærkretsen,
- vi betrakter dioden som ideell; intet spenningsfall når det går strøm og det går strøm så fort spenningsforskjellen er større enn 0..

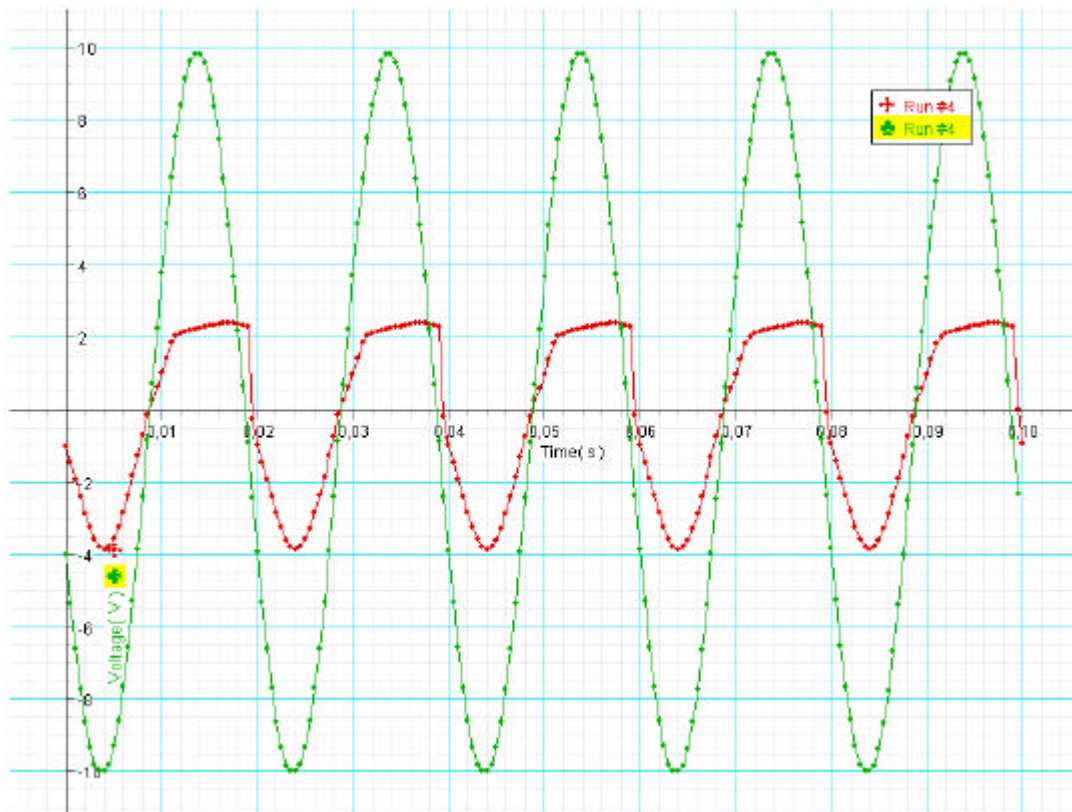
Eksperiment, målinger

Under forundersøkelsene så vi på effekttap i en transformator, figur 4.1 skulle vise at det er et lite tap når vi har en primærkrets og sekundærkrets med like mange viklinger på de to spolene. Dette kan komme av mange ting; flukstap, magnetisk hysteresis og eddystrømmer er blant disse.

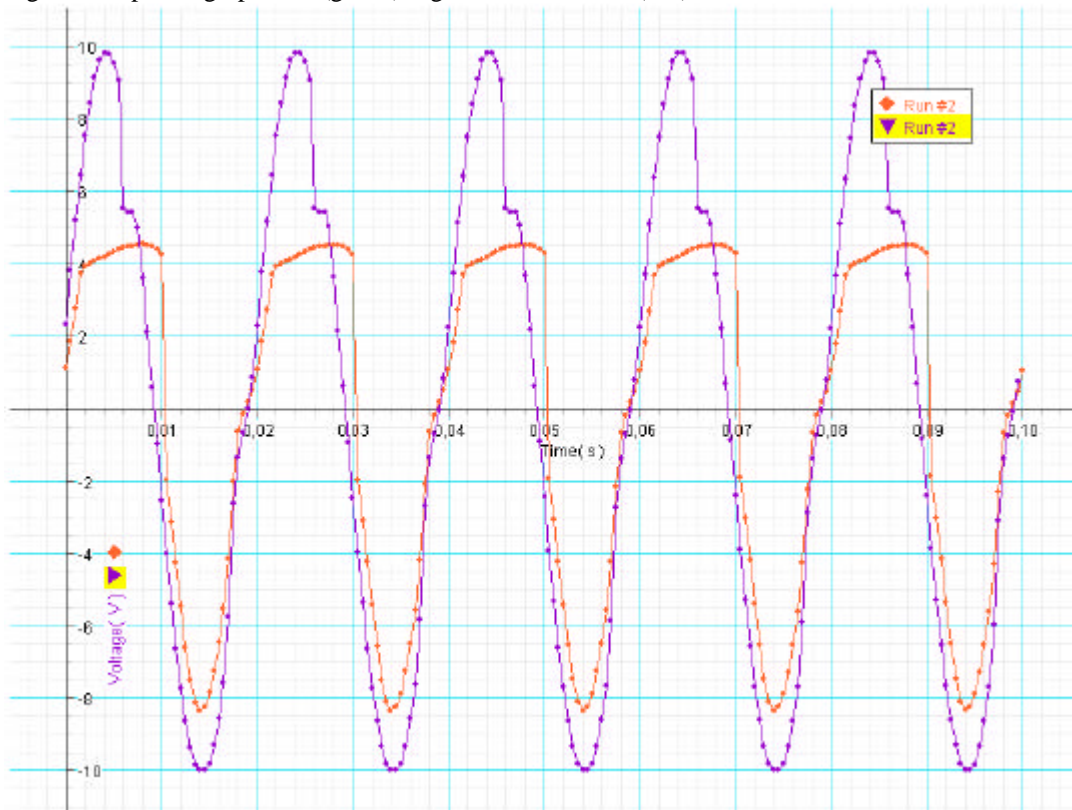


Figur 4.1: Spenning i primær (lilla)- og sekundærkretsen (brun)

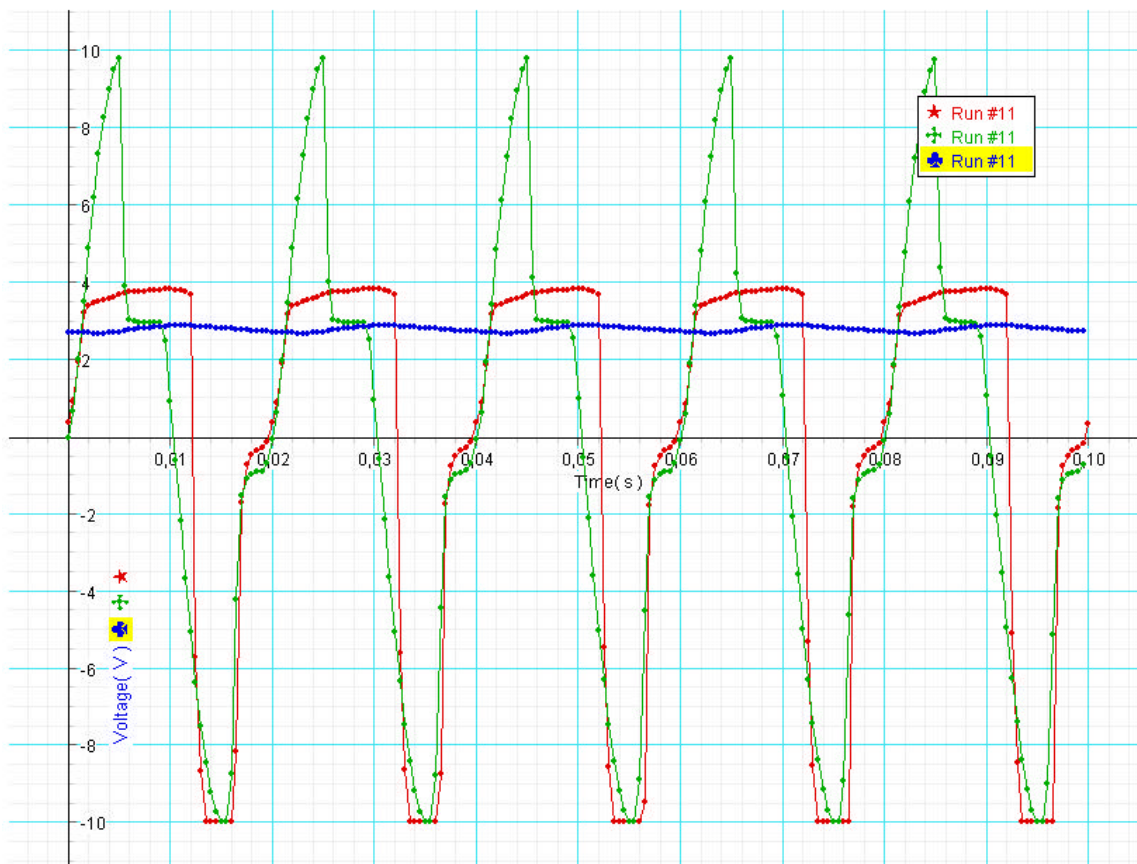
En viktig antakelse vi gjør i eksperimentene våre med transformatorer er at den gjensidige induktansen fra sekundærkretsen til primærkretsen er neglisjerbar; med andre ord at strømmene og spenningene i primærkretsene ikke blir påvirket av hva som foregår i sekundærkretsen. Av figur 4.2 til 4.4 kan vi se at sannhetsgehalten i dette er avhengig av hvor mye vi transformerer ned eller opp; for sterke spenninger i sekundærkretsen ser vi at primærkretsens signal blir forstyrret, dette må skyldes gjensidig induktans fra sekundærkretsen.



Figur 4.2: Spenning i primær (grønn)- og sekundærkretsen (rød)

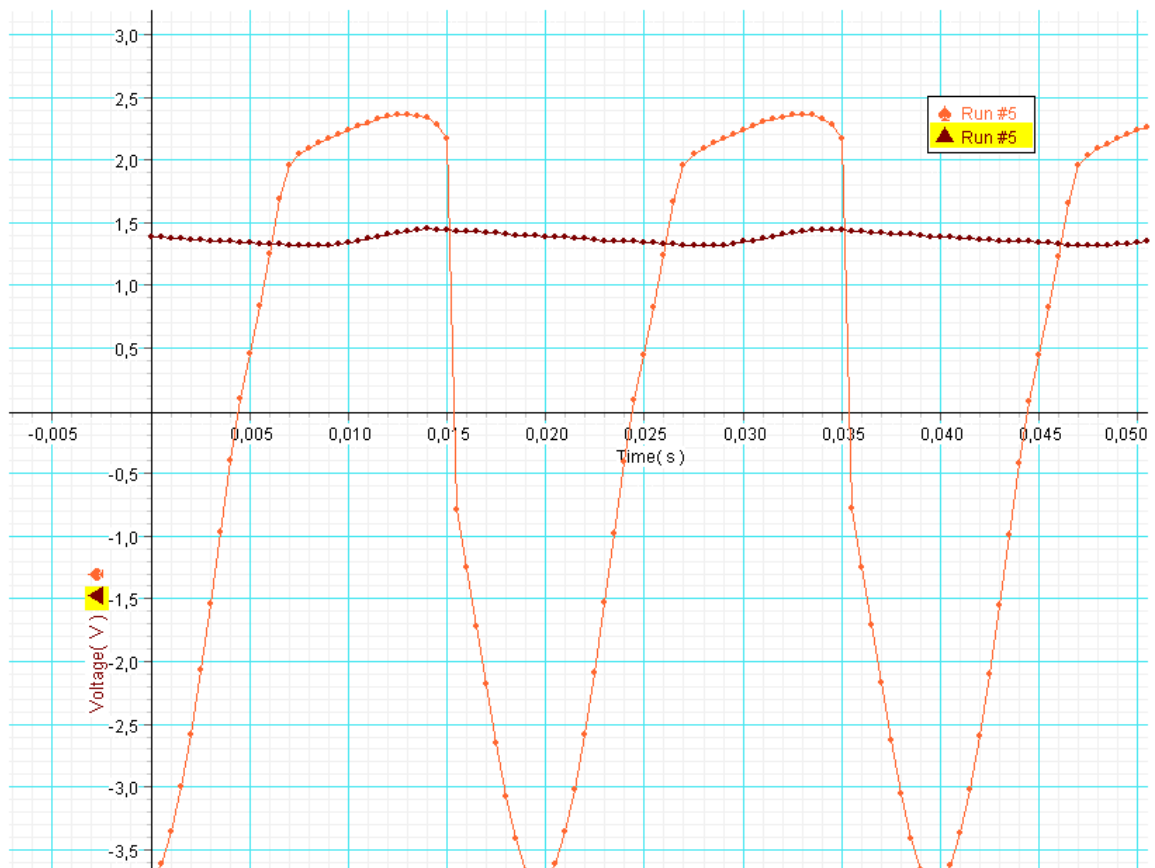


Figur 4.3: Spenning i primær (lilla)- og sekundærkretsen (oransje)

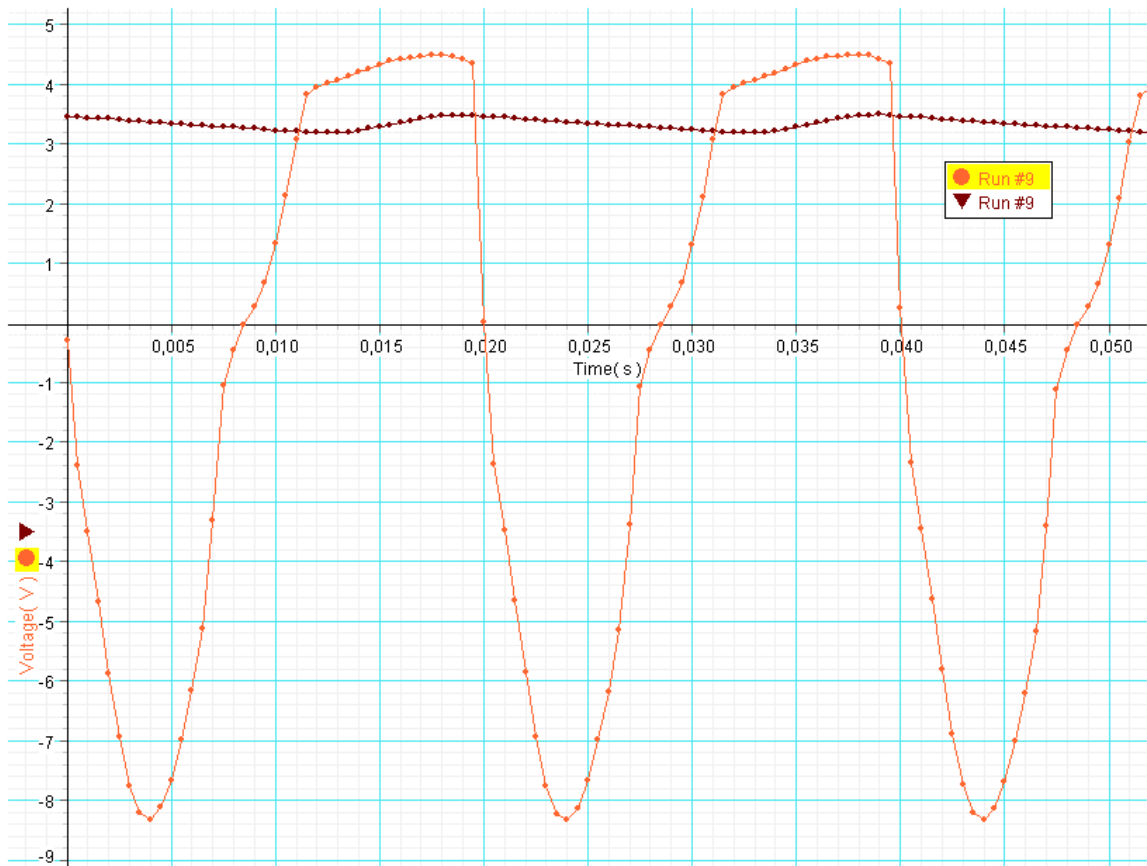


Figur 4.4: Spenning i primær (grønn)- og sekundærkretsen (rød). I tillegg vises her spenningen (blå) over lastmotstanden.

Det at vi ikke opererer med ideelle dioder gjør at spenningen i batteriet ikke blir like stort som forventet; vi observerer et spenningsfall. Fra figurene 4.5 og 4.6, som viser spenningen over batteri og spoler for to forskjellige spolespenninger, ser vi at dette fallet er rimelig konstant lik 0,7-1,0V, noe som skulle stemme godt overens med at dioder ikke leder strøm før en terskelverdi for spenningen.



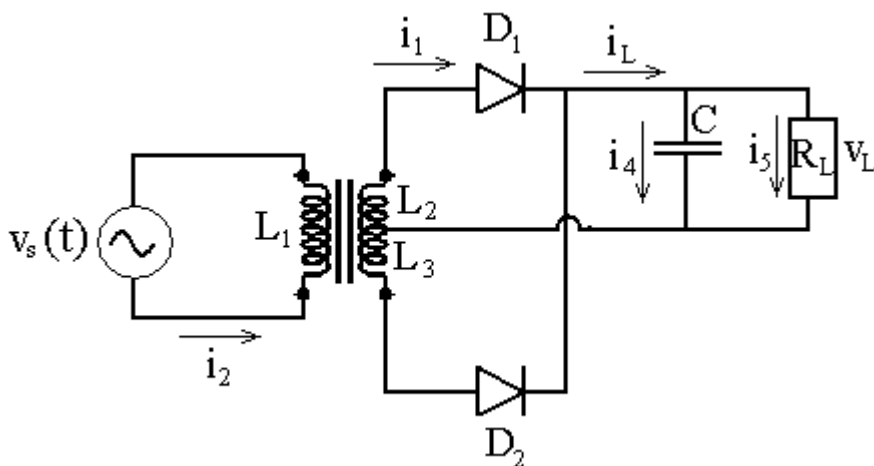
Figur 4.5: Spenning over spole 2 (rød) og lastmotstanden (brun) med lav spolespenning



Figur 4.6: Spenning over spole 2 (rød) og lastmotstanden (brun) med høyere spolespenning

Ut fra de teoretiske betraktningene ble to ladekretser testet. Ladekrets A består av en transformator og en helbølgelikeretter med et antiripplefilter. Ladekrets B består av en transformator og en halvølgelikeretter også den med samme antiripplefilter.

Ladekrets A ble koblet opp som vist på figur 4.7 med verdier gitt i tabell 4.8.



Figur 4.7: Ladekrets A, transformator og helbølgelikeretter med filter

Tabell 4.8: Verdier på kretselementer for krets i figur 4.1

$v_s(t)$ Volt	R_L Ohm	C Farad	L_1 Viklinger	L_2 Viklinger	L_3 Viklinger	Kjerneareal m^2
$v_s(t) = \sqrt{2} \cdot 7 \cos(100\pi t)$	15	$10E-3$	400	200	200	$3,6E-4$

De to diodene, D_1 og D_2 , er like. Pasco dataloggingsutstyr ble brukt for å utføre målinger og datastudio ble brukt for å framstille målingene grafisk. Spenningen over lastmotstanden (v_L) og spenningen over de to spolene L_2 og L_3 ble målt, fremstilt grafisk (figur 4.9) og sammenliknet med de teoretisk forventede verdiene.

Vi ser umiddelbart at det er visse avvik fra forventede verdier. For det første er amplituden til spenningen over motstanden mindre enn spenningen over spole 2 og 3. Det andre avviket sees i formen på spenningen over de to spolene; denne er ikke helt trigonometrisk.

Det første kan forklares med at dioden ikke er ideell; det at den ikke leder strøm før visse spenningsverdier (se figur 2.1) gjør at det i praksis blir et spenningsfall over dioden (her må også andre spenningsfall i kretsen også ta sitt ansvar), her på ca 0,9V.

Det andre kan forklares med at selvinduktansen i spole 2 og 3 ikke er helt neglisjerbar, samt at kondensatoren motvirker det elektriske feltet.

Vi vurderte så strømmene i primær- og sekundærkretsen. I primærkretsen går det kontinuerlig strøm, generert av signalgeneratoren. I sekundærkretsen går det bare strøm når kondensatoren lades opp. Strømmen til kondensatoren er ganske beskjeden; den er nesten oppladet. Relativt store deler av I_2 går derfor gjennom batteriet/lastmotstanden.

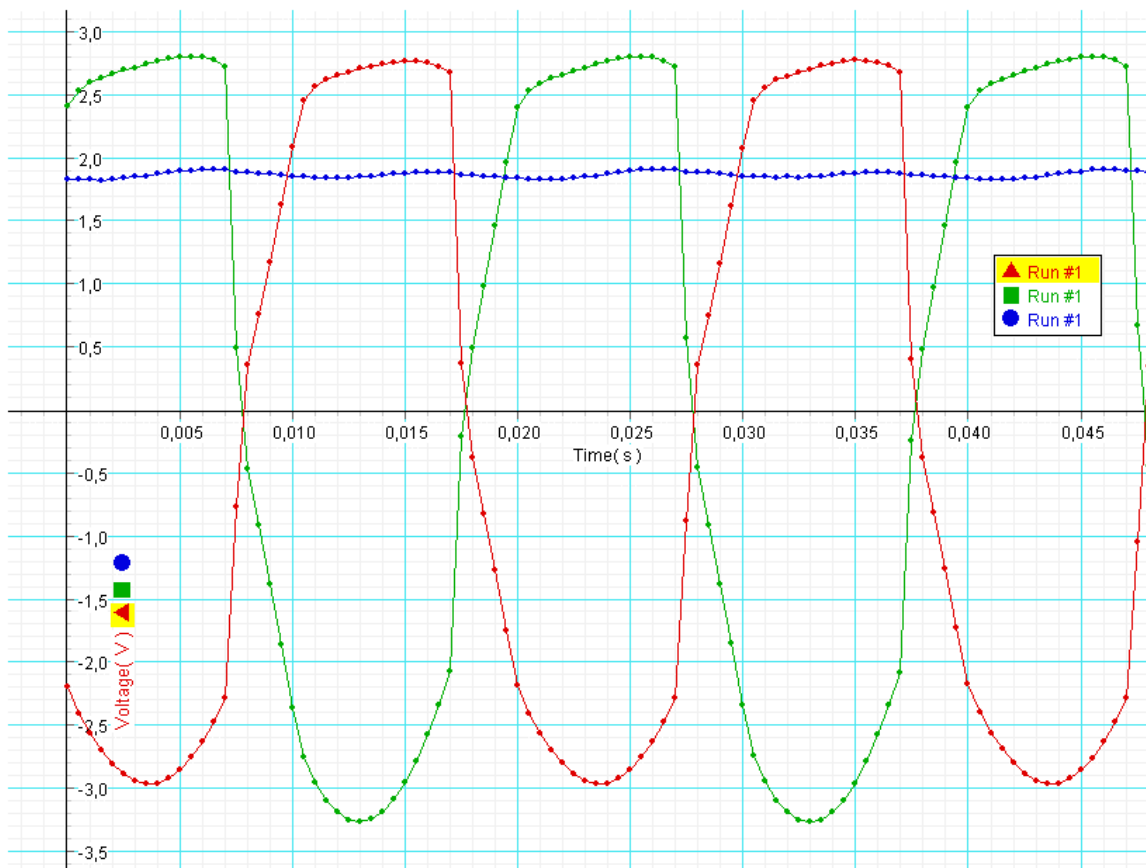
Strømmen i sekundærkretsen blir derfor rimelig lav, selv om uttrykk ovenfor ikke skulle gi dette. Men, som sagt, flatheten til figur 4.2 skulle indikere et visst selvinduktans-bidrag som reduserer spenningen over spoler 2 og 3.

For denne kretsen skulle beregnet ripple-spenning, $V_{ripple-rms}$, bli;

$$V_{ripple-rms} = \frac{N_2}{N_1} V_{1,0} \frac{T}{4\sqrt{3}R_b C} = \frac{200}{400} 7,0V \frac{\frac{s}{50}}{4\sqrt{3} \cdot 15\Omega 10mF} = 0.096V$$

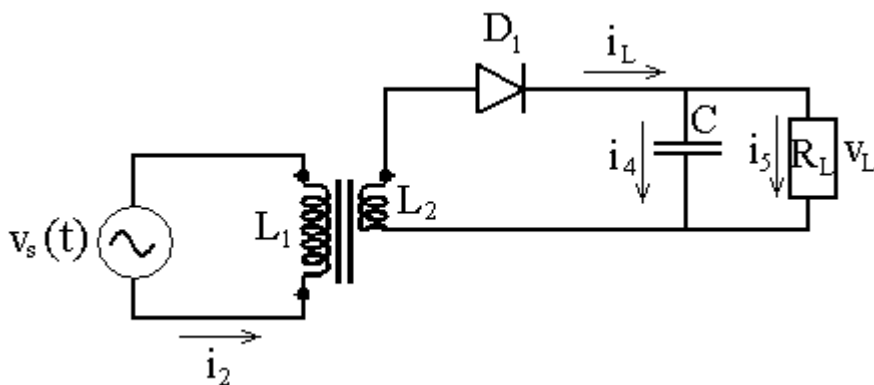
Denne verdien er på ingen måte uakseptabel i forhold til målte verdier som vi kan lese ut fra figur 4.9; denne ser man er i den samme størrelsesorden som den beregnede; vi vil anslå den til å være omtrent 0,06V. I tillegg må man ta hensyn til at den reelle spenning over batteriet er noe mindre enn den beregningene gir på grunn av fall over dioden.

Forholdet mellom spolespenningen og spenningen over batteriet er omtrent 1,5; dermed skulle de teoretiske verdier og de faktiske ligge svært nær hverandre.

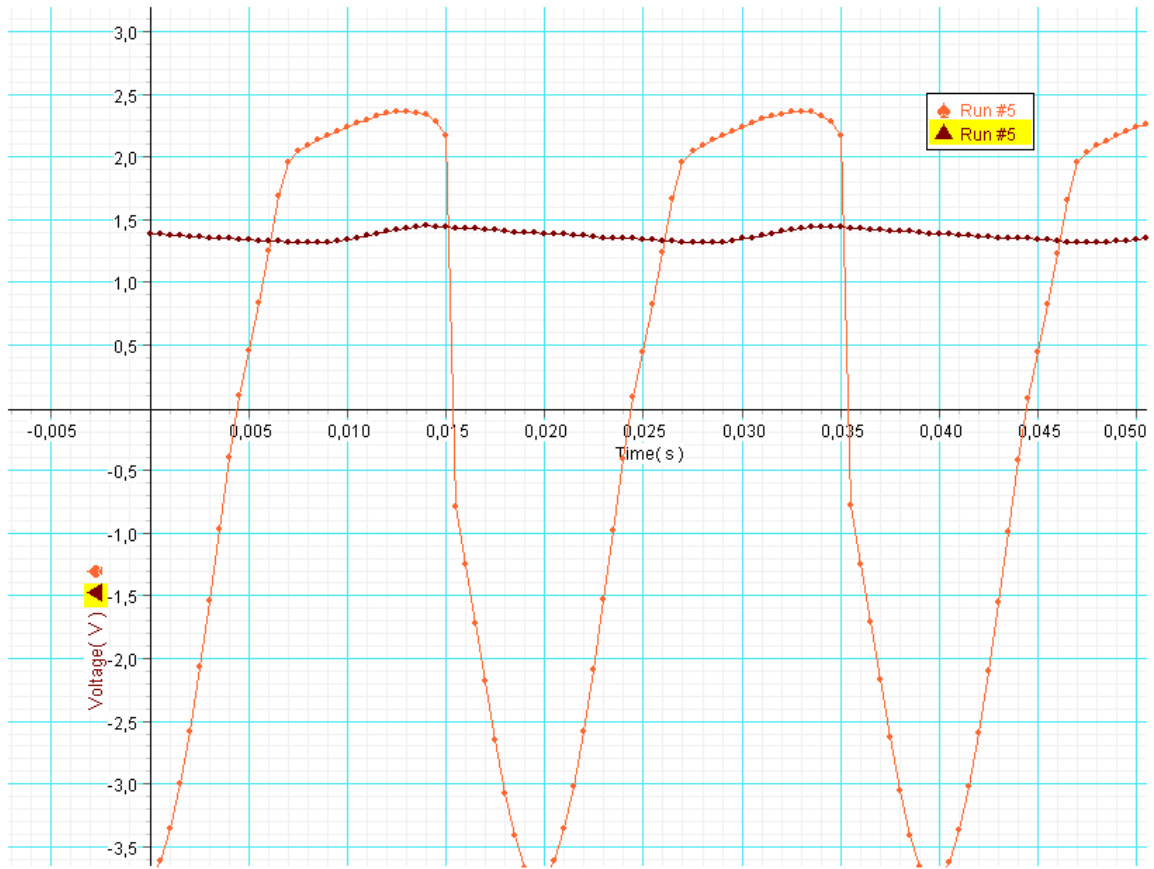


Figur 4.9: Spenning over motstand (blå), spenning over spole2 (rød), spenning over spole3 (grønn) som funksjon av tid

En enklere ladekrets, figur 4.10, ble koblet opp (Ladekrets B) med samme verdier på komponentene som ladekrets A gitt i tabell 4.8. Også her ble spenning over lastmotstanden (v_L) og spenningen over spole L_2 målt og framstilt grafisk (figur 4.11). Vi ser her en liknende graf med den forskjell at utladningstiden er langt større. Dette fører også til at ripple-spenningen blir større.



Figur 4.10: Ladekrets B, enklere ladekrets, halvbølgeretter med filter



Figur 4.11: Spenning over lastmotstand, spenning over spole2 som funksjon av tid

Konklusjon

Av de likeretterkretsene vi har undersøkt, gir helbølgelikeretteren best utnyttelse av spenningen og jevnest ripplespenning. Dette er også forventet fra teorien. Enkelte teoretiske utregninger for kretsen hadde ikke like stort samsvar, mye på grunn av at vi regner med en ideell diodemodell og ser bort fra selvinduktans i spolene i sekundærkretsen og gjensidig induktans fra sekundær til primærkrets. Disse avvikene kunne imidlertid blitt redusert om vi hadde brukt nettspenning som har mye høyere amplitude (~230V rms) enn signalgeneratoren vi brukte (7V rms) og dermed ville spenningen blitt mer drastisk transformert ned og forholdet mellom strømmene i sekundær og primær kretsen blitt mer gunstig med hensyn på å redusere gjensidig induktans.

Kilder:

Bind 2 av Generell fysikk av Egil Lillestøl, Ola Hunderi og Jan R. Lien
University Physics 11.ed av Freedman og Young
Principles and Applications of Electrical Engineering av Giorgio Rizzoni
General Chemistry av Raymond Chang

Internettsider:

Forelesningsnotater i FY1013 (høst 2005) av Jon Andreas Støvneng
http://web.phys.ntnu.no/~stovng/FY1013_2005/fy1013.htm#notater

Georgia State University, Hyperphysics, center-tapped full wave rectifier
<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/electronic/rectct.html#c4>