dem Kondensatorstrom $u_C = \frac{1}{C}\int i_C\,dt + U_{C0}$, wenn U_{C0} die Gleichspannung auf dem Kondensator ist. Die gesamte Ausgangsspannung u_{ws} ergibt sich durch phasenrichtige Addition der einzelnen Anteile. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass man den dreieckförmigen Verlauf des Drosselwechselstroms durch seine Grundwelle annähert (also eine reine Sinusspannung annimmt). Diese Annäherung ist sehr grob. Eine genauere Analyse erreicht man, wenn man weitere Harmonische dazu nimmt. Der dreieckförmige Stromverlauf wird dazu nach Fourier in seine Grundwelle (erste Harmonische) und die höheren Harmonischen zerlegt. Für jede Harmonische können die Spannungsabfälle an den parasitären Bauelementen und dem eigentlichen Kondensator berechnet und phasenrichtig addiert werden. Da dieses Verfahren aufwändig ist, beschränkt man sich häufig auf die Berechnung der Grundwelle und überprüft das Ergebnis durch Messung der verbleibenden Welligkeit der Kondensatorspannung. Bei beiden Verfahren wird mit dem komplexen Scheinwiderstand $\underline{Z}$ des Kondensators und dem Kondensatorstrom der Spannungsabfall berechnet. Für den Betrag Z gilt:

$$Z = \sqrt{ESR^2 + \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L_C\right)^2} \qquad (2.1.16)$$

Ist der Wert für ESR bei der betreffenden Arbeitsfrequenz unbekannt, kann er aus dem Verlustwinkel berechnet werden:

$$ESR = \frac{\tan\delta}{\omega C} \qquad (2.1.17)$$

Zum ESR von Elektrolytkondensatoren und von Folienkondensatoren sind in Kapitel 13 weitere Angaben zu finden.

2.1.5 Analytische Berechnung des Effektivwertes

Für die Erwärmung des Eingangs- und Ausgangskondensators ist der Effektivwert des Kondensatorstromes verantwortlich. Es gilt: $P = I^2 \cdot ESR$. Den ESR entnehmen wir für die zutreffenden Bedingungen aus dem Datenblatt des Herstellers, gegen müssen wir aus dem Zeitverlauf berechnen.

Es gilt für den Effektivwert eines Stromes I: $\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2\,dt}$. (2.1.18)

Darin ist i der zeitliche Verlauf $i(t)$, den wir aus Bild 2.1 entnehmen: Wir wollen den Strom i_{Ce}, also den Strom durch den Eingangskondensator berechnen. i_{Ce} ist der Wechselanteil von i_T.

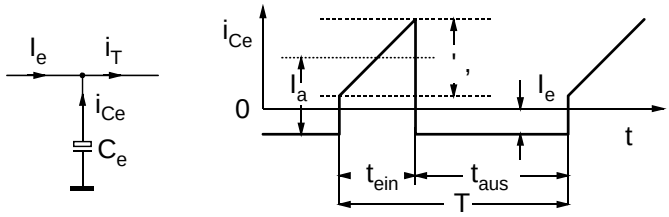

Bild 2.7: Der Strom $i_{Ce} = i_T - I_e$

Den Eingangsstrom I_e bekommen wir aus $U_e I_e \approx U_a I_a \Rightarrow I_e \approx I_a \frac{U_a}{U_e} \approx a \cdot T$.

Aus Gl. (2.1.18) geht hervor, dass wir über eine Periode T integrieren müssen. Wo wir mit der Integration beginnen, spielt dabei keine Rolle. Deshalb verschieben wir den Stromverlauf soweit nach links, dass der Beginn von t_{ein} im Koordinatenursprung liegt. Dann können wir den Verlauf mathematisch einfach beschreiben:

$$i(t) = \frac{I_a}{2} \cdot \frac{I_e}{t_{ein}} \cdot t = I_a \cdot v_T \cdot \frac{I_a}{t_{ein}} \cdot t \quad \text{für } 0 \le t \le t_{ein}$$

$$i(t) = I_a \cdot v_T \quad \text{für } t_{ein} \le t \le T$$

$$\int_0^T i^2 dt = \int_0^{t_{ein}} \left(I_a \cdot v_T - \frac{I_a}{2} + \frac{I_a}{t_{ein}} \cdot t \right)^2 dt + \int_{t_{ein}}^{T} \left(I_a \cdot v_T \right)^2 dt$$

$$\int_0^T i^2 dt = I_a \cdot v_T - \frac{I_a}{2} \cdot t_{ein} + I_a \cdot v_T - \frac{I_a}{2} \cdot t_{ein} + \frac{I_a^2}{3} \cdot t_{ein} + I_a \cdot v_T^2 \cdot T - t_{ein}$$

Nach Umformung und Vereinfachung erhalten wir:

$$\int_0^T i^2 dt = v_T \cdot T \cdot I_a^2 \cdot \left(1 - v_T + \frac{I_a^2}{12} \right)$$

und damit $I_{Ce} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{v_T \cdot I_a^2 \cdot \left(1 - v_T + \frac{I_a^2}{12} \right)}$

Die Berechnung von I_{Ca} kann entsprechend erfolgen.

2.1.6 Numerische Bestimmung des Effektivwertes

Manchmal muss der Effektivwert des Stromes aus dem Oszillogramm nummerisch bestimmt werden. Bei manchen Digital-Oszilloskopen ist die hier beschriebene Rechenoperation bereits implementiert. Andernfalls lässt sich der Effektivwert auch leicht mit einigen Stützstellen näherungsweise bestimmen, was für die Dimensionierung des Kondensators meist ausreicht.

Es gilt allgemein:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} \tag{2.1.19}$$

Für die diskrete Rechnung folgt daraus:

$$I \approx \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} i_n^2} \tag{2.1.20}$$

In Gl. (2.1.20) ist N die Anzahl der diskreten Stromwerte und n der laufende Index der Stromwerte. Die Anwendung von Gl. (2.1.20) soll an einem konkreten Stromverlauf in Bild 2.8 gezeigt werden.

Für die Berechnung des Effektivwerts des Stromverlaufs wird die Kurve durch diskrete Stromwerte angenähert. Die Näherung ist in Bild 2.8 gestrichelt eingezeichnet. Hier ist N = 8 und 1 dn d8. Mit Gl. (2.1.20) folgt:

$$I \sqrt{\frac{1}{8}\left(1{,}8^2 \quad 3{,}2^2 \quad 1{,}1^2 \quad (1{,}1^3) \quad (1{,}2^2) \quad (1{,}1^2) \quad (0{,}9^3) \quad (0{,}4^2)\right)} \quad A \quad 1{,}562\,A$$

Wird eine höhere Genauigkeit gefordert, muss N vergrößert werden.

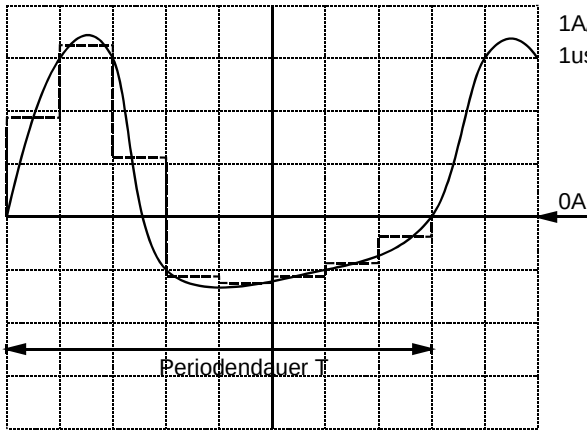

Bild 2.8 Beispiel für einen gemessenen Stromverlauf

Die Überprüfung kann mit einer Temperaturmessung erfolgen. Die Verlustleistung wird mit

$$P_V \quad I^2 \; ESR \quad \sim \qquad (2.1.21)$$

berechnet. Die Verlustleistung führt zu einer Erwärmung des Elkos T von $P_V \quad R_{Th}$, wenn

$R_{Th} > \frac{K}{W}$ ist. Der thermische Widerstand des Elkos ist meist nicht genau bekannt, da er neben der Gehäuseform auch vom Layout auf der Platine abhängt. Insofern ist die Rechnung recht ungenau und sollte durch eine Temperaturmessung im endgültigen Aufbau überprüft werden. Sie muss sowieso unabhängig davon erfolgen, da einerseits die Temperaturbelastung des Elkos bezüglich der maximal zulässigen Temperatur überprüft werden muss und andererseits über die Elko-Temperatur auf dessen zu erwartende Lebensdauer hoch gerechnet wird.

Die Hersteller geben die Lebensdauer in Abhängigkeit der Bauteiltemperatur an. Und so kann man über die auftretenden Temperaturen und die Belastungsdauer die Lebensdauer voraus berechnen. In vielen Geräten ist der Elko das Bauelement, das die Lebensdauer begrenzt. Deshalb ist die Überprüfung durch Messung und Rechnung besonders wichtig. Man kann mit dem Ergebnis leichter Garantiezusagen machen bzw. die Garantiekosten abschätzen.

Der Alterungsprozess des Elkos ist übrigens physikalisch einfach zu erklären. Die eine Elektrode ist ein flüssiger Elektrolyt, der im Laufe der Zeit verdampft. Dadurch nimmt die Kapazität des Elkos ab und erreicht zum Ausfallzeitpunkt ihr unteres Design-Limit. Wie stark der Verdampfungsprozess stattfindet, hängt in erster Linie von der Temperatur und dem Gehäuse ab. Die Temperatur können wir aus Kostengründen nur in gewissen Grenzen senken. Hingegen kann mit einem Gehäuse hoher Dichtheit die Lebensdauer deutlich vergrößert werden. Eine Möglichkeit ist die Verschweißung des Gehäuses. Diese Lösung ist sehr teuer, wurde aber beispielsweise für den Einsatz in Kampfflugzeugen erfolgreich eingesetzt.

2.2 Der Abwärtswandler mit lückendem Strom

Wenn der Ausgangsstrom durch eine verringerte Ausgangslast klein wird, tritt ein verändertes Verhalten des Wandlers auf. Der Spulenstrom i_L wird zeitweise Null. Dadurch gelten die Beziehungen von Kapitel 2.1 nicht mehr. Wir wollen uns jetzt überlegen, wie sich die Leistungs-Hardware in diesem Fall verhält.

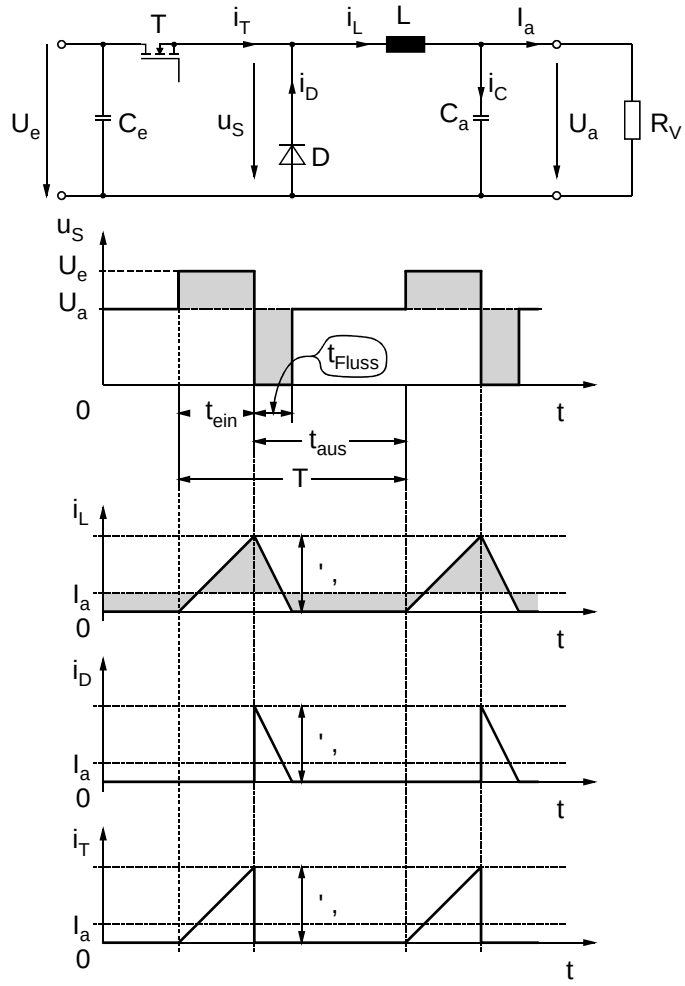

Bild 2.9 Stromverläufe im lückenden Betrieb des Abwärtswandlers

Aus Bild 2.9 ergeben sich folgende Zusammenhänge:

Während der Zeit t_{ein} steigt der Strom in der Induktivität L auf ΔI an.

$$U_e - U_a \approx L \frac{\Delta I}{t_{ein}} \qquad (2.2.1)$$

Während der Zeit t_{Fluss} fällt er wieder auf Null ab.

$$\ddot{Y}\,U_a \quad L\,\frac{'I}{t_{Fluss}} \tag{2.2.2}$$

Aus Gl. (2.2.1) folgt:

$$I' \quad \frac{U_e \;U_a \;t_{ein}}{L} \quad \frac{U_e \;U_a}{L}\;v_T \;T \tag{2.2.3}$$

2.2.1 Der Eingangsstrom

Aus Bild 2.9 lässt sich der zeitliche Mittelwert des Eingangsstromes I_e berechnen:

$$I_e \quad \frac{'I}{2}\,\frac{t_{ein}}{T} \quad \frac{U_e \;U_a \;v_T^2 \;T^2}{L\;2\;T} \quad \frac{U_e \;U_a \;v_T^2 \;T}{2\;L} \tag{2.2.4}$$

2.2.2 Der Ausgangsstrom

Aus Bild 2.9 lässt sich auch der zeitliche Mittelwert des Ausgangsstromes I_a berechnen:

$$I_a \quad \frac{'I}{2}\,\frac{t_{ein} \;t_{Fluss}}{T}$$

Aus Gl. (2.2.2) folgt: $t_{Fluss} \quad \frac{L\;I'}{U_a}$. Mit Gl. (2.2.3) wird I_a:

$$\begin{aligned} I_a \quad & \frac{'I}{2}\;v_T \;\frac{L\;I'}{T\;U_a}\,\S\ddot{\cdot}\,\frac{U_e \;U_a}{2\;L}\;v_T \;T \quad v_T \;\dot{\cdot}\,\frac{L\;U_e\;U_a\;v_T\;T}{T\;U_a\;L}\,\S\ddot{\cdot}\,\\ & \frac{U_e \;U_a \;v_T^2 \;T}{2\;L} \quad \frac{U_e \;U_a^2 \;v_T^2 \;T}{2\;L\;U_a} \\ & \frac{U_e \;U_a \;v_T^2 \;T}{2\;L} \quad 1\;\frac{U_e \;U_a}{U_a}\,\S\ddot{\cdot}\,\frac{U_e \;U_a \;v_T^2 \;T}{2\;L}\,\frac{U_e}{U_a}\,\dot{\cdot} \end{aligned} \tag{2.2.5}$$

2.2.3 Die Ausgangsspannung

Im Idealfall (K = 100 %) ist die Eingangsleistung gleich der Ausgangsleistung: $U_e \;I_e \;U_a \;I_a$.
Wir lösen die Gleichung nach U_a auf und setzen den Eingangsstrom nach Gl. (2.2.4) ein:

$$\begin{aligned} U_a \quad & U_e\,\frac{I_e}{I_a} \quad \frac{U_e \;U_e \;U_a \;v_T^2 \;T}{2\;L\;I_a} \\ & \frac{U_e^2 \;v_T^2 \;T}{2\;L\;I_a\;1\;U_e\,\frac{v_T^2 \;T}{2\;L\;I_a}\,\S\ddot{\cdot}} \quad \frac{U_e^2 \;v_T^2 \;T}{2\;L\;I_a\;U_e \;v_T^2 \;T}\,\dot{\cdot} \end{aligned} \tag{2.2.6}$$

Zur besseren Übersicht führen wir die normierte Eingangsspannung U_N und den normierten Ausgangsstrom I_N ein:

$$U_N = \frac{U_a}{U_e} \qquad I_N = \frac{I_a \cdot L}{U_e \cdot T} \tag{2.2.7}$$

Aus Gl. (2.2.6) wird $\frac{U_a}{U_e} = \frac{v_T^2}{2 \cdot L \cdot \frac{I_a}{U_e \cdot T} \cdot v_T^2}$ normiert:

$$U_N = \frac{v_T^2}{2 \cdot I_N \cdot v_T^2} \tag{2.2.8}$$

2.2.4 Grenze zum nicht lückenden Betrieb

Wir führen den normierten Ausgangsgrenzstrom I_{Nag} ein. Das ist der Strom, bei dem der Spulenstrom gerade noch nicht lückt. Wir erhalten ihn zu

$$I_{ag} = \frac{\Delta I}{2} = I = \frac{U_e \cdot U_a \cdot v_T^2 \cdot T}{L \cdot v_T} \cdot \left(1 - \frac{U_a}{U_e}\right)$$

$$I_{Nag} = \frac{I \cdot L}{2 \cdot U_e \cdot T} = \frac{U_e \cdot U_a \cdot v_T \cdot T \cdot L}{2 \cdot U_e \cdot T \cdot L} \cdot \left(1 - \frac{U_a}{U_e}\right) \cdot v_T = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{U_a}{U_e}\right) \cdot v_T = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - U_N\right) \cdot v_T \tag{2.2.9}$$

Für $I_N = I_{Nag}$ ist $v_T = \frac{U_a}{U_e} = U_N$ und damit $I_{Nag} = \frac{U_N}{2} \cdot \left(1 - U_N\right)$.

Der Vergleich mit Gl. (2.1.13) zeigt, dass die Annäherung an die Grenze von beiden Betriebsmodi aus dieselbe Grenzkurve liefert. Auf der Grenzkurve gilt noch

$$\frac{U_a}{U_e} = v_T ,$$

deshalb können wir auch schreiben:

$$I_{Nag} = \frac{v_T}{2} \cdot \left(1 - v_T\right) \tag{2.2.10}$$

Die Ergebnisse der Gln. (2.2.9) bis (2.2.10) sind in Bild 2.10 berechnet und dargestellt.

Bild 2.10 stellt somit das Ausgangskennlinienfeld des Wandlers mit dem Parameter a_T dar. Für große Ausgangsströme wird die Ausgangsspannung unabhängig vom Ausgangsstrom. Der Wandler ist eine Spannungsquelle. Dieser Fall ist im rechten Teil von Bild 2.10 zu sehen. Dort arbeitet der Wandler im nicht lückenden Betrieb.

Reduzieren wir den Ausgangsstrom, so erreichen wir die Grenzkurve I_{Nag}. Links von dieser Kurve lückt der Wandler und die Ausgangsspannung wird vom Ausgangsstrom abhängig. Wie die Kurvenschar zeigt, wird die Abhängigkeit umso stärker, je kleiner der Ausgangsstrom wird.

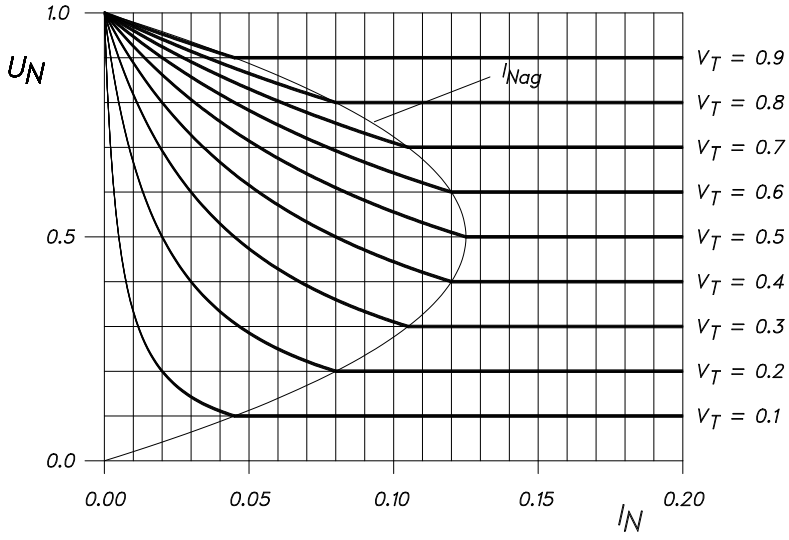

Bild 2.10 U_N in Abhängigkeit von I_N bei konstantem v_T

2.2.5 Tastverhältnis in Abhängigkeit des Ausgangsstroms

Es stellt sich hier die Frage: Wie muss v_T verändert werden, damit die Ausgangsspannung bei veränderlichem Ausgangsstrom konstant gehalten werden kann?

Wir lösen Gl. (2.2.8) nach v_T auf:

$$v_T \quad \sqrt{\frac{2\ U_N \tilde{}\ I_N}{1\ \ U_N}} \qquad \tilde{} \tag{2.2.11}$$

Damit können wir v_T in Abhängigkeit von I_N angeben, für den Fall, dass U_N konstant gehalten werden soll:

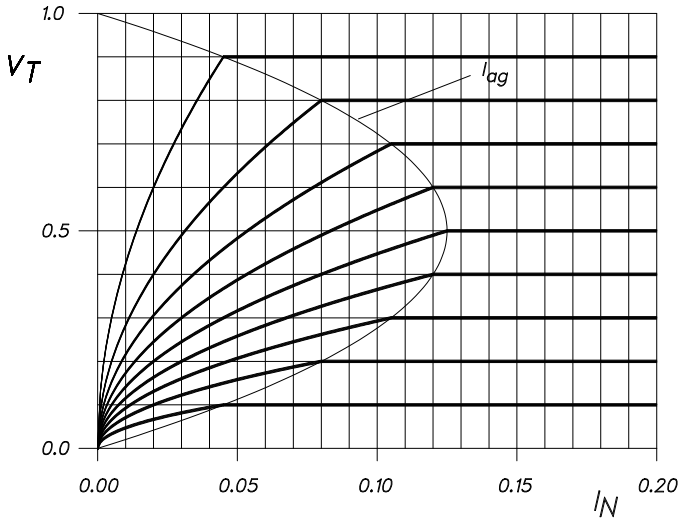

Bild 2.11 Tastverhältnis v_T in Abhängigkeit von I_N für konstante Ausgangsspannungen U_N

Bei allen Reglern wollen wir die Ausgangsspannung bei sich ändernder Last konstant halten. Wie Bild 2.11 zeigt, ist dies für große Ausgangsströme sehr leicht möglich, weil der Wandler sich von selbst aus die Ausgangsspannung konstant hält. Bei kleinen Ausgangslasten hingegen muss der Regler das Tastverhältnis stark reduzieren, um eine kleine Ausgangsspannung zu erreichen. Dies gilt es bei der Reglerdimensionierung zu berücksichtigen. Es ist nach Bild 2.11 nicht unmöglich, wenn der Wandler bei großer Last stabil arbeitet, bei kleiner Last plötzlich zu schwingen anfängt oder die Ausgangsspannung unruhig wird. Es hilft dann nur, den Regler auf den kritischen Fall der Minimallast auszulegen.

Hinweis: Die Unterscheidung in die Betriebsmodi nichtlückender – lückender Strom bzw. kontinuierlicher – diskontinuierlicher Betrieb ist daraus entstanden, dass für den zweiten Schalter eine Diode verwendet wird. Sie schaltet sich selbst zum richtigen Zeitpunkt ein und aus, wodurch die Schaltung des Wandlers vereinfacht wird. Verwendet man für den zweiten Schalter ebenfalls einen Transistor, der während t_{aus} eingeschaltet wird, so kann der Strom während t_{aus} auch negativ werden und es gelten dann die Beziehungen für den lückenden Betrieb bis zu beliebig kleinen Ausgangsströmen herunter. Im Extremfall, wenn die Ausgangslast völlig weggenommen wird, bleibt die Ausgangsspannung dennoch gemäß Gl. (2.1.6) stabil. Es wird dann nur Energie hin- und hergeschaufelt. In Kapitel 3.3 wird am Beispiel des Aufwärtswandlers auf diesen Sachverhalt genauer eingegangen.

2.3 Der Abwärtswandler mit Umschwingkondensator

2.3.1 Vorbemerkung

In der Leistungselektronik können die Schalter durch Schwingkreise entlastet werden. Bei geschickter Anordnung des Schwingkreises erfolgt der Schaltvorgang „weich“ und nahezu ohne Schaltverluste. Für jede Wandlerart gibt es eine Vielzahl solcher Entlastungs- oder Umschwingnetzwerke. Hier seien nur solche vorgestellt, die einen einfachen LC-Schwingkreis beinhalten, der z. B. durch einen zusätzlichen Kondensator im Zusammenspiel mit der sowieso vorhandenen Induktivität entsteht. Zur Einführung soll an zwei Beispielen das Prinzip erläutert werden:

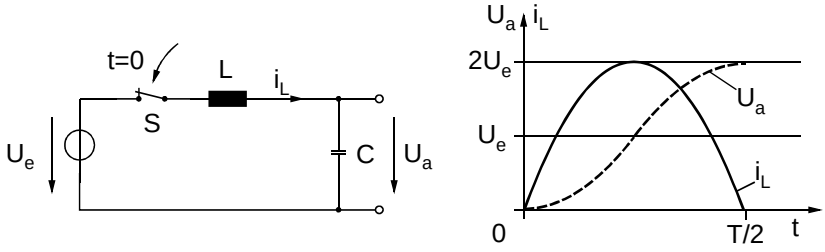

Bild 2.12 Beispiel 1: LC-Umschwingkreis

Die Schaltung sei energielos, wenn zum Zeitpunkt $t = 0$ der Schalter S geschlossen wird. Im Schaltmoment ist i_L Null, wodurch keine Schaltverluste entstehen. Erst danach steigt i_L an, so wie es im rechten Bild gezeigt ist. Die Ausgangsspannung u_a erreicht maximal den Wert $2 \cdot U_e$ und zwar im Zeitpunkt

$$t = \frac{T}{2}, \text{ wenn gilt } T = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}\,. \qquad \sim$$

Zu diesem Zeitpunkt kann S verlustleistungsfrei geöffnet werden. Somit wurde der Kondensator C auf die Spannung $U_a = 2\,U_e$ aufgeladen, ohne dass dabei Verlustenergie entstanden ist.

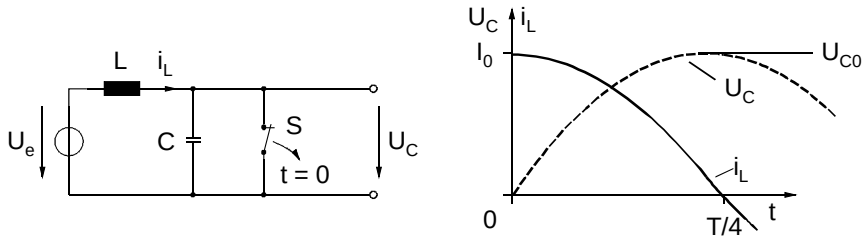

Bild 2.13 Beispiel 2: Umschwingkreis mit aufgeladener Drossel

Hier war der Schalter S eine gewisse Zeit geschlossen, sodass in der Induktivität der Strom I_0 fließt, wenn S zum Zeitpunkt t = 0 öffnet. Im Öffnungsmoment kommutiert der Strom i_L schlagartig auf den Kondensator C. Die Spannung am Kondensator steigt mit endlicher Steigung an und würde für $t = \frac{T}{4}$ ihren Maximalwert erreichen. Oft wird der Umschwingvorgang aber gar nicht so weit durchlaufen, weil die Schaltung auf eine konstante Ausgangsspannung arbeitet:

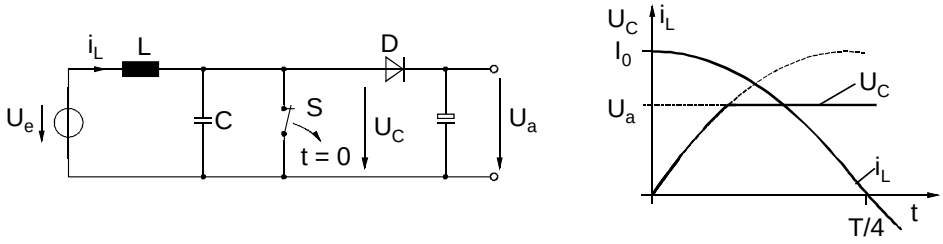

Bild 2.14 Umschwingen bis zur Ausgangsspannung

In Bild 2.13 und Bild 2.14 wurden die Kurvenverläufe vereinfacht dargestellt. Sie gelten so nur angenähert für den Fall einer großen Induktivität L und eines kleinen Kondensators C. Die Vereinfachung ist aber zulässig, wenn L die Leistungsinduktivität des Wandlers ist und C die Ausgangskapazität des Leistungsschalters darstellt, die vielleicht noch um einige nF ergänzt wurde.

Diese zwei Beispiele wurden aus einer großen Anzahl von Schaltungsmöglichkeiten herausgegriffen, um das Prinzip zu demonstrieren. Richtig angewendet haben die Schwingkreise alle die Eigenschaft, dass sie weich schalten und damit Schaltverluste und Störungen vermeiden oder drastisch reduzieren.

2.3.2 Schaltung beim Abwärtswandler

Der Umschwingkreis kann beim Abwärtswandler realisiert werden, wenn die Schaltung um den Umschwingkondensator C_u ergänzt wird.

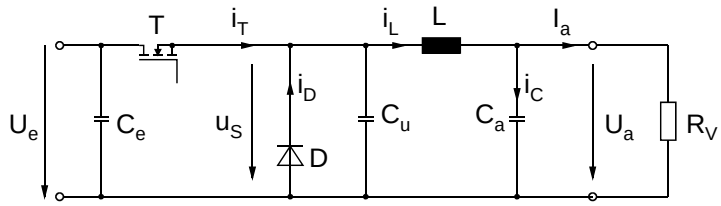

Bild 2.15 Abwärtswandler mit Umschwingkondensator

Der zugehörige Spannungsverlauf $u_S(t)$ sieht wie folgt aus:

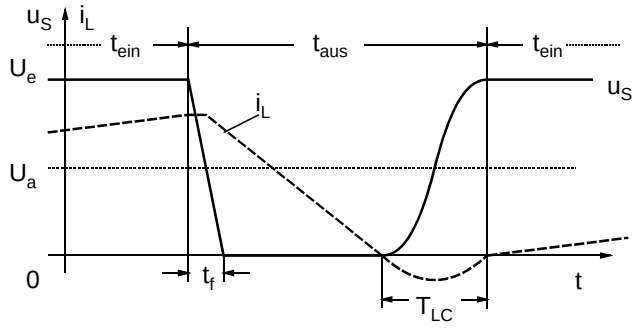

Bild 2.16 Spannungsverlauf beim Abwärtswandler mit Umschwingkondensator

In Bild 2.16 wurde der Spezialfall $U_a = \frac{U_e}{2}$ dargestellt und es wurden die Kurvenverläufe leicht vereinfacht und idealisiert gezeichnet.

Während t_f gilt:

$$\frac{du}{dt} = \frac{i_{emax}}{C} \tag{2.3.1}$$

für T_{LC} gilt:

$$T_{LC} = \pi \sqrt{L \cdot C} \tag{2.3.2}$$

Das Hochschwingen während T_{LC} funktioniert natürlich nur, wenn der Wandler immer an der Lückgrenze betrieben wird. Genau genommen muss man ein bisschen unterhalb der Lückgrenze, da i_L geringfügig negativ wird. Dies bedeutet eine besondere deshalb eine starke Einschränkung, weil damit die Wandlerfrequenz lastabhängig wird und nicht wie bisher konstant gehalten werden kann.

Des Weiteren sieht man in Bild 2.16 , dass der Umschwingvorgang nur dann vollständig möglich ist, wenn gilt $\frac{U_e}{2} \geq U_a$ und U_e. In der Praxis geht der Bereich noch etwas weiter, weil die Sperrverzugszeit von D den Strom noch negativer werden lässt. Damit steht mehr Energie für das Umschwingen zur Verfügung und U_a darf etwas kleiner als $\frac{U_e}{2}$ werden. Trotz dieser gravierenden Einschränkungen kann der Umschwingbetrieb aus den genannten Gründen sinnvoll sein. Weniger erzeugte Störungen bedeuten automatisch weniger Filter- oder Schirmungsaufwand. So kann es durchaus sein, dass für einen hartgeschalteten Wandler ein Metallgehäuse unumgänglich ist, während für einen weich geschalteten Wandler gleicher Ausgangsleistung ein Kunststoffgehäuse verwendet werden kann.

http://www.springer.com/978-3-658-10708-6

Schaltnetzteile und ihre Peripherie
Dimensionierung, Einsatz, EMV
Schlienz, U.
2016, XVI, 348 S. 422 Abb. in Farbe., Hardcover
ISBN: 978-3-658-10708-6