

# Fourier-Reihen

## Fourier-Transformation

Die Fourier-Transformation ist eines der wichtigsten Instrumente zur Behandlung linearer Systeme, seien es gewöhnliche oder partielle lineare Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, Anwendungen in der Signalverarbeitung, Bildrekonstruktion oder Computertomographie. Während für das Arbeiten mit formalen Methoden entscheidend ist, daß durch Fourier-Transformation komplizierte Operationen wie Differentiation, Integration oder Faltung in einfachere wie Multiplikation und Division übergehen, kommt bei numerischen Anwendungen noch dazu, daß es einen äußerst effizienten Algorithmus zur praktischen Berechnung von Fourier-Transformierten gibt, nämlich die sogenannte “schnelle” Fourier-Transformation (Fast Fourier Transform, FFT).

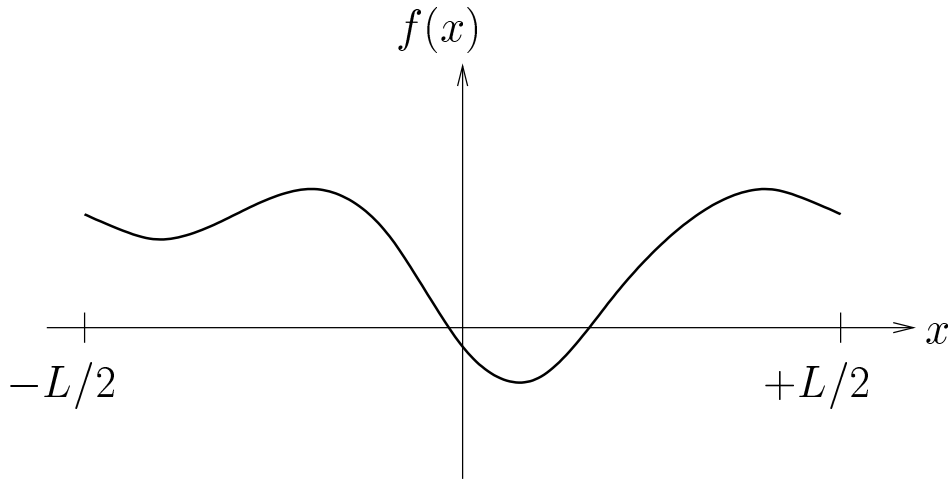
Durch die Fourier-Transformation wird einem Satz von Ausgangsdaten ein gleichwertiger Satz von transformierten Daten zugeordnet. Man nennt dabei den Raum der Ausgangsdaten den *Realraum*, den Raum der transformierten Daten aber den *Fourier-Raum*. Je nach der Beschaffenheit der Daten unterscheidet man drei Arten der Fourier-Transformation:

- Diskrete Fourier-Transformation: Ausgangsdaten und Transformierte sind jeweils endliche Folgen von Zahlenwerten
- Fourier-Reihen: Ausgangsdaten sind Funktionen über einem endlichen Intervall, Transformierte abzählbare Folgen von Zahlenwerten (bzw. umgekehrt, wenn man die Rollen von Real- und Fourier-Raum vertauscht)
- Fourier-Integrale: Ausgangsdaten und Transformierte sind jeweils Funktionen über der ganzen reellen Achse.

Wir wollen hier nur Fourier-Reihen, d.h. die Darstellung von Funktionen auf einem endlichen Intervall durch trigonometrische Funktionen, betrachten.

# Fourier-Reihen

## Definition



Es sei  $f(x)$  eine hinreichend glatte, komplexwertige Funktion über dem Intervall  $[-L/2, L/2]$ . Dann läßt sich  $f(x)$  als Fourier-Reihe

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{ik_n x}$$

darstellen, wobei die *Fourier-Koeffizienten* gegeben sind durch

$$c_n = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dx e^{-ik_n x} f(x)$$

und die *Wellenzahlen*  $k_n$  durch

$$k_n = \frac{2\pi}{L} n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Die Fourier-Transformierte von  $f(x)$  besteht bei Fourier-Reihen also aus der Menge der Fourier-Koeffizienten  $\{c_n\}$ . Die bei deren Definition auftretenden Integrale können numerisch oder analytisch berechnet werden.

Die obige Schreibweise ist üblich, wenn es sich bei  $x$  um eine Ortsvariable handelt. Ist die unabhängige Variable die Zeit  $t$ , so wird für die Länge des Grundintervalls  $T$  verwendet, und an die Stelle der Wellenzahlen  $k_n$  treten die diskreten Frequenzen  $\omega_n = 2\pi n/T$ .

Wenn  $f(x)$  im Intervall  $[-L/2, L/2]$  stetig ist und die Funktionswerte am linken und rechten Rand des Intervalls übereinstimmen, dann konvergiert die Fourier-Reihe punktweise gegen die ursprüngliche Funktion. Ist  $f(x)$  stetig bis auf endlich viele Sprungstellen, so konvergiert an diesen Sprungstellen die Fourier-Reihe gegen den Mittelwert aus linkem und rechtem Grenzwert von  $f(x)$ . Man kann Fourier-Reihen aber auch für allgemeinere Funktionen definieren, wobei das Gleichheitszeichen dann in einem eingeschränkten Sinn gilt.

Die Wellenzahlen  $k_n$  sind so beschaffen, daß die Funktionen  $e^{ik_n x}$  periodisch sind mit Periode  $L$ . Die Fourier-Reihe ist dann als Summe periodischer Funktionen natürlich ebenfalls periodisch. Wenn  $f(x)$  selbst schon periodisch war, dann gilt die Darstellung durch die Fourier-Reihe auf der ganzen reellen Achse. Ist  $f(x)$  nicht periodisch oder für  $x \notin [-L/2, L/2]$  gar nicht erklärt, so definiert die Fourier-Reihe eine periodische Fortsetzung von  $f(x)$  außerhalb des Grundintervalls.

## Eigenschaften

### Differentiation und Integration

Unter der Annahme, daß Differentiation und Summation vertauscht werden dürfen, ergibt sich durch Differenzieren der Fourier-Reihe

$$\begin{aligned} f'(x) &= \frac{d}{dx} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{ik_n x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \frac{d}{dx} e^{ik_n x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n ik_n e^{ik_n x} \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (ik_n c_n) e^{ik_n x} \end{aligned}$$

Die Fourier-Koeffizienten der Ableitung einer Funktion erhält man also, indem man die Fourier-Koeffizienten der ursprünglichen Funktion mit  $ik_n$  multipliziert. Mehrmaliges Differenzieren führt entsprechend zu Multiplikation mit höheren Potenzen von  $ik_n$ .

Man sagt daher, daß beim Übergang in den Fourier-Raum Differentiation in Multiplikation (mit  $ik_n$ ) übergeht. Da Differentiation und Integration zu einander inverse Operationen sind, sollte analog der Integration im Realraum die Division (durch  $ik_n$ ) im Fourier-Raum entsprechen. Die letztere Aussage gilt allerdings nur für Funktionen mit  $c_0 = 0$ . Tatsächlich ist aber eines der wichtigsten Anwendungsgebiete der Fourier-Transformation die "Integration" von Differentialgleichungen.

### Reellwertige Funktionen

Ist  $f(x)$  eine reellwertige Funktion, so gilt

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{ik_n x} = f^*(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n^* e^{-ik_n x}$$

und, wenn man im letzten Ausdruck  $-n$  statt  $n$  als Summationsindex verwendet und beachtet, daß  $k_{-n} = -k_n$ ,

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{ik_n x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{-n}^* e^{ik_n x}$$

Da die Funktionen  $\{e^{ik_n x}\}$  linear unabhängig sind, müssen die Koeffizienten der Reihen übereinstimmen. Es gilt also, wenn man nochmals  $n$  durch  $-n$  ersetzt,

$$c_n^* = c_{-n}$$

Es genügt demnach, z. B. die Fourier-Koeffizienten für  $n \geq 0$  zu kennen.

Für reellwertige Funktionen setzt man daher oft

$$c_n = \frac{a_n}{2} - i \frac{b_n}{2}$$

(mit  $a_{-n} = a_n$  und  $b_{-n} = -b_n$ ) und schreibt die Fourier-Reihe in der Form

$$\begin{aligned} f(x) &= c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [c_n e^{ik_n x} + c_{-n} e^{ik_{-n} x}] = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [c_n e^{ik_n x} + c_n^* e^{-ik_n x}] \\ &= \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{a_n}{2} (e^{ik_n x} + e^{-ik_n x}) - i \frac{b_n}{2} (e^{ik_n x} - e^{-ik_n x}) \right] \end{aligned}$$

also

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(k_n x) + b_n \sin(k_n x)]$$

(wegen  $c_0^* = c_0$  ist  $b_0 = 0$ ). Für die Koeffizienten in dieser Darstellung findet man

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dx \cos(k_n x) f(x) \\ b_n &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dx \sin(k_n x) f(x) \end{aligned}$$

## Beispiele

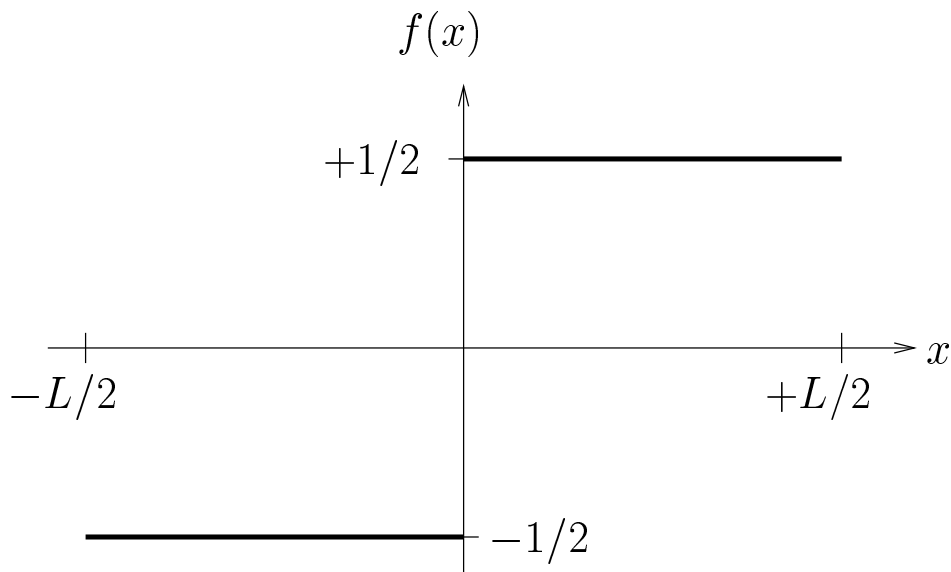
### Fourier-Analyse der Heaviside-Funktion

Um die Heaviside-Funktion (Stufenfunktion)

$$H(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0 \\ 1 & \text{für } x > 0 \end{cases}$$

auf dem Intervall  $[-L/2, L/2]$  in eine Fourier-Reihe zu entwickeln, betrachtet man statt  $H(x)$  besser die Funktion

$$f(x) = H(x) - \frac{1}{2}$$



Da diese Funktion ungerade ist [d.h.  $f(-x) = -f(x)$ ], dürfen in der Reihenentwicklung von  $f(x)$  ebenfalls nur ungerade Funktionen, nämlich Sinus-Terme, vorkommen. Die Fourier-Darstellung von  $f(x)$  muß also die Form

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(k_n x)$$

haben. Die Fourier-Koeffizienten berechnet man nach der allgemeinen Formel zu

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dx \sin(k_n x) f(x) \\ &= \frac{2}{L} \left\{ \int_{-L/2}^0 dx \sin(k_n x) \left(-\frac{1}{2}\right) + \int_0^{L/2} dx \sin(k_n x) \left(+\frac{1}{2}\right) \right\} \\ &= \frac{2}{L} \left\{ \left(-\frac{1}{2}\right) \frac{-\cos(k_n x)}{k_n} \Big|_{-L/2}^0 + \left(\frac{1}{2}\right) \frac{-\cos(k_n x)}{k_n} \Big|_0^{L/2} \right\} \\ &= \frac{1}{k_n L} \{1 - \cos(-k_n L/2) - \cos(k_n L/2) + 1\} \\ &= \frac{2}{k_n L} \{1 - \cos(k_n L/2)\} \\ &= \frac{1 - \cos(n\pi)}{n\pi} \end{aligned}$$

wobei in der letzten Gleichung noch berücksichtigt wurde, daß  $k_n = 2\pi n/L$ . Da  $\cos(n\pi) = (-1)^n$ , verschwinden die  $b_n$  nur für ungerade  $n$  nicht, und es gilt insgesamt

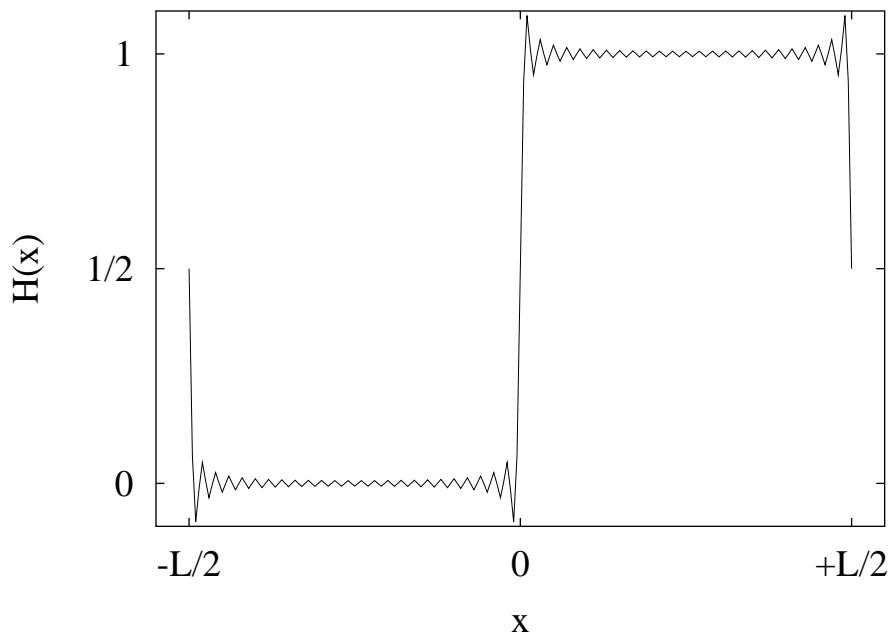
$$b_n = \begin{cases} \frac{2}{n\pi} & \text{für } n = 1, 3, 5, \dots \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die Fourier-Darstellung von  $H(x)$  ist daher

$$H(x) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin\left(\frac{2n\pi x}{L}\right)$$

### Gibbs'sches Phänomen

Die Heaviside-Funktion ist, was die Berechnung der Fourier-Koeffizienten betrifft, zwar eines der einfachsten Beispiele für Fourier-Reihen, sie hat aber den Schönheitsfehler, daß sich zwei Unstetigkeiten im Intervall befinden, nämlich die eigentliche Sprungstelle bei  $x = 0$  und die Unstetigkeit, die dadurch zustande kommt, daß die Funktionswerte bei  $x = \pm L/2$  nicht übereinstimmen. Man wird daher erwarten, daß die Fourier-Reihe für alle anderen Werte von  $x$  punktweise gegen  $H(x)$  konvergiert, an den Sprungstellen jedoch jeweils zum Mittelwert aus linkem und rechtem Grenzwert.



Wenn man, wie in der Praxis unvermeidlich, die Fourier-Reihe durch eine Summe von endlich vielen Termen approximiert, beobachtet man außerdem, daß beiderseits von Sprungstellen “gedämpfte Oszillationen” auftreten, die zwar auf einen Bereich beschränkt sind, der umso enger an die Sprungstelle heranrückt, je mehr Terme man in der Summe berücksichtigt, die Maximalamplitude dieser Oszillationen bleibt aber konstant. Diese Erscheinung, die man das Gibbs'sche Phänomen nennt, tritt nicht nur bei der Heaviside-Funktion, sondern auch bei anderen Funktionen mit Sprungstellen auf.

## Lösung der eindimensionalen Wellengleichung

Die Tatsache, daß Differentiation durch Fourier-Transformation in Multiplikation übergeht, kann man dazu verwenden, lineare Differentialgleichungen durch einen Fourier-Ansatz zu lösen, wenn sich die Randbedingungen dafür eignen. Dies soll am Beispiel der eindimensionalen Wellengleichung für die gezupfte Saite illustriert werden.

Die eindimensionale Wellengleichung für die Auslenkung  $u(x, t)$  einer bei  $x = 0$  und  $x = L$  eingespannten Saite ist

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

Dabei ist  $c$  die Phasengeschwindigkeit, und die Randbedingungen sind

$$u(0, t) = u(L, t) = 0 \quad \text{für } t \geq 0$$

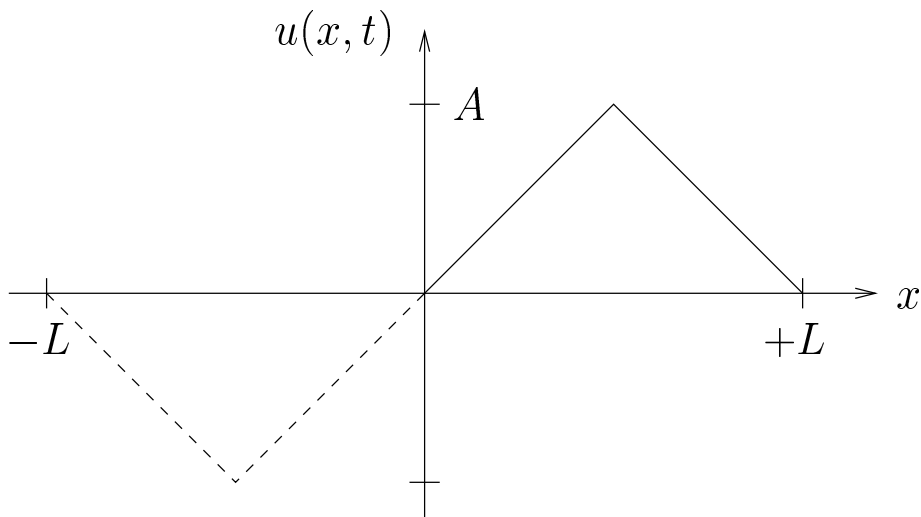
Als Anfangsbedingungen für eine in der Mitte gezupfte Saite wählen wir die Dreiecksfunktion mit Maximalamplitude  $A$

$$u(x, 0) = f(x) = \begin{cases} \frac{2Ax}{L} & \text{für } 0 < x < L/2 \\ \frac{2A(L-x)}{L} & \text{für } L/2 < x < L \end{cases}$$

und

$$\left. \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} \right|_{t=0} = g(x) = 0$$

(d.h. die Saite ist zu Beginn in Ruhe).



Die Randbedingungen implementiert man am besten, indem man  $u(x, t)$  nicht auf  $[0, L]$ , sondern auf dem doppelten Intervall  $[-L, L]$  betrachtet und  $u(x, t)$  für  $x < 0$  ungerade fortsetzt.

In diesem Fall kann man nämlich, analog zum Beispiel der Heaviside-Funktion, die Lösung für jeden festen Zeitpunkt  $t$  in eine Sinus-Reihe bezüglich  $x$  entwickeln

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n(t) \sin(k_n x)$$

wobei die  $k_n$  wegen der doppelten Intervallgröße durch

$$k_n = \frac{2\pi}{2L} n = \frac{n\pi}{L}$$

gegeben sind und die  $b_n$  von der Zeit abhängen.

Wenn man diese Fourier-Reihe in die Differentialgleichung einsetzt und gliedweise differenziert, erhält man

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} b_n(t) \right] \sin(k_n x) &= c^2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n(t) \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \sin(k_n x) \right] \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[ -k_n^2 c^2 b_n(t) \right] \sin(k_n x) \end{aligned}$$

bzw. durch Koeffizientenvergleich

$$\frac{d^2 b_n(t)}{dt^2} = -k_n^2 c^2 b_n(t)$$

Die  $b_n(t)$  gehorchen also einer gewöhnlichen Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren allgemeine Lösung

$$b_n(t) = \beta_n^+ e^{ik_n c t} + \beta_n^- e^{-ik_n c t}$$

ist. Die Koeffizienten  $\beta_n^+$  und  $\beta_n^-$  bestimmt man aus den Anfangsbedingungen für die Wellengleichung. Es ist nämlich einerseits

$$\begin{aligned} b_n(0) &= \beta_n^+ + \beta_n^- \\ \left. \frac{db_n(t)}{dt} \right|_{t=0} &= ik_n c (\beta_n^+ - \beta_n^-) \end{aligned}$$

und andererseits

$$\begin{aligned} f(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} b_n(0) \sin(k_n x) \\ g(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left. \frac{db_n(t)}{dt} \right|_{t=0} \sin(k_n x) \end{aligned}$$

Da  $g(x) = 0$  angenommen wurde, verschwinden alle  $db_n(t)/dt$  bei  $t = 0$ , und es gilt

$$\beta_n^+ = \beta_n^- = \frac{1}{2} b_n(0)$$



Die Zeitabhängigkeit der  $b_n(t)$  ist daher gegeben durch

$$b_n(t) = b_n(0) \cos(k_n ct)$$

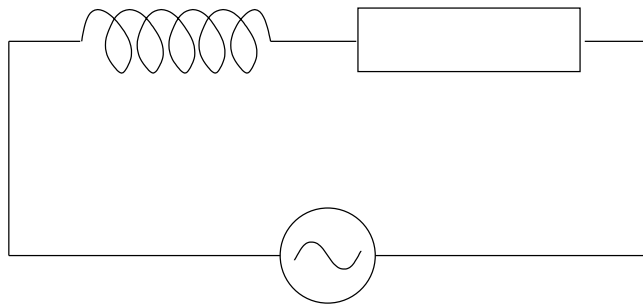
und die Lösung der partiellen Differentialgleichung läßt sich damit schreiben als

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n(0) \cos\left(\frac{n\pi ct}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

Für die Koeffizienten  $b_n(0)$  findet man durch Fourier-Analyse der (ungerade fortgesetzten) Anfangsbedingung  $u(x, 0) = f(x)$

$$b_n(0) = \begin{cases} + \frac{8A}{(n\pi)^2} & \text{für } n = 1, 5, 9, \dots \\ - \frac{8A}{(n\pi)^2} & \text{für } n = 3, 7, 11, \dots \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

### Elektrischer Schaltkreis mit periodischer Anregung



Das Verhalten linearer Systeme unter periodischer Anregung kann ebenfalls mit Hilfe von Fourier-Reihen untersucht werden. Als einfachstes Beispiel betrachten wir einen elektrischen Schaltkreis, bestehend aus einer Induktivität  $L$ , einem Widerstand  $R$  und einer Spannungsquelle  $U(t)$ . Der Strom  $I(t)$  in diesem  $RL$ -Kreis gehorcht der Differentialgleichung

$$L \frac{dI}{dt} + RI = U(t)$$

Wenn die angelegte Spannung periodisch in der Zeit (mit Periode  $T$ ) ist und etwaige Einschaltvorgänge so weit in der Vergangenheit liegen, daß ihr Einfluß vernachlässigbar ist, dann wird auch der Strom periodisch sein. Statt eine Anfangsbedingung vorzugeben, wird also hier verlangt, daß  $I(t)$  *periodisch* sein soll. In diesem Fall liegt es nahe, sowohl Strom als auch Spannung in Fourier-Reihen zu entwickeln

$$U(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n e^{i\omega_n t}$$

$$I(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n e^{i\omega_n t}$$

wobei  $\omega_n = 2\pi n/T$  ist. Einsetzen in die Differentialgleichung und Vertauschen von Differentiation und Summation liefert

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (LI_n i\omega_n) e^{i\omega_n t} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (RI_n) e^{i\omega_n t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n e^{i\omega_n t}$$

Für die Koeffizienten muß also gelten

$$(i\omega_n L + R) I_n = U_n$$

Wegen der Ähnlichkeit dieser Beziehung mit dem Ohm'schen Gesetz nennt man  $Z(\omega) = i\omega L + R$  den komplexen Widerstand (Impedanz) des Schaltkreises. Die aus der letzten Gleichung berechneten  $I_n$  können nun in die Fourier-Darstellung von  $I(t)$  eingesetzt werden.

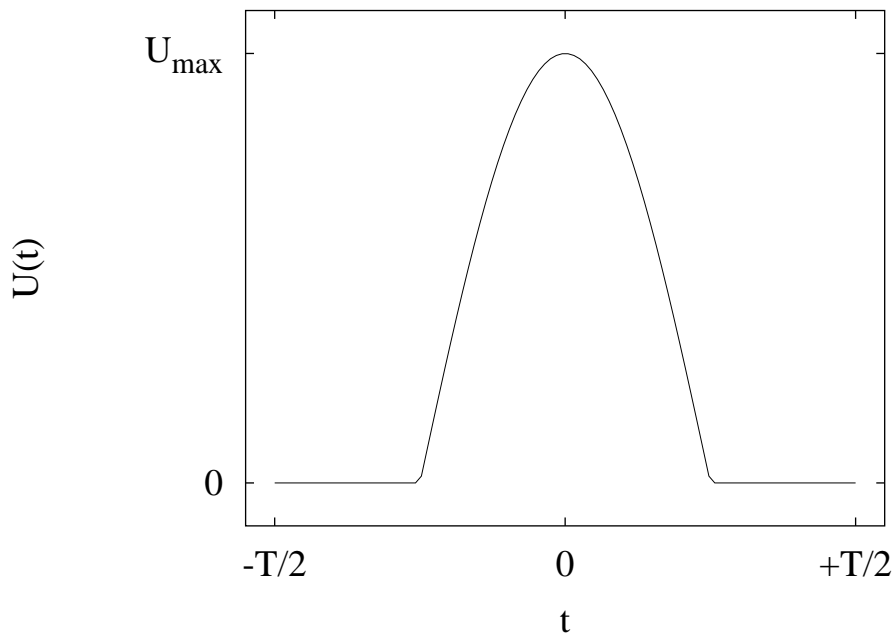
Das Lösungsverfahren besteht also aus den Schritten:

1. Fourier-Analyse der Anregung [Berechnung der Fourier-Koeffizienten  $U_n$  von  $U(t)$ ]
2. Lösung der Differentialgleichung im Fourier-Raum

$$I_n = \frac{U_n}{i\omega_n L + R}$$

3. Fourier-Synthese der Lösung [Einsetzen der  $I_n$  in die Fourier-Reihe für  $I(t)$ ].

Für  $U(t)$  können beliebige periodische Signale vorgegeben werden, die eine Fourier-Reihe besitzen.



Besteht  $U(t)$  z.B. aus positiven Halbwellen mit Maximalamplitude  $U_{\max}$ ,

$$U(t) = \begin{cases} \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) U_{\max} & \text{für } -T/4 \leq t \leq T/4 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

(wobei als Grundintervall  $[-T/2, T/2]$  angenommen ist), so sind die  $U_n$

$$U_n = \begin{cases} \frac{1}{4} U_{\max} & \text{für } n = \pm 1 \\ -\frac{\cos(n\pi/2)}{(n^2 - 1)\pi} U_{\max} & \text{sonst} \end{cases}$$