高等学校教学用書

脉冲技术

H. H. 克雷洛夫著

高等教育出版社

高等学校教学用書

脉　冲　技　术

И. Н. 克雷洛夫著
陈　显　揚　譯
馮　秉　銓　校

高等教育出版社

本書系根据苏联国立电訊書籍出版社 (Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио) 出版的克雷洛夫 (Н. Н. Крылов) 著的“脉冲技术” (Импульсная техника) 1950 年版譯出的。原書經苏联高等教育部审定为电工高等学校教学参考書。

本書包括三章：第一章論述脉冲信号通过綫性系統；第二章論述利用綫性系統形成脉冲；第三章論述各种脉冲發生器。

脉 冲 技 术

Н. Н. 克 雷 洛 夫 著

陈 显 揚 譯

教 育 出 版 社 出 版 北京琉璃厰170号

京市書刊出版業營業許可証出字第054号)

印書局印刷　　新华書店总經售

統一書号15010·528　開本 850×1168 1/32　印張 4 9/16　字數 106,000　印數 0001—1,900

1957 年 9 月第 1 版　1957 年 9 月北京第 1 次印刷　定價(10) ¥ 0.70

前言

現代無綫电技术的發展，促使無綫电專家們去研究各种形狀脉冲的获得、变換、放大和傳輸的問題。

結果，产生了名为脉冲技术的这一無綫电技术部門。

由于苏联学者的巨大工作，脉冲技术获得了最高度的發展。

首先必須指出 M. A. 蓬契-勃魯也維契 (Бонч-Бруевич)，Ю. Б. 考勃柴烈夫(Кобзарев)，Л. И. 孟吉利斯达姆(Мандельштам)，Н. Д. 巴巴来克西 (Папалекси) 和 А. А. 安特罗諾夫(Андронов)的工作。

苏联学者 Л. А. 曼也罗維契 (Меерович)，Я. С. 依茨霍克依(Ицхоки)，С. А. 德罗博夫(Дробов)，Ф. В. 魯金(Лукин)，Я. З. 崔浦金(Цыпкин) 等人曾致力于研究脉冲技术一般計算的方法和解決这方面許多重要科学問題。

苏联学者——斯大林獎金获得者 Г. В. 勃拉烏其 (Брауде)，斯大林獎金获得者 В. Л. 克米依蔡尔 (Крейцер) 和 О. Б. 路立也(Лурье)的关于脉冲放大器的著作是这方面的經典著作。

本書中講述脉冲信号通过綫性电系統，利用綫性电系統形成脉冲的基本理論和脉冲發生器的工作原理。

本書的材料是根据高等教育部批准的电訊学院的教学大綱編写的。

在編写"脉冲發生器"时，技术科学副博士 Э. О. 薩阿柯夫(Сааков)給予很大的帮助，为此，我向他表示深深的感謝。

作者將以極其感激的心情接受所有对本書中所存在的缺点的指正。

一切意見請投通訊出版社(莫斯科中心基洛夫街 40 号)。

Н. 克雷洛夫

目录

第一章 脉冲信号通过綫性系統

如果电流或电压在短的时間間隔內作用于电系統，那末，我們相应地就有电流脉冲或电压脉冲。所謂短的时間間隔是指比所論电系統內过渡历程的持續期小得多或差不多的时間間隔。

电流脉冲或电压脉冲可分为視頻脉冲和射頻脉冲二种。射頻脉冲与視頻脉冲的区別在于前者是一种高頻振蕩，其幅度或其他参数按照視頻脉冲的变化規律来調制的。因为脉冲持續期与电系統过渡历程的期間相比是很小的或可較量的，所以在討論有关脉冲作用于电系統的問題时，必須研究电系統中的过渡历程。

研究在綫性电系統中过渡历程的最有效的方法是运算法。苏联学者 A. M. 爱弗罗司(Эфрос)和 A. M. 达尼列夫斯基(Данилевский)在运算法理論方面作出了巨大的貢献，他們在德国暫时占領哈利柯夫 (Харьков) 的时期在那里牺牲了。A. M. 爱弗罗司和 A. M. 达尼列夫斯基的“运算微积和迴路积分”一書是第一部建立在严格的数学基础上的运算微积的有系統的指导書。在运算法發展方面，苏联学者 B. B. 罗孟諾夫斯基(Романовский)，M. И. 康托罗維契 (Конторович)，A. И. 路立也，B. A. 奇脫金納(Диткиный)等也获得了巨大的成績。

分析綫性电系統中的过渡历程，除了用运算法外，还广泛地应用傅里叶积分和賽赫美尔积分。在發展这些方法的过程中，苏联学者 П. A. 柯托夫 (Котов)，A. A. 哈尔凱維契(Харкевич)，Г. B. 道勃罗伏[illegible] Добровольский)，C. И. 耶夫洽諾夫(Евтя[illegible]ов)等作出了最有价值[illegible]

研究脉冲信号作用于电系統时系統的过渡历程，[illegible]方面苏联学者 A. H. 苏金(Щукин)，B. И. 西福罗夫(Сифоров)，H. M. [illegible]兹尤莫夫(Изюмов)等的工作是众所周知的。

§I.1. 运算法

設有常綫性微分方程，其形式为：

$$\frac{d^n y}{dt^n}+a_1\frac{d^{n-1}y}{dt^{n-1}}+\cdots\cdots+a_{n-1}\frac{dy}{dt}+a_n y=f(t).\qquad (\mathrm{I},1)$$

$$t>0.$$

式中 $a_1, a_2\cdots a_n$ 是常系数。

設需要求出在下列初始条件下这个微分方程的解:

当 $t=0$ 时: $y=y_0$,

$$\frac{dy}{dt}=y_1,$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\frac{d^{n-1}y}{dt^{n-1}}=y_{n-1}.$$

为了确定解这个微分方程的方法，我們对該微分方程和初始条件預先作一輔助方程。

我們將方程 (I,1) 的二边各乘以 e^{-pt}, 幷自 0 至 ∞ 对 t 进行积分。

这里 $p=\sigma+i\omega$,

卽, p 是帶有正实数部分的复数。

这时我們有

$$\int_0^\infty e^{-pt}\frac{d^n y}{dt^n}dt+a_1\int_0^\infty e^{-pt}\frac{d^{n-1}y}{dt^{n-1}}dt+\cdots\cdots+$$

$$+a_{n-1}\int_0^\infty e^{-pt}\frac{dy}{dt}dt+a_n\int_0^\infty e^{-pt}\,y\,dt=\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt.\qquad (\mathrm{I},2)$$

我們来研究积分

$$\int_0^\infty e^{-pt}\frac{dy}{dt}dt.$$

进行分步积分,我們得:

$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{dy}{dt}dt=e^{-pt}y\Big|_0^{\infty}+p\int_0^{\infty} e^{-pt}\,y\,dt.$$

設
$$\lim_{t\to\infty}(e^{-pt}y)=0$$

而且积分 $\int_0^{\infty} e^{-pt}y\,dt$ 不等于零，于是得，

$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{dy}{dt}\,dt=-y_0+p\int_0^{\infty} e^{-pt}y\,dt.$$

用类似的方法，我們进一步求得：

$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{d^2y}{dt^2}\,dt=\Big|\ e^{-pt}\frac{dy}{dt}\Big|_0^{\infty}+p\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{dy}{dt}\,dt.$$

注意到
$$\lim_{t\to\infty}\left(e^{-pt}\frac{dy}{dt}\right)=0,$$

我們得到：
$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{d^2y}{dt^2}\,dt=-y_1+p\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{dy}{dt}\,dt$$

或
$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{d^2y}{dt^2}\,dt=-(py_0+y_1)+p^2\int_0^{\infty} e^{-pt}y\,dt.$$

繼續进行积分运算，当 $m\leqslant n$ 时，我們有：

$$\int_0^{\infty} e^{-pt}\frac{d^my}{dt^m}\,dt=-(p^{m-1}y_0+p^{m-2}y_1+\cdots\cdots+py_{m-2}+y_{m-1})+$$

$$+p^m\int_0^{\infty} e^{-pt}y\,dt.$$

这样，方程(I.2)具有下面的形式：

$$-(p^{n-1}y_0+p^{n-2}y_1+\cdots\cdots+py_{n-2}+y_{n-1})-$$
$$-a_1(p^{n-2}y_0+p^{n-3}y_1+\cdots\cdots+py_{n-3}+y_{n-2})-$$
$$-\cdots\cdots-a_{n-2}(py_0+y_1)-a_{n-1}y_0+$$
$$+(p^n+a_1p^{n-1}+\cdots\cdots+a_{n-1}p+a_n)\int_0^\infty e^{-pt}ydt=\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt.$$

引入符号

$$H(p)=p^n+a_1p^{n-1}+\cdots\cdots+a_{n-1}p+a_n, \qquad (\mathrm{I}.3)$$

我們將有:

$$H(p)\int_0^\infty e^{-pt}ydt=(p^{n-1}y_0+p^{n-2}y_1+\cdots\cdots+py_{n-2}+y_{n-1})+$$
$$+a_1(p^{n-2}y_0+p^{n-3}y_1+\cdots\cdots+py_{n-3}+y_{n-2})+$$
$$+\cdots\cdots+a_{n-2}(py_0+y_1)+a_{n-1}y_0+\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt.$$

再引入符号

$$Q(p)=(p^{n-1}y_0+p^{n-2}y_1+\cdots\cdots+py_{n-2}+y_{n-1})+$$
$$+a_1(p^{n-2}y_0+p^{n-3}y_1+\cdots\cdots+py_{n-3}+y_{n-2})+$$
$$+\cdots\cdots+a_{n-2}(py_0+y)+a_{n-1}y_0, \qquad (\mathrm{I}.4)$$

最后我們得到:

$$H(p)\int_0^\infty e^{-pt}ydt=Q(p)+\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt. \qquad (\mathrm{I}.5)$$

方程(I.5)是对于微分方程(I.1)和所給初始条件的輔助方程。

我們来研究积分

$$\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt.$$

因为这个积分是 p 的函数,所以可以引入下列符号来代表它:

$$F(p)=\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt. \tag{I.6}$$

函数 $f(t)$ 叫做原函数，而函数 $F(p)$ 叫做像函数。

注意到函数 $f(t)$ 是由我們給定的（即，原函数是給定的），由公式（I.6）通过积分运算可以找到函数 $F(p)$，即，可以找到像函数。

例如，設
$$f(t)\begin{cases} e^{-\beta t} & (t\geqslant 0)\\ 0 & (t<0)\end{cases}$$

則
$$F(p)=\int_0^\infty e^{-pt}e^{-\beta t}dt=\int_0^\infty e^{-(p+\beta)t}dt.$$

計算这个积分，我們得到
$$F(p)=\frac{1}{p+\beta}.$$

因此，函数 $\frac{1}{p+\beta}$ 是函数 $e^{-\beta t}$ 的像函数。

如有原函数和像函数的对照表，就不必进行积分运算，因而使工作大大地减輕和簡化。这个表在 131 頁附录 I 中。

回到方程(I.5)，我們將有：
$$\frac{Q(p)+F(p)}{H(p)}=\int_0^\infty e^{-pt}ydt.$$

如引入符号
$$\Phi(p)=\frac{Q(p)+F(p)}{H(p)}, \tag{I.7}$$

則得：
$$\Phi(p)=\int_0^\infty e^{-pt}ydt. \tag{I.8}$$

由积分方程(I.8)可知，我們已把解具有已知初始条件的微分方程（I.1）的問題，归結为根据已知的像函数来求原函数的問題。利用原函数和像函数对照表就可以迅速而簡單地解决这个問題。

例如，設有微分方程，其形式为:

$$\frac{dy}{dt}+\alpha y=e^{-\beta t}.$$

取初始条件为:

$$当\ t=0\ 时, \qquad y=0.$$

在这种情况下，根据公式(I.3)，(I.4)和(I.6)，我們就有:

$$Q(p)=0,$$

$$F(p)=\frac{1}{p+\beta},$$

$$H(p)=p+\alpha.$$

由公式(I.7)求得:

$$\Phi(p)=\frac{1}{(p+\alpha)(p+\beta)}.$$

这时，方程(I.8)具有下面的形式:

$$\frac{1}{(p+\alpha)(p+\beta)}=\int_0^\infty e^{-pt}y\,dt.$$

根据已給的像函数，由表找到原函数为:

$$y=\frac{1}{(\alpha-\beta)}(e^{-\beta t}-e^{-\alpha t}).$$

这就是我們所要求的在已知初始条件下微分方程的解。

上面所討論的解常綫性微分方程的方法叫做运算法。

在数学中不仅遇到数量的符号，还遇到运算的符号。例如，5, 100, x, y, a——这些是数量符号，而$+$，$-$，ln，$\frac{d}{dx}$，$\int\cdots dx$——則是运算符号。

运算符号簡称算符。容易看出，一个一个的数量符号，它本身就具有一定的意义，但运算符号或算符則只有在它的后面跟着有数量的时候才有一定的意义。將一种运算符号变換成另一种运算

符号的数学方法叫做算符法。

在微分方程的理論中算符$\frac{d}{dx}$起着最重要的作用，在以后我們采用下面的符号来代替它:

$$p=\frac{d}{dx}.$$

因为这个符号表示对自变量 t 微分，所以这样微分二次就可以表示为:

$$p^2=\frac{d^2}{dt^2}.$$

依同理,微分三次时我們有:

$$p^3=\frac{d^3}{dt^3}.$$

余可类推。

这样,导数

$$\frac{dy}{dt},\quad \frac{d^2y}{dt^2},\quad \frac{d^3y}{dt^3},\quad \cdots\cdots$$

可以写成算符 p 的幂数与函数 y 的符号乘积

$$py,\quad p^2y,\quad p^3y,\cdots$$

例如,設有常綫性微分方程

$$\frac{d^ny}{dt^n}+a_1\frac{d^{n-1}y}{dt^{n-1}}+\cdots\cdots+a_{n-1}\frac{dy}{dt}+a_ny=f(t).$$

且方程的初始条件为零,则它可用符号写成下面的形式:

$$(p^n+a_1p^{n-1}+\cdots\cdots+a_{n-1}p+a_n)y=f(t).$$

如引入符号

$$H(p)=p^n+a_1p^{n-1}+\cdots\cdots+a_{n-1}p+a_n,$$

我們將得到:

$$H(p)y=f(t),$$

式中 $H(p)$ 是运算多項式。

最后，如引入符号

$$x=f(t)$$

則我們終于得到用下列符号表示的微分方程：

$$H(p)y=x. \tag{I.9}$$

要解方程(I.9)，我們得將时間函数 x 表示为算符 p 的函数。

令①
$$x \doteqdot F(p), \tag{I.10}$$

則方程(I.9)將取下面的形式：

$$H(p)y=F(p).$$

因而
$$y=\frac{F(p)}{H(p)}. \tag{I.11}$$

或
$$y=\frac{1}{N(p)},$$

式中
$$N(p)=\frac{H(p)}{F(p)}.$$

为了解算符方程式(I.11)，我們將該方程式右面这个有理分数部分分解为简單分数之和。

于是②
$$\frac{1}{N(p)}=\sum_{k=1}^{m}\frac{A_k}{p-p_k}.$$

式中 p_k 是方程 $N(p)=0$ 的 m 个根中的一个。

而
$$A_k=\frac{1}{\dot{N}(p_k)}.$$

因而，我們有：

$$y=\sum_{k=1}^{m}\frac{1}{(p-p_k)\dot{N}(p_k)}.$$

其次注意到符号关系

---

① 原函数和像函数之間的关系用符号表示为 $x \doteqdot F(p)$，箭头指向原函数。

② 这里，用符号 $\dot{N}(p_k)$ 表示 $p=p_k$ 时，函数 $N(p_k)$ 对 p 的导数。

$$\frac{1}{p-p_k} \dot{\to} e^{p_k t},$$

我們求得：
$$y=\sum_{k=1}^{m} \frac{e^{p_k t}}{\dot{N}(p_k)}. \tag{I, 12}$$

举例說，如微分方程的形式为：

$$\frac{dy}{dt}+\alpha y=e^{-\beta t},$$

且当 $t=0$ 时，
$$y=0,$$

則因
$$F(p)=\frac{1}{p+\beta},$$
$$H(p)=p+\alpha,$$

我們將得到：

$$N(p)=(p+\alpha)(p+\beta).$$

解方程
$$(p+\alpha)(p+\beta)=0,$$

求得：
$$p_1=-\alpha,$$
$$p_2=-\beta.$$

然后，注意到：

$$\dot{N}(p)=2p+\alpha+\beta,$$

我們得到：
$$\dot{N}(p_1)=\beta-\alpha,$$
$$\dot{N}(p_2)=\alpha-\beta.$$

因而，根据公式(I,12)我們得到：

$$y=\frac{e^{-\alpha t}}{\beta-\alpha}+\frac{e^{-\beta t}}{\alpha-\beta}$$

或
$$y=\frac{1}{\alpha-\beta}(e^{-\beta t}-e^{-\alpha t}).$$

§I.2. 傅里叶积分和賓赫美尔积分

在現代，解常綫性微分方程常用傅里叶积分法和賓赫美尔积

分法。

这兩种方法都是以疊加原理为基础的。疊加原理可說明如下：外力总和对于系統的作用等于各外力分别对系統作用的总和。

运用疊加原理来解微分方程

$$H(p)y=x$$

就是把外力 x 表示为各單元外力 x_i 的有限和或無限和的形式。

因而
$$x=\sum_{k=0}^{n} x_k. \tag{I. 13}$$

單元外力 x_k 的函数应該适当地选擇，使得解微分方程

$$H(p)y_k=x_k \tag{I. 14}$$

能够尽量簡單而迅速。

得到許多个别的数值 y_k 后，我們应根据疊加原理把这些数值加起来。

式
$$y=\sum_{k=0}^{y} y_k \tag{I. 15}$$

就是微分方程

$$H(p)y=x$$

的解。

上述解方程式的方法是一种十分有效而方便的解析方法。

我們来研究函数 x 是非周期性函数时，函数 x 的表示式。

如果这个函数是周期性的，则它就可以分解为傅里叶級数的形式，而可写成：

$$x(t)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{in\omega_0 t}, \tag{I. 16}$$

式中
$$\omega_0=\frac{2\pi}{T},$$

$$C_n=\frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(\tau)e^{-in\omega_0\tau}d\tau. \qquad (I.17)$$

这里 T 是函数 x 的周期。

为了得到函数为非周期性时函数 x 的表示式，我們要增加周期 T 并使它尽量趋于無穷大，于是頻率 ω_0 减小，趋向于零。

于是，根据公式(I.16)，对于函数 x 我們將得到：

$$x(t)=\lim_{\omega_0\to 0}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n e^{in\omega_0 t}. \qquad (I.18)$$

在这个公式中我們進行極限运算。

我們引入下列符号：

$$\omega=n\omega_0,$$

$$\Delta\omega=(n+1)\omega_0-n\omega_0,$$

$$C_n=\omega_0 S(i\omega).$$

因为 $$\Delta\omega=\omega_0=\frac{2\pi}{T},$$

所以公式(I.18)可以写成下面的形式：

$$x(t)=\lim_{\Delta\omega\to 0}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\Delta\omega S(i\omega)e^{i\omega t}.$$

或 $$x(t)=\int_{-\infty}^{+\infty} S(i\omega)e^{i\omega t}d\omega \qquad (I.19)$$

注意到，根据定义

$$S(i\omega)=\frac{C_n}{\omega_0}=C_n\frac{T}{2\pi},$$

当 $T\to\infty$ 时，根据公式(I.17)，我們有①：

① 当过渡至極限时积分(I.20)仍应是有限的。

$$S(i\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}x(\tau)e^{-i\omega\tau}d\tau. \qquad (\text{I}.20)$$

將 $S(i\omega)$的值代入公式(I.19)，我們得到：

$$x(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\int_{-\infty}^{+\infty}x(\tau)e^{i\omega(t-\tau)}d\tau. \qquad (\text{I}.21)$$

公式(I.21) 是复数形式的傅里叶二重积分公式。利用这个公式可以表示非周期性的时間函数。

但是必須指出，只有滿足下列条件时才能將非周期性的函数表示为傅里叶二重积分：

1) 函数 $x(t)$ 在区間 $-\infty$，$+\infty$間应是絕对可积的，.

2) 函数 $x(t)$ 在区間 $-\infty$，$+\infty$間的任何有限部分都应遵守季里赫拉条件。

这二个条件中的第一个，卽絕对可积性的要求，在实际上是非常难于滿足的。例如，多項式，三角函数和一般說所有周期性的函数都不能滿足这个条件。在不能滿足这个条件时，只要預先將函数"减灭"于無限大，还是可以將它表示成傅里叶二重积分的形式。

为此，函数 $x(t)$ 乘以

$$e^{-\sigma t}1(t),$$

式中 σ 是足够大的正数，

$1(t)$ 是單位函数，$t>0$ 时等于 1，$t<0$ 时等于零。

函数乘上 $e^{-\sigma t}$ 將"减灭"于$+\infty$，而乘上 $1(t)$ 將"减灭"于$-\infty$。

將这样变換成的函数 $x(t)$ 表示成傅里叶二重积分的形式，并取極限($\sigma\to 0$)，就可得到我們所需要的結果。

如將公式(I.21)中的实数和虛数部分分开，就容易看到，虛数部分趋于零，因为 $\sin\omega(t-\tau)$是 ω 的奇函数，而积分是在$-\infty$，$+\infty$