

Bloch 方程的精细时程积分及其在 射频脉冲设计中的应用*

陈杰夫^{1)†} 刘婉秋¹⁾ 钟万勰¹⁾

1) (工业装备结构分析国家重点实验室, 大连理工大学, 大连 116023)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100039)

(2005 年 5 月 17 日收到, 2005 年 6 月 27 日收到修改稿)

射频脉冲的频率选择性直接影响磁共振成像的质量, 而射频脉冲的优化设计又归结为对 Bloch 方程的求解. 尽管在某些情况下 Bloch 方程存在解析解, 但由于其缺乏通用性而且形式上过于复杂而难于得到实用. 本文提出一种 Bloch 方程的精细时程积分算法, 并结合全局优化算法给出一个完整的射频脉冲设计方案. 精细积分算法具有高效、高精度的特点, 对于射频脉冲的设计很有裨益. 数值算例表明, 设计所得的射频脉冲具有较好的频率选择性.

关键词: 磁共振成像, 射频脉冲, Bloch 方程, 精细时程积分

PACC: 7600, 87601

1. 引 言

射频脉冲的优化设计是磁共振成像技术中非常重要的课题之一, 设计出一个具有良好频率选择性的射频脉冲对于最终的成像质量至为关键. 理想的频率选择脉冲应该只在选定的频率范围内均匀激发, 而在选定范围之外尽量不产生激发. 有关射频脉冲的设计, 最早采用了 Fourier 变换的方法, 这一方法简单直观, 但由于自旋系统在时变磁场作用下的非线性响应特性^[1], 基于 Fourier 变换的射频脉冲设计方法只是在小翻转角时的一种近似, 而且理论和实验均表明^[2,3]: 在射频场的照射下, 自旋体系的弛豫会受到不同程度的影响, 而弛豫的变化会进一步对激发频谱(片选轮廓)产生影响. 基于以上考虑, 为保证脉冲激发频谱计算的正确性, 采用通过求解同时考虑射频场作用和弛豫效应的 Bloch 方程的方法来设计射频脉冲是很有必要的.

作为核磁共振现象的控制方程, Bloch 方程描述了自旋系统核磁矩在变化的磁场作用下的响应行

为. 对于任意形状的脉冲激励, Bloch 方程自身的非线性使得对其求解十分困难. 虽然 Morris^[4]于 1994 年给出了一组关于 Bloch 方程的解析解, 但并不能涵盖所有的物理情况, 而且过于复杂的形式也限制了在实际中的应用.

Hoult^[1]和 Mansfield^[5]等首先倡导通过直接求解 Bloch 方程来进行脉冲的优化设计, Caprihan^[6]则进一步说明 Bloch 方程的数值解法是决定射频脉冲设计效率的关键^[6]. 对于 Bloch 方程的求解, Runge-Kutta 法、摄动法等常规算法均在此有所应用^[7,8], 然而由于方法本身的局限, 上述提到的这些方法或者在求解时数值精度无法保证, 或者适用范围有所限制(如需要忽略弛豫效应、翻转角不能超过某一阈值、脉冲轮廓限定为某几类等等), 并不能提供一个令人满意的解决方案.

本文应用精细时程积分, 给出一种对于 Bloch 方程的通用、高效的数值解法, 并在此基础上给出一个完整的射频脉冲优化设计方案. 文末对几种脉冲所做的频谱仿真以及轮廓优化设计的算例表明精细积分算法用于 Bloch 方程的求解是有效的, 设计所得的脉冲具有较好的频率选择性.

* 国家自然科学基金(批准号: 10372019)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: chenjiefu@student.dlut.edu.cn

2. 射频脉冲激发频谱的计算

2.1. 射频脉冲的频率选择性

在旋转坐标系下, Bloch 方程可以表示为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times (B_{1x}(t)\mathbf{i} + B_{1y}(t)\mathbf{j} + \Delta B_0 \mathbf{k}) - \frac{M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}}{T_2} - \frac{(M_z - M_z^0) \mathbf{k}}{T_1}, \quad (1)$$

其中, \mathbf{M} 为自旋体系的核磁矩, M_x, M_y, M_z 分别为在旋转坐标系 x, y, z 轴上的分量, $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 即是沿 x, y, z 轴上的单位矢量, M_z^0 是自旋体系在热平衡状态下的磁矩矢量; T_1, T_2 分别是自旋体系纵向与横向弛豫时间; γ 为旋磁比; ΔB_0 是由磁场的均匀性而造成的当地磁场与主磁场 B_0 的差值, 而 $B_{1x}(t), B_{1y}(t)$ 分别是作用于 x 轴和 y 轴方向的射频脉冲强度.

设定射频脉冲作用时间 $t \in (-T_{rf}/2, T_{rf}/2)$, 并定义 α 为其翻转角

$$\alpha = \int_{-T_{rf}/2}^{T_{rf}/2} \gamma B_1(t) dt, \quad (2)$$

$$d \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} / dt = \begin{bmatrix} -1/T_2 & \gamma \Delta B_0 & -\gamma B_{1y}(t) \\ -\gamma \Delta B_0 & -1/T_2 & \gamma B_{1x}(t) \\ \gamma B_{1y}(t) & -\gamma B_{1x}(t) & -1/T_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_z^0/T_1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

单独拿出矩阵中的时变部分并视为激励项考虑, 即

$$\dot{\mathbf{v}}(t) = \mathbf{A}_0 \mathbf{v}(t) + \mathbf{f}_c(t, \mathbf{v}), \quad (6)$$

其中

$$\mathbf{f}_c(t, \mathbf{v}) = (\mathbf{f} + \mathbf{A}_1(t) \mathbf{v}),$$

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_z^0/T_1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{A}_0 = \begin{bmatrix} -1/T_2 & \gamma \Delta B_0 & 0 \\ -\gamma \Delta B_0 & -1/T_2 & 0 \\ 0 & 0 & -1/T_1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{A}_1(t) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\gamma B_{1y}(t) \\ 0 & 0 & \gamma B_{1x}(t) \\ \gamma B_{1y}(t) & -\gamma B_{1x}(t) & 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

方程(6)的解可以写为如下递推形式:

$$\mathbf{v}(t_{k+1}) = \exp(\mathbf{A}_0 \eta) \cdot \mathbf{v}(t_k)$$

如果射频脉冲的作用时间 T_{rf} 较短(即 T_{rf} 远小于 T_1, T_2), 此时可以采用绝热近似, 且翻转角 α 较小, Bloch 方程(1)存在解析形式的近似解

$$M_{xy}(T_{rf}/2) = i\gamma M_z^0 \exp(-i\gamma \Delta B_0 T_{rf}/2) \times \int_{-T_{rf}/2}^{T_{rf}/2} B_1(t) \exp(i\gamma \Delta B_0 t) dt, \quad (3)$$

其中

$$M_{xy} = M_x + iM_y, B_1 = B_{1x} + iB_{1y}, \quad (4)$$

由(3)式可以看出, 在绝热及小翻转角近似下, 射频脉冲的频谱即是其轮廓(包络线)的 Fourier 变换. 早期的射频脉冲设计便是基于这一观点, 直接取所需片选轮廓的 Fourier 变换作为射频脉冲的.

Hoult 曾在文中指出^[1]: 当射频脉冲的翻转角小于 30° 时, Bloch 方程可近似为线性处理, 但随着翻转角的增加(特别当翻转角大于 90° 时), Bloch 方程的非线性也显著增强, 此时 Fourier 变换的方法会致使激发频谱与理想片选轮廓之间存在很大的偏差.

2.2. Bloch 方程的精细时程积分

将 Bloch 方程(1)表示为如下矩阵——向量形式

$$+ \int_0^\eta \exp(\mathbf{A}_0(\eta - \xi)) \mathbf{f}_c(t_k + \xi) d\xi, \quad (8)$$

$$\eta = t_{k+1} - t_k, \quad (8)$$

(8)式右端项中 \mathbf{f}_c 含有待求向量 \mathbf{v} , 是 Volterra 型的积分方程. 对形如上式的积分方程做具体的逼近, 可以分为如下两个步骤:

1) 首先由指数矩阵的精细计算方法计算出脉冲响应矩阵 $\exp(\mathbf{A}_0 \eta)$. 指数矩阵的精细计算是精细时程积分^[9]的核心内容之一, 其要点在于指数函数的加法定理即运用 2^N 类算法^[10]的运用以及通过对矩阵、向量的增量而不是其全量的处理来避免舍入误差的干扰. 简述实施过程如下:

由指数矩阵函数的加法定理可以给出

$$\exp(\mathbf{A}_0 \eta) \equiv [\exp(\mathbf{A}_0 \tau)]^m, \quad \tau = \eta/m, \quad (9)$$

其中 m 为任意正整数, 当前可选用

$$m = 2^N, \text{ 例如选 } N = 20, \text{ 则 } m = 1048576 \quad (10)$$

η 本来是不大的时间区段, 则 $\tau = \eta/m$ 将是非常小

的一个时间区段了.对于 τ 的区段有

$$\exp(A_0 \tau) \approx I_n + (A_0 \tau) + (A_0 \tau)^2/2 + (A_0 \tau)^3/3! + (A_0 \tau)^4/4!, \quad (11)$$

由于 τ 很小,幂级数的前 5 项展开式应已足够.此时指数矩阵与单位阵 I_n 相差不远,故

$$\exp(A_0 \tau) \approx I_n + T, \\ T = (A_0 \tau) + (A_0 \tau)^2/2 + (A_0 \tau)^3/3! + (A_0 \tau)^4/4!, \quad (12)$$

其中 T 阵是一个极其小量的矩阵,是增量,当它与单位阵 I_n 相加时,就会成为其尾数,在计算机的舍入操作中,其精度将丧失殆尽.为避免丧失有效精度,在 $\exp(A_0 \eta)$ 的计算过程中,应当将增量单独存储予以保留,也即采用如下递推公式:

$$T = 2T + T \times T, (i = 1, 2, \dots, N) \quad (13)$$

在循环结束的最后,再执行

$$\exp(A\eta) = I + T, \quad (14)$$

便得到了待求的指数矩阵.由于 N 次乘法后 T 已不再是很小的矩阵了,这个加法已没有严重的舍入误差了.以上便是指数矩阵的精细计算方法.

指数矩阵用处很广,是最经常计算的矩阵函数之一.对此已经提出了很多算法,但仍不够理想.文献^[11]给出了 19 种可疑算法,但在其后的著作^[12]中仍显示问题并未解决.采用如上所述的精细积分算法则不会出现任何问题,而且其数值结果可以超过现有计算机字长所决定的精度,从某种意义上说,也就是得到了计算机上的精确解.

2)对于右端的积分项,可以先利用多项式、指数函数、三角函数等,将能予以精确积分的项先做出来.文献^[13]给出了相应于各种函数核的 Volterra 积分方程解答,然后,可采用类同于差分类的算法,例如单步法、多步法、预估-校正等方法用于(8)式右端项的剩余部分.

分析上面提到的关于 Bloch 方程的完整求解过程,可以发现差分类的算法的应用是造成误差的唯一来源,一般说来这是不可避免的,但需要特别指出的是:在实际的脉冲设计中,由于 NMR 的射频发生器只能发射有一定宽度的矩形脉冲,而对于非矩形脉冲,均近似为以其为包络的分段定常脉冲,即如图 1 所示(图中 $B_1(t)$ 已做无量纲化处理,所以在纵坐标中没有标其单位,同样,图 2 至图 9 均采用同样处理,以下不另作说明).基于这样的考虑,在每一个小的矩形脉冲作用时段内,(7)式中的 $A_1(t)$ 可视为与

时间无关的定常项而归于 A_0 中,如此则在每一个小矩形脉冲作用时段内,由精细时程积分可以一步即算得结果,并能够保证其精度等同于计算机意义上的精确解.

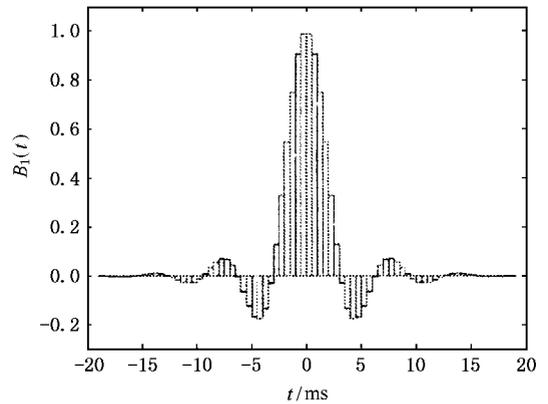


图 1 分段定常脉冲

3. 射频脉冲的优化设计方案

本文以 Bloch 方程的精细时程积分为核心分析模块,结合全局优化算法解决射频脉冲的优化问题,具体的步骤如下:

1)设定待设计的射频脉冲 $B_1(t)$ 的轮廓曲线为某类函数的组合,比如矩形窗函数、Fourier 级数、小波尺度函数族等等.以 Fourier 级数为例,即

$$\gamma B_1(t) = 2\pi/T_{rf} \cdot \left\{ C_0 + \sum_{n=1}^N [C_n \cos(n\omega t) + D_n \sin(n\omega t)] \right\}, \quad (15)$$

式中 N 表示 Fourier 级数的展开项数,此时射频脉冲的设计问题就归结为关于待定系数 C_0, C_n, D_n 的优化问题了.

2)采用 Bloch 方程的精细时程积分来计算特定函数组合下,射频脉冲所对应的激发频谱.

3)针对某种理想的目标频谱,设定出一种目标函数来衡量所设计出的射频脉冲的优劣,本文取计算所得射频脉冲频谱与理想频谱的均方差为优化问题的目标函数.

4)采用基于信息熵的多种群遗传算法^[14],求出待定系数的最优组合方案,从而得到最优的射频脉冲设计.遗传算法是一种通用性强的全局优化算法,在此的应用可以保证射频脉冲的优化设计能够收敛

到最优解,而信息熵及多种群空间收缩技术的引入可以在避免遗传进化早熟现象的同时加快收敛速度,从而提高脉冲设计的效率。

4. 数值算例的结果及讨论

4.1. 矩形脉冲激发频谱的计算机仿真

分析射频脉冲的设计流程可以看出:通过求解 Bloch 方程计算出射频脉冲的激发频谱是整个设计方案的核心模块.现以 x 轴方向矩形 π 脉冲为例,验证运用精细积分求解 Bloch 方程并模拟其频谱的有效性.对于矩形脉冲,其频谱存在解析式^[15],在此设定脉冲作用时间为 10ms 并采用绝热近似,图 2 给出矩形脉冲激发频谱的解析解与精细积分解,可以看出,基于精细积分的计算机模拟频谱与解析解符合得很好(实际上对于该算例,二者在计算机字长所决定的精度范围内是没有任何误差的),这是射频脉冲设计的基础。

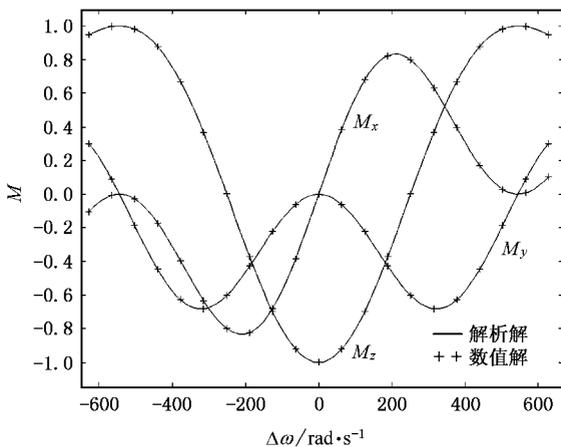


图 2 矩形 π 脉冲的解析与计算机模拟频谱

4.2. 脉冲的优化设计

以 x 轴方向 $\pi/2$ 脉冲为例,参考文献 [16],定义其理想的激发频谱如下:

$$\begin{aligned} M_y(\Delta\omega) &= 1, & |\Delta\omega| &\leq 4\pi/T_{rf}, \\ M_{xy}(\Delta\omega) &= 0, & 6\pi/T_{rf} &\leq |\Delta\omega| \leq 20\pi/T_{rf}, \end{aligned} \quad (16)$$

而 $4\pi/T_{rf} \leq |\Delta\omega| \leq 6\pi/T_{rf}$ 为转换区,频谱没有定义,即如图 3 所示。

分别取 $T_1 = 3000\text{ms}$, $T_2 = 200\text{ms}$, 脉冲作用时间

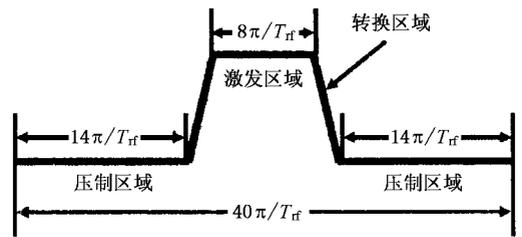


图 3 $\pi/2$ 脉冲理想激发频谱

$T_{rf} = 10\text{ms}$, 并对于 (15) 式取不同的 Fourier 展开项数 N , 列出计算结果如表 1。

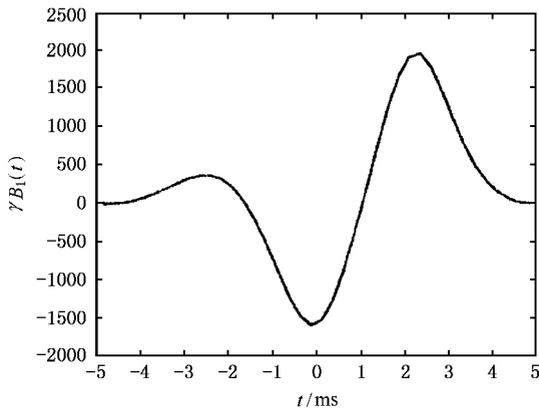
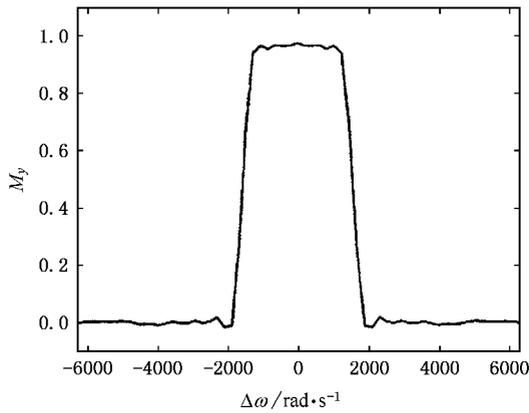
表 1 不同截断项数的 Fourier 系数优化结果

	$N = 7$	$N = 8$	$N = 9$	$N = 10$
C_0	0.2500	0.2354	0.2377	0.2306
C_1	0.9064	0.7339	0.6980	0.7861
C_2	-1.4804	-1.4931	-1.4802	-1.5458
C_3	0.2840	0.5051	0.5357	0.4890
C_4	0.0530	0.0283	0.0289	0.0327
C_5	0.0467	-0.0021	-0.0124	0.0184
C_6	-0.0190	-0.0343	-0.0265	-0.0444
C_7	-0.0092	0.0177	0.0240	0.0160
C_8		0.0009	0.0022	-0.0033
C_9			0.0034	-0.0017
C_{10}				-0.0013
D_1	-0.5272	-0.8909	-0.9373	-0.8038
D_2	-0.7484	0.2284	0.3120	0.0006
D_3	0.5726	0.2567	0.2400	0.3558
D_4	-0.0485	-0.0677	-0.0800	-0.0703
D_5	0.0045	-0.0520	-0.0536	-0.0446
D_6	-0.0600	0.0261	0.0332	0.0064
D_7	0.0136	0.0066	0.0020	0.0103
D_8		-0.0014	-0.0052	-0.0021
D_9			0.0046	-0.0011
D_{10}				-0.0010

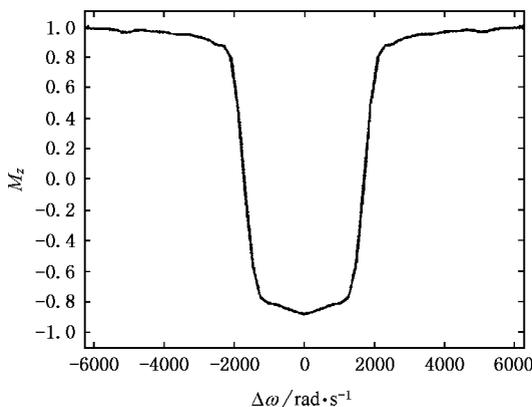
以 $N = 8$ 为例,给出经过优化设计后 $\pi/2$ 的脉冲轮廓及激发频谱.由图 4 可以看到,优化后的射频脉冲在外形上与传统的 Gauss-Sinc 形脉冲差别很大;通过图 5 则可以看出,优化后的激发频谱在选定的区域激发较为均匀,旁瓣很小,与理想的频谱很接近,其频率选择性比 Gauss-Sinc 形脉冲要好很多。

4.3. 脉冲的优化设计及弛豫效应的影响

在现有的各种射频脉冲的设计方法中,大多数没有考虑自旋系统的弛豫效应.由于在一般情况下,自旋系统的弛豫时间会比射频脉冲的作用时间大 1 至 2 个数量级,因此忽略掉弛豫效应不会带来太大的误差.然而在某些特殊的场合,弛豫时间可能与脉冲的作用时间相当,此时弛豫效应会对脉冲的激发

图 4 优化后的 $\pi/2$ 脉冲轮廓图 5 优化后的 $\pi/2$ 脉冲激发频谱

频谱、进而对优化设计产生很大影响^[17,18]. Bloch 方程的精细时程积分没有忽略掉弛豫效应,并且保证了很高的精度,这使得基于精细积分算法的脉冲设计方案有很广的适用范围.

图 6 $T_2 = 20\text{ms}$ 时的 π 脉冲激发频谱

激发频谱定义为

$$\begin{aligned} M_z(\Delta\omega) &= -1, \quad |\Delta\omega| \leq 4\pi/T_{\text{rf}}, \\ M_z(\Delta\omega) &= 1, \quad 6\pi/T_{\text{rf}} \leq |\Delta\omega| \leq 20\pi/T_{\text{rf}}, \end{aligned} \quad (17)$$

设定 $T_1 = 3000\text{ms}$, $N = 8$, 脉冲作用时间 $T_{\text{rf}} = 10\text{ms}$, 分别针对不同的横向弛豫时间 T_2 做出优化计算, 并列出了相应的 Fourier 系数如表 2.

表 2 不同横向弛豫时间的 Fourier 系数优化结果

T_2/ms	20	100	500	2000
C_0	0.4924	0.4906	0.4940	0.4923
C_1	-0.9400	-0.5326	-0.6414	-0.5689
C_2	1.1929	0.8356	0.9164	0.8355
C_3	-1.0219	-0.7653	-0.7720	-0.8152
C_4	0.2764	0.0202	0.0301	0.0592
C_5	-0.0998	0.0472	0.0376	0.0347
C_6	0.0174	-0.0217	-0.0077	-0.0157
C_7	-0.0456	-0.0331	-0.0370	-0.0375
C_8	-0.0070	0.0084	0.0007	-0.0090
D_1	-0.7132	-1.5299	-1.4399	-1.4632
D_2	0.6169	1.0753	1.1438	1.1167
D_3	0.4277	0.6181	0.6070	0.5389
D_4	-0.1048	-0.2226	-0.2225	-0.1918
D_5	0.0505	0.0211	0.0266	0.0309
D_6	0.0434	0.0993	0.0947	0.0958
D_7	0.0431	0.0034	0.0159	0.0137
D_8	0.0474	0.0081	0.0175	0.0257

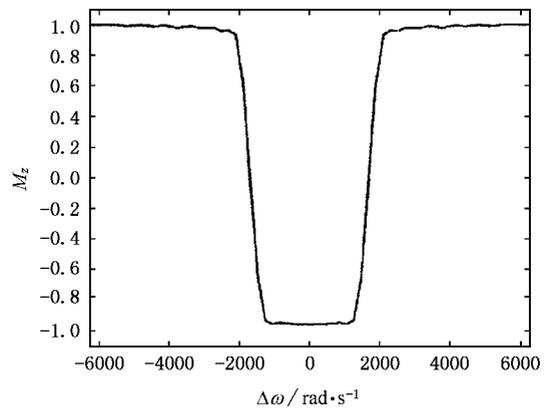
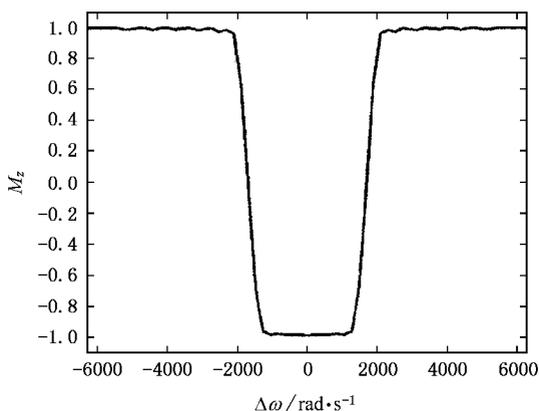
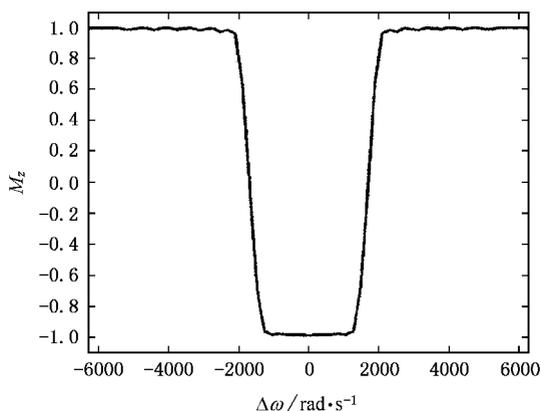
图 7 $T_2 = 100\text{ms}$ 时的 π 脉冲激发频谱

图 6 至图 9 分别给出相应于表 2 的脉冲激发频谱,由图及表中数据可以看到:随着弛豫时间 T_2 的变化,对应的 Fourier 系数的优化结果有较大的变化,其激发频谱也有所不同,从而说明考虑自旋系统的弛豫效应对射频频谱的设计是很有必要的.

本文在此以 x 轴方向的 π 脉冲为例,其理想的

图 8 $T_2 = 500\text{ms}$ 时的 π 脉冲激发频谱图 9 $T_2 = 2000\text{ms}$ 时的 π 脉冲激发频谱

5. 结 论

射频脉冲的优化设计是磁共振成像技术的一个重要研究方向,对于该课题,已有很多报道,也有一些很好的方法在实际中得到了广泛的应用,比如当前最具代表性的 SLR 方法^[19]和逆散射方法^[20]。然而有关射频脉冲设计的研究工作并非就此终结,现有

的这些算法也远非完美,在数值精度、适用范围等方面仍有局限^[21]。本文给出一个基于 Bloch 方程的精细时程积分的射频脉冲设计方案,算例显示出计算所得的脉冲具有较好的频率选择性。对于某些特殊的场合,本文的算法有望发挥其独特的效用。

本文的第一作者在中国科学院研究生院期间,丁克俭先生给予了指导和帮助,在此表示衷心的感谢。

- [1] Hoult D I 1979 *J. Magn. Res.* **35** 69
- [2] Xu F, Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 415 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 415]
- [3] Xu F, Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1371 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 1371]
- [4] Morris G A, Chilvers P B 1994 *J. Magn. Res. A* **107** 236
- [5] Mansfield P, Maudsley A A, Morris P G, Pykett I L 1979 *J. Magn. Res.* **33** 261
- [6] Caprihan A 1983 *IEEE Trans. Med. Imag.* **4** 169
- [7] Hsu P P, Chen J H 1994 *Proc. 16th Ann. Int. Conf. IEEE* **1** 574
- [8] Xu Z H, Chan A K 1999 *J. Magn. Res.* **138** 225
- [9] Zhong W X, Williams F W 1994 *J. Mech. Eng. Sci.* **208** 427
- [10] Angel E, Bellman R 1972 *Dynamic Programming and Partial Differential Equations* (New York: Academic) P35
- [11] Moler C B, Van Loan C F 1978 *SIAM Review* **20** 801
- [12] Golub G H, Van Loan C F 1983 *Matrix Computation* (Baltimore: Johns Hopkins Univ. Press) 662
- [13] Srivastava H M, Buschman R G 1976 *Convolution integral equations* (New York: J. Wiley & Sons)
- [14] Li C L, Wang X C, Zhao J C, Wu J Y 2004 *J. Dalian Univ. Tech.* **44** 589 (in Chinese) [李纯莲、王希诚、赵金城、武金瑛 2004 大连理工大学学报 **44** 589]
- [15] Liang Z P, Lauterbur P C 1999 *Principles of magnetic resonance imaging* (New York: IEEE Press) p87
- [16] Xu F, Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2617 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 2617]
- [17] Nuzillard J M, Freeman R 1994 *J. Magn. Res. A* **107** 113
- [18] Raddi A, Klose U 2000 *J. Magn. Res.* **144** 108
- [19] Pauly J, Le Roux P, Nishimura D, Macovski A 1991 *IEEE Trans. Med. Imag.* **10** 53
- [20] Rouke D, Morris P 1992 *J. Magn. Res.* **99** 118
- [21] Zhang B D, Wang W D, Song X Y et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1143 (in Chinese) [张必达、王卫东、宋泉禹等 2003 物理学报 **52** 1143]

Precise time integral of the Bloch equations and its application to the design of radio frequency pulses^{*}

Chen Jie-Fu^{1,2,†} Liu Wan-Qiu¹⁾ Zhong Wan-Xie¹⁾

1)(*State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China*)

2)(*Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

(Received 17 May 2005 ; revised manuscript received 27 June 2005)

Abstract

Solving the Bloch equations is a core procedure in the optimal design of radio frequency pulses, which has direct impacts on the quality of acquired images in magnetic resonance imaging. Although the analytical solutions of the Bloch equations exist under some circumstances, they hardly can be applied for practical use because of their complexity and lack of generality. In this paper, we employ precise time integration to solve the Bloch equations. Based on a high precision algorithm and in conjunction with a global optimization algorithm, we provide a complete procedure for the design of radio frequency pulses. The numerical data listed at the end of this paper demonstrate that the pulses derived from our algorithm have good frequency selectivity.

Keywords : magnetic resonance imaging, radio frequency pulses, Bloch equations, precise time integral

PACC : 7600, 8760I

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10372019).

[†] Corresponding author. E-mail : chenjiefu@student.dlut.edu.cn