2018

November

文章编号: 1674-8085(2018)06-0014-07

基于 PPLN 晶体的单光子探测器定标研究

张洋洋,李健亮,冯志勇,*冯 瑜

(沈阳理工大学理学院,辽宁,沈阳 110159)

摘 要: 从光学二次谐波入手分析影响转换效率的主要因素,引出相位匹配条件,从而提出基于周期极化晶体的准相位匹配,研究周期调谐、温度调谐等多种调谐方式来调控输出光的波长,有利于纠缠源在更宽光谱范围内得以应用。通过 532 nm 的连续激光器泵浦周期性极化的掺镁铌酸锂晶体,采用 $e \rightarrow e + e$ 相位匹配,利用了介质的最大非线性系数 d_{33} ,通过周期调谐方式,在满足准相位匹配的模式下制备出高质量的纠缠光源,叙述了探测器量子效率的定标原理,提出了一种基于高亮度纠缠源的单光子探测器量子效率定标系统,为高精度量子效率定标奠定了良好的基础。

关键词: 纠缠源; 准相位匹配; 量子效率; 铌酸锂晶体

中图分类号: TN249

文献标识码: A

DOI:10.3969/j.issn.1674-8085.2018.06.003

CALIBRATION OF SINGLE PHOTON DETECTORS BASED ON PPLN

ZHANG Yang-yang, LI Jian-liang, FENG Zhi-yong, *FENG Yu

(Shenyang Ligong University, Shenyang, Liaoning 110159, China)

Abstract: Starting from the second harmonic generation to analyze the main influencing factors of conversion efficiency, then introducing the phase matching condition, the quasi-phase matching based on periodically poled crystal is proposed. Various tuning methods, such as periodic tuning and temperature tuning, are used to regulate the wavelength of the output light. It is beneficial to the application of the entangled source in a wider spectral range. Using a 532nm continuous laser to pump the poled lithium niobate crystalperiodically. In order to use the largest nonlinear coefficient d_{33} of the crystal, a phase matching method of $e \rightarrow e + e$ and a periodic tuning method are used to generate a high-quality entangled source in the quasi-phase matching mode. We describe the principle of efficiency calibration of single photon detectors and propose a system of efficiency calibration based on high-light entangled source, which has laid a good foundation for high-precision quantum efficiency calibration.

Key words: entangled source; quasi-phase matching; quantum efficiency; lithium niobate crystal

0 引言

随着遥感探测技术的逐步发展,传统的定标方法无论是基于标准辐射源还是基于标准探测器都受限于高精度的初级标准和标准传递链的影响,提高探测器的定标精确度变得较为困难。本文所介绍

的一种探测器定标方法是利用自发参量下转换 (spontaneous parametric down conversion,简称 SPDC)产生的纠缠态作为实验系统的光源,它能 够在任何时间、地点得到准确重现而不依靠某个辐 射基准或传递过程,是一种绝对定标的方法。此方法 首次是由前苏联科学家 Klyshko 在 1980 年提出^[1]。实

收稿日期: 2018-09-25; 修改日期: 2018-10-16

基金项目: 辽宁省自然科学基金项目(20170540783)

作者简介: 张洋洋(1994-), 女,河南开封人,硕士生,主要从事量子信息与光量子器件研究(E-mail:935616594@qq.com);

李健亮(1995-),男,辽宁沈阳人,硕士生,主要从事激光器件与光电探测技术研究(E-mail:14704065264@qq.com);

冯志勇(1972-), 男, 辽宁铁岭人, 讲师, 硕士, 主要从事信息光学研究(E-mail: 458571489@qq.com);

^{*}冯 瑜(1977-), 男, 辽宁抚顺人, 副教授, 博士, 主要从事量子通信与量子计量研究(E-mail:fyudxxmsn@hotmail.com).

现该高精度定标的前提就是要获取高质量的纠缠 源,双折射相位匹配方式受限于非线性材料的固有 属性和波矢、偏振方向的选择,表现出很明显的局 限性,限制了转换效率的提高。

1962 年,Bloembergen 等人首先提出了准相位 匹配(quasi-phase matching,简称 QPM)技术的思路^[2]。它对非线性极化率进行调制,周期性地改变介质的非线性系数的取向,从而补偿泵浦光和参量光之间的相位失配量^[3]。基于周期性极化介质的准相位匹配技术有以下几个突出的优点: 1)能够利用非线性材料最大的非线性系数; 2)原则上讲可以在非线性介质的整个透明波段实现相位匹配; 3)可以消除走离效应; 4)可以实现非临界相位匹配(90°相位匹配); 5)调谐方式简单多样。

2009 年,任继刚等人利用周期极化 KTiOPO₄ 晶体 (PPKTP) 搭建了一种基于后选择方式产生相 关光子的装置,与基于 BBO 晶体获得的纠缠源相 比在亮度上提高了 10 倍以上[4]。2011 年, Fabian 等人基于 PPKTP 晶体,在泵浦光和参量光偏振方 向相同的模式下,得到了较高的纠缠对产生速率, 可达 640 k/s/mw, 且纠缠态产生的精确度与 Bell 态 相比约为 0.98^[5]。2015 年, 肖坤等人利用周期极化 晶体获得了三个不同波段的相关光子对(628~639 nm, 797~816 nm, 3167~3459 nm) ^[6]。2017 年,盛文阳等 人利用 532 nm 的激光器泵浦周期极化的 LiNbO3 晶 体 (PPLN) 产生 631 nm 和 3390 nm 的纠缠态,与 过去实验的信噪比相比有了极大的改善[7]。2018 年, 桂诗信等人通过对掺 MgO 的 PPLN 晶体进行 温度调谐, 获得了连续中红外激光 3.14~3.43 µm 的输出[8]。

本文选择利用 532 nm 的激光器泵浦 PPLN 晶体产生 810 nm 和 1550 nm 的一对非简并的高质量相关光源,把 810 nm 的参量光记为信号光,1550 nm 记为空闲光。从 SPDC 光场和 QPM 技术的原理出发,制备高亮度的纠缠源,并设计实验系统实现探测器量子效率的绝对定标。目前红外波段无论是在军事对抗还是量子通信等领域应用都十分广泛,因此研究红外波段的相关光子对以及基于该纠缠态的红外探测器定标都具有非常重要的意义[9]。

1 基本原理

1.1 高质量纠缠源制备原理

在光学二次谐波产生的过程中,频率为 ω_1 的光波入射到非线性材料上,产生了频率为 $2\omega_1$ 的倍频光,忽略介质本身对两束光的吸收作用,当倍频光为小信号近似,即相应基频光损耗可以忽略不计时。倍频相互作用的转换效率可以定义为倍频光功率 P_2 与基频光功率 P_1 之比 $^{[10]}$,则:

$$\eta_{SHG} = \frac{8\omega_1^2 d_{eff}^2 L^2}{\varepsilon_0 c^3 n_1^2 n_3} \cdot \frac{P_1}{S_{eff}} (\sin c \frac{\Delta kL}{2})^2$$
 (1)

式中 d_{eff} 为非线性介质的有效非线性系数,L 为介质的长度, ϵ_0 为真空中的介电常数, ϵ_0 为光速, S_{eff} 为光束的有效互作用面积, Δk 为相位失配量。

根据式(1),可以很明显地看出:

- 1) 只有当满足相位匹配条件即 *△k*=0 时, 倍频相互作用的转换效率才能取到最大值。
- 2)倍频转换效率与入射光功率、介质长度的平方及介质的有效非线性系数的平方均成正比。当 $\Delta k = 0$ 时,对于足够长的晶体,倍频转换效率可趋近 100%。而除了选择合适的非线性晶体外还要设计合理的光波偏振方向。

1.2 准相位匹配原理

基于非线性晶体的参量下转化过程与一般的三波混频不同,输入光只有一束,可以将这个过程认为是自发辐射的参量放大。量子真空噪声与晶体中的粒子发生作用产生自发辐射光子,自发辐射光子与泵浦光子在非线性介质中经过差频作用使自发辐射光信号得到增强,并同时产生另一低频辐射。这个过程中能量和动量均保持守恒 (也称相位匹配条件)[11]:

$$\omega_p = \omega_i + \omega_s$$

$$k_p = k_i + k_s$$
(2)

这时的相位匹配失配量为:

$$\triangle k = k_p - k_i - k_s - k_m \tag{3}$$

用波长可表示为:

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{m}{\Lambda}\right) \tag{4}$$

其中, Λ为极化周期。

在准相位匹配中,为了使 $\Delta k = 0$,极化周期必须要满足:

$$\Lambda = \frac{2\pi \cdot m}{k_n - k_i - k_s} \quad (m \, \text{为奇数}) \tag{5}$$

而相干长度又可以表示为:

$$l_c = \frac{\pi}{k_p - k_i - k_s} \tag{6}$$

所以可得: $\Lambda = 2ml_e$ (m 为奇数)。

因此基于周期极化的非线性材料的准相位匹配模式,就是以 21_c 的奇数倍为周期来改变介质的自发极化的取向,使得参量光的光强永远只重复振荡周期中光强增强的那半个周期过程。因为这种方法并不是真正意义上实现了相位匹配,所以称之为准相位匹配。

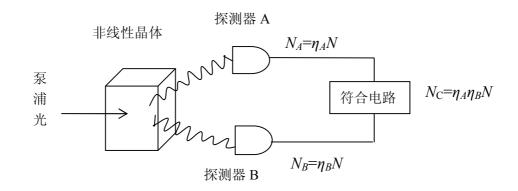


图 1 基于相关光子对的探测器量子效率定标原理图

Fig.1 Sketch of efficiency calibration by means of entangled light

1.3 量子效率的定标原理

在图 1 中,通过非线性晶体产生的一对纠缠光,分别被探测器 A 和 B 捕获到。将探测 A 所在的光路称为触发通道,探测器 B 所在的称为待定标通道,探测器 A 每捕获到一个光子,理论上 B 通道也将获得另一个光子。

如果不考虑其他影响,将 SPDC 光场中产生的 纠缠对数表示为 N,两个探测器的量子效率分别为 η_A 和 η_B ,那么触发通道和待定标通道的光子计数值 分别为 $N_A=\eta_AN$ 和 $N_B=\eta_BN$,符合计数器的计数值为 $N_C=\eta_A\eta_BN$,则两探测器的量子效率可以表示为:

$$\eta_A = \frac{N_C}{N_B}, \eta_B = \frac{N_C}{N_A} \tag{7}$$

上述式子是在不考虑整个定标系统中各种损耗及 其他影响量情况下的理想表达式,但是在实际的定 标过程中必须要考虑这些影响,我们将待定标通道 光路损耗、偶然符合计数、暗计数等参数作为修正 量纳入表达式中可以得到探测器的量子效率为^[12]:

$$\eta_{DUT} = \frac{1}{T_{crystal}T_{filter}} \frac{N_c - N_{acc}}{N_{trigger} - N_{dark}}$$
(8)

式中, $T_{crystal}$ 为晶体内部中心起到出射面后的透射

率, T_{filter} 为待定标探测器前放置的滤光片的透射率, N_c 为一定时间内的符合计数值, $N_{trigger}$ 、 N_{acc} 和 N_{dark} 分别为该时间段内的触发通道计数值、偶然符合计数值及触发通道暗计数测量值。

2 PPLN 晶体调谐特性分析

常见的周期极化的非线性晶体包括周期极化LiTaO₃(PPLT)晶体、PPLN、PPKTP等。目前的QPM技术中运用最为普遍的非线性材料是PPLN晶体,最大的非线性系数、较宽的透光范围、低廉的成本以及成熟的工艺使PPLN与其他周期极化晶体相比表现出了很明显的优势。但PPLN晶体也有一定的局限性,首先材料的光折变阈值较低,光折变效应出现的几率较高,其次该介质的极化周期在制备的过程中所需要的矫顽电场很高,容易击穿材料导致损伤。不过这些缺点都能利用现有的技术得到明显的改善,例如掺杂锌、镁等物质^[13],目前市面上常见的PPLN晶体都是掺杂MgO的。

对于 PPLN 在所有的二阶非线性极化张量中, d₃₃ 最大,约为 42 pm/V,为了提高 SPDC 过程的转

换效率,我们选择 e→e+e 匹配来利用非线性介质的 最大的有效非线性系数。晶体内的 e 光折射率满足 sellmeier 色散方程^[14]:

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f(T) + \frac{a_2 + b_2 f(T)}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f(T)}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2$$
(9)

式中 f(T)=(T-24.5)(T+570.82),T 为晶体的温度,单位为摄氏度(\mathbb{C}); λ 为光波的波长,单位为微米(μ m),式中各相关参量值如表 1。

表 1 PPLN 晶体的 sellmeier 色散方程参数
Table 1 Parameters of the sellmeier dispersion equation for

PPLN crystals										
a ₁	5.756	a_2	0.0983							
a_3	0.202	a_4	189.32							
a_5	12.52	a_6	1.32×10 ⁻²							
b_1	2.86×10 ⁻⁶	b_2	4.7×10 ⁻⁸							
b ₃	6.113×10 ⁻⁸	b_4	1.516×10 ⁻⁵							

由于在整个温度范围内,折射率的变化在同一幅图中区别不明显,因此只绘出温度为 25℃的曲线,如图 2 所示。从图中可以看出,短波范围折射率变化较为明显。

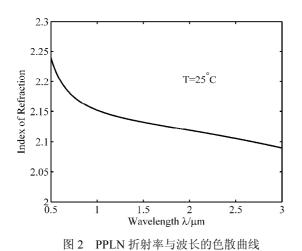


Fig.2 Dispersion curve of refractive index and

wavelength of PPLN

利用周期化晶体实现输出波长调谐的方式除 了周期调谐还有改变泵浦光波长的调谐、温度调 谐、以及角度调谐。

1) 周期调谐

使用的泵浦光波长为 532 nm,采取一阶准相位 匹配,得到了温度 T=25 \mathbb{C} 时纠缠光子对的输出波长 随晶体极化周期的变化关系如图 3 所示。显而易见,周期调谐可以获得宽波段范围的红外光输出,是利用 PPLN 晶体实现 QPM 的主要调谐方式之一。

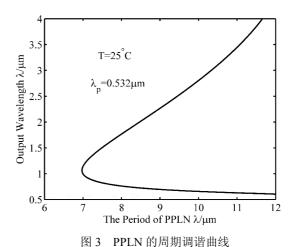


图 5 FFLN 的/ 用 例 的 相 回 线

Fig.3 Periodic tuning curve of PPLN

2) 泵浦光调谐

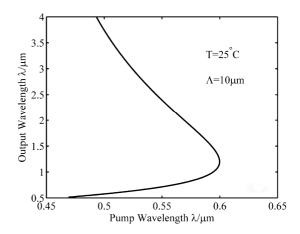


图 4 PPLN 晶体的泵浦光调谐曲线

Fig.4 Pump light tuning curve of PPLN crystal

对于固定周期的 PPLN 晶体,在固定的温度下,可以通过改变泵浦光的波长来控制参量光的输出。图 4 给出了温度 T=25°、晶体周期 $\Lambda=10~\mu m$

时的泵浦光调谐曲线。同周期调谐相似,该调谐方 式也能轻易地实现近红外至中红外波段的输出,但是 对激光器参数的要求使该调谐方式受到一定局限。

3) 温度调谐

温度调谐方式的实现是将非线性介质置于温控炉中,通过改变介质的温度来控制参量光波长的变化。考虑到晶体的热膨胀,极化周期为温度 *T* 的函数:

$$\Lambda(T) = \Lambda(25^{\circ}C) \cdot [1 + \alpha(T - 25^{\circ}C) + \beta(T - 25^{\circ}C)^{2}]$$
 (10)

式中 Λ (25°C)为 25°C时的极化周期, α 为 1.6×10⁻⁵, β 为 7×10⁻⁹。

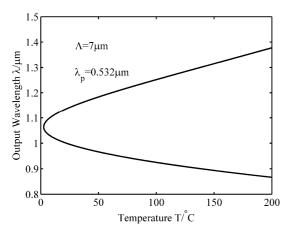


图 5 PPLN 晶体的温度调谐曲线

Fig.5 Temperature tuning curve of PPLN crystal

温度调谐通过使用温控炉来操纵温度,调谐速度慢,体积也较大,而晶体的温度也不能无限制地改变,故调谐范围有限。但是调谐过程比较容易实现,在实际应用中多采用温度调谐与其他调谐方法相配合的方式来控制输出光。

4) 角度调谐

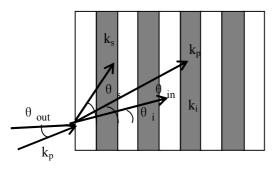


图 6 晶体内各波失示意图

Fig.6 Schematic diagram of the vector wave in a crystal

当相互作用的三波不是沿晶体 z 轴,即晶体旋转一定角度后,参量光与泵浦光不在同一个方向上时。各波矢方向如图 5 所示: θ_{out} 为泵浦光与晶体入射面法线的晶体外部夹角, θ_{in} 为泵浦光与晶体入射面法线的晶体内部夹角。

对于角度较小的 θ_{in} ,可以近似地认为 $\theta_i \approx \theta_s \approx \theta_{in}$,即在垂直于泵浦光的方向上 $\Delta k = 0$,在平行于泵浦光的方向上:

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_c} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{\cos \theta_{in}}{\Lambda}\right) \tag{11}$$

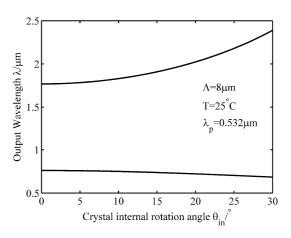


图 7 PPLN 晶体内部旋转角与输出波长的关系

Fig.7 Relationship between internal rotation angle and output wavelength of PPLN

由以上公式及(1)和(6)式可以得到晶体内部旋转角与输出波长的关系,如图7所示。从图中可以很明显的看出,曲线斜率较小,调谐范围较窄,与双折射相位匹配不同,基于周期极化晶体的QPM较少依赖角度调谐方式来调谐输出光。

3 实验装置

实验中采取一阶准相位匹配,为了实现利用工艺更为成熟的可见探测器来定标红外探测器,选择美国相干公司 Verdi G18 激光器作为泵浦源,波长为 $532~\mathrm{nm}$,并设计信号光和闲频光的波长分别为810 nm 和 $1550~\mathrm{nm}$,采用周期调谐和温度调谐相结合的方式,在 $120~\mathrm{C}$ 条件下所用晶体的极化周期为 $7.4~\mathrm{\mu m}$ 。

根据上述定标原理, 建立了如图 8 所示的实

验系统。532 nm 激光器作为泵浦光经过光阑、半波片、长焦透镜 1 聚焦入射 PPLN 晶体,通过旋转半波片来改变泵浦光的偏振态,可以对实验过程中的

背景噪声进行计数,得到偶然符合计数值和触发通 道暗计数值。

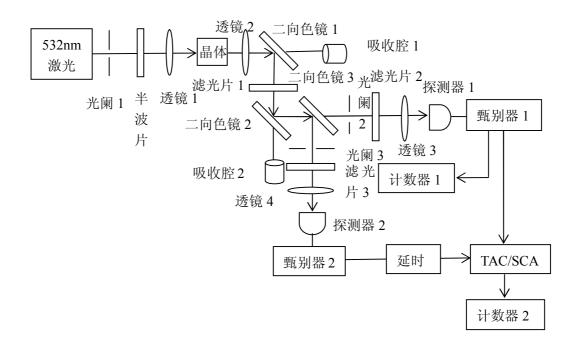


图 8 基于相关光子的探测器量子效率定标实验框图

Fig.8 Experimental setup of efficiency calibration of single photon detector by means of entangled source

实验中采用共线模式,为了消除后续光路中泵 浦光的影响,在非线性晶体后面依次放置透镜、两 个二向色镜、长波通滤光片,而将二向色镜 45°放 置是为了减少泵浦光在两面镜子之间来回反射避 免背景噪声的增加。再经二向色镜将信号光与闲频 光分开,两路光分别经光阑、窄带滤波片、透镜被 单光子探测器接收。

两个探测器的输出信号经甄别放大器进行选择放大后,从 810 nm 通道输出的信号一路给计数器 1 进行计数,另一路输入到时间-幅度转换器 (TAC),1550 nm 通道输出的信号经延时器延时后

同样输入到 TAC。TAC 将两路通道的脉冲时间差转 化为脉冲信号经单道分析仪 (SCA) 筛选后,输入 到计数器 2 计数就可以得到两路通道的符合计数 值。代入 (7) 式计算得到红外探测器的量子效率。

我们通过实验分别得到了基于 BBO 晶体和 PPLN 晶体的 1550 nm 通道在 30 s 内的计数值,如表 2 所示。从表中可以看出,使用 PPLN 晶体时 1550 nm 的信号光子产生速率比使用 BBO 晶体时提高 4~5 倍。实验结果证实了利用 PPLN 晶体制备高效纠缠源的可行性,为实现高精度探测器的定标奠定了基础。

表 2 基于 BBO 晶体及 PPLN 晶体的 1550nm 通道计数值
Table 2 Count values of the 1550nm channel based on BBO crystals and PPLN crystals

									J	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
BBO(cps)	3914	3870	3943	3923	3892	3881	3920	3942	3891	3933
PPLN(cps)	18213	17415	18641	18552	17514	17467	18640	18739	17506	17698

4 结论

介绍了基于 SPDC 光场来测量单光子探测器的量子效率的原理,然后设计了一套基于高质量纠缠源的量子效率定标系统,采用 532 nm 的连续激光器抽运掺镁的 PPLN 晶体,在满足 QPM 方式下产生高质量的 810 nm 和 1550 nm 的相关光子对,与以往的实验相比,相关光子的制备效率得到了较大地改善,从而提高了装置的信噪比,为高精度探测器定标奠定了良好的基础。并且通过改变晶体的极化周期、温度或泵浦光的波长等方式可以得到不同波长的纠缠源,有利于在更宽光谱范围内实现单光子探测器量子效率的定标。

参考文献:

- [1] Klyshko D N. Use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors [J].Quantum Electronics,1980,10:1112-1117.
- [2] Armstrong J A, Bloembergen N, Pershan P S. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric [J]. Physics Review, 1962, 127(6):1918-1939.
- [3] 刘动.制备纠缠态的 MgLN 晶体周期极化研究[D].西安: 西安电子科技大学,2014:13-17.
- [4] 任继刚,张涵,蔡昕东,等. 基于周期极化 KTiOPO₄ 晶体的 高亮度纠缠源研制[J].物理学报,2009,58(8):5169-5173.
- [5] Steinlechner F, Trojek P, Jofre M, et al. A high brightness

- source of polarization entangled photons [J].Lasers & Electro-Optics Europe,2011,1:1.
- [6] Xiao K, Zhang J, Chen B Q, et al. Three-wavelength generation from cascaded wavelength conversion in monolithic periodically poled lithium niobate[J]. Chinese Physics B,2015,24(1):290-292.
- [7] 盛文阳,李健军,夏茂鹏,等. 基于 PPLN 晶体的高通量相关 光子制备[J].大气与环境光学学报,2017,12(4): 307-312.
- [8] 桂诗信,朱标,李正荣,等. 一种基于 MgO:PPLN 晶体的 紧凑高效型光学参量振荡器[J].大气与环境光学学报, 2018,39(7):16-19.
- [9] 马伊平,宫铖,丁漪,等. 红外单光子探测器定标方法研究[J].井冈山大学学报:自然科学版,2015,36(2):11-14.
- [10] 蓝信锯. 激光技术[M].3 版.北京:科学出版社, 2009: 254-264.
- [11] Hong C K, Mandel L. Theory of parametric frequency down conversion of light [J]. Physical Review A General Physics, 1985, 31(4):2409-2418.
- [12] 吕亮,张寅超,林延东. 纠缠光子法绝对定标光电探测器量子效率的研究[J].光学学报,2012,32(1):1-6.
- [13] Kuroda A, Kurimura S, Uesu Y. Domain inversion in ferroelectric MgO:LiNbO₃ by applying electric field[J]. Applied Physics Letters,1996,69:1565-1567.
- [14] Gayer D, Sacks Z, Galun E, et al. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ [J]. Applied Physics B,2008,91:343-348.

(上接第6页)

参考文献:

- [1] 张树义. 关于"中间点"渐近性的更广泛的定理[J]. 江汉大学学报,1994(6):69-73.
- [2] 张树义. 广义Taylor公式"中间点"一个更广泛的渐近估计式[J]. 数学的实践与认识, 2004, 34(11): 173-176.
- [3] 张树义. 积分中值定理"中间点"更广泛的渐近估计式[J].南阳师范学院学报:自然科学版, 2005, 4(3):15-19.
- [4] 刘冬红,张树义,丛培根. 积分中值定理中间点函数的可 微性 [J]. 北华大学学报:自然科学版,2017,18(4): 434-438.
- [5] 张树义. 中值定理"中间点"的几个新的渐近估计式[J]. 烟台师范学院学报: 自然科学版,1995,11(2): 109-111.
- [6] 张芯语,张树义. 关于广义 Taylor 中值定理"中间点函

- 数"可微性的进一步讨论[J]. 井冈山大学学报:自然科学版,2018, 39(2): 5-13.
- [7] 李丹,张树义. 关于泰勒公式中间点函数的可微性[J]. 井冈山大学学报:自然科学版, 2016, 37(6):11-14.
- [8] 张树义. 关于中值定理"中间点"渐近性的若干注记 [J]. 烟台师范学院学报:自然科学版,1994,10(2):105-110.
- [9] 张树义. 关于中值定理"中间点"渐近性研究的新进展(I)[J]. 南都学坛,2000(6): 13-20.
- [10] 丛培根,张树义. 关于高阶 Cauchy 中值定理中间点函数可微性的进一步研究[J]. 南通大学学报: 自然科学版,2018,17(3): 90-95.
- [11] 夏禹光. 积分上限的函数 $\int_a^x f(t)dt$ 的一个应用[J]. 数学通报,1987(3):45.