

文章编号: 1001-3806(2003)06-0526-05

## 自发参量下转换光场的实验研究进展综述\*

马新莉

(陕西理工学院物理教研室, 汉中, 723003)

**摘要:** 自发参量下转换(spontaneous parametric down conversion, SPDC) 光场是基于单色泵浦光子流和量子真空噪声对非线性晶体的综合作用而产生的, 它固有的量子起源决定了在非经典光场研究中的重要地位和作用。对 SPDC 光场的相干特性和它在绝对测量光电探测器量子效率中的应用进行了深入而细致的研究和探讨。

**关键词:** 非经典光场; 自发参量下转换; 相干效应; 非线性晶体

**中图分类号:** O437; O734 **文献标识码:** A

### Review of experimentation study on spontaneous parametric down-conversion light field

Ma Xinli

(Department of Physics, Shanxi Institute of Science and Technology, Hanzhong, 723003)

**Abstract:** The spontaneous parametric down conversion (SPDC) light field is generated by the combined action of a monochromatic flux of pumping photons and quantum vacuum noise on a nonlinear crystal with no center of symmetry. Its intrinsic quantum origin determines its important role in the area of non classical field research. In this paper, the coherence characteristics of the SPDC light field is investigated theoretically, and the application of SPDC light field to absolute measurement of quantum efficiency of photo detectors is studied experimentally. Finally, it points out the wide application prospect of SPDC light field application.

**Key words:** non classical light field; spontaneous parametric down conversion; interference effects; nonlinear crystal

## 引言

SPDC 光场是 1970 年由 Burnham 和 Weinberg 在光子计数实验中首先发现的<sup>[1]</sup>, 但当时并未重视它的非经典特性研究。直到 1985 年在实验室观察到光学压缩态之后, 人们在寻找其它产生光学压缩态的方法时, 才注意到了这种场的存在, 并开始研究它的非经典性质。

### 1 自发参量下转换(SPDC)光场的非经典特性研究

单色泵浦光子流和量子真空噪声对非中心对称非线性晶体的综合作用, 导致了在光的自发参量下转换过程中, 一个高频光子在非线性晶体内会以某一概率自发地分裂为两个低频光子(见图 1), 分别称为信号光子和闲置光子, 合称 SPDC 双光子。由

SPDC 双光子对集合构成的场称为 SPDC 光场, 它的空间分布取决于非线性晶体折射率的色散特性和泵浦光场电场波矢与晶体光轴方向之间的夹角  $\theta$ 。

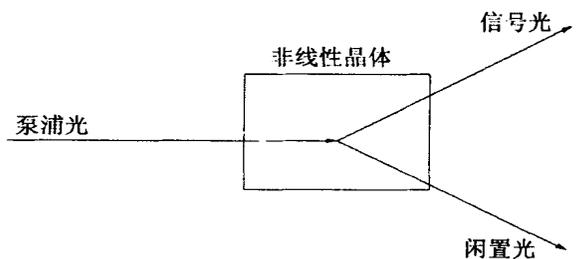


图 1 SPDC 双光子产生示意图

SPDC 过程中产生的信号光子和闲置光子具有量子相关性, 由这两个光子构成的态, 称为双光子纠缠态。已有的研究表明, SPDC 双光子不仅具有频率纠缠、时间纠缠、偏振纠缠和自旋纠缠特性, 而且具有全同的强度涨落。这一点可以通过用两个光电探测器同时测量两下转换光束强度涨落的实验进行验证。英国的 Jakeman 和 Walker 从理论上预言了 SPDC 光束的光子数分布为亚泊松分布<sup>[2]</sup>, Parity 和 Tapster 已经通过实验证明了这一结论<sup>[3, 4]</sup>, 从而说

\* 国家自然科学基金重大资助项目。

作者简介: 马新莉, 女, 1969 年 10 月出生。从事量子光学、统计物理学等方面的研究工作。

收稿日期: 2003 04 17; 收到修改稿日期: 2003 06 04

明了 SPDC 光场属于非经典光场。

SPDC 光场的量子相关特性研究主要是由美国 Rochester 大学的 Mandel 教授及其领导的研究小组于 80 年代后期进行的。Hong 和 Mandel 着重研究了 SPDC 光场的时间相关特性,证明了下转换双光子之间的相关时间取决于非线性介质的作用长度,与泵浦场的相关时间无关<sup>[5]</sup>。他们通过实验(见图 2)证明了下转换双光子的强度相关函数与泵浦场的强度成反比,同时还证明了下转换信号光子和闲置光子之间的时间间隔在 100fs 以内。

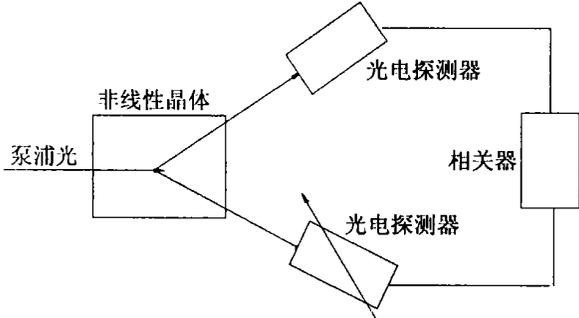


图 2 SPDC 双光子符合计数示意图

Ghosh 和 Mandel 首先研究了 SPDC 光场的空间相干特性,证明了 SPDC 光场的非局域性。由于两个下转换光子的相位是随机的,普通的二阶干涉消失,高阶相干效应依然存在<sup>[6]</sup>。即使用经典干涉理论将下转换双光子作为两个独立的光源处理,也可以预言四阶相干效应的存在,但量子理论预言的相干性较经典理论更强。后者预言相干函数的调制度最大值为 50%,而前者预言双光子符合计数的空间分布函数的调制度可高达 100%<sup>[7]</sup>。通过测量强度相关(如图 3 所示),观察到了 SPDC 光场的四阶

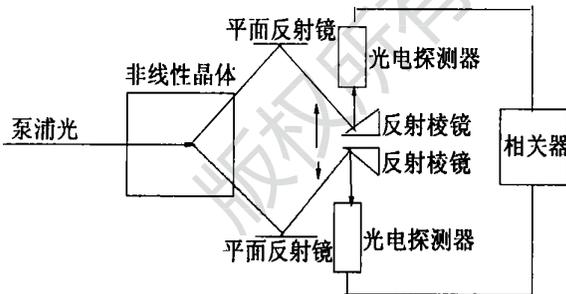


图 3 SPDC 光场的空间相干效应测量原理图

相干效应,且相干函数的调制度接近 100%,与量子理论相符。100%的调制度说明,在探测平面上的某些点,双光子的符合几率为 0,即下转换双光子不可能在这些点同时出现。而单光子探测概率在同一方向的空间分布为常数,说明单光子可以在探测平面上的任意点出现。这种在一点探测光子的概率影响另一点光子探测概率的现象,即为 EPR (einstein

podolsky-rosen) 非局域效应<sup>[8]</sup>。

Ou 和 Mandel 等研究了 SPDC 光场的时间相干特性<sup>[9]</sup>,实验装置如图 4 所示,他们通过单路探测概

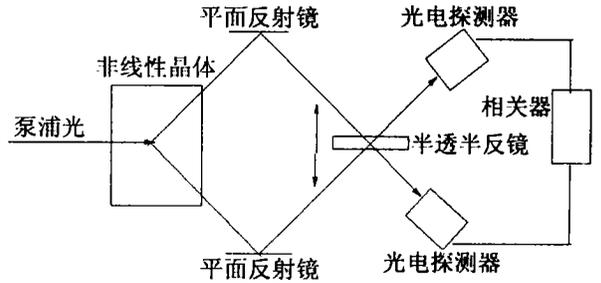


图 4 SPDC 光场的时间相干效应测量原理示意图

率和双路延迟符合速率,得到 SPDC 光场的二阶和四阶相干特性。通过分束片的移动引入两路光束的光程差,得到了随着光程差周期变化的符合计数输出,证明了 SPDC 光场具有四阶时间相干性。随后,又将 SPDC 光场输入 Mach-Zehnder 干涉仪(见图 5),对干涉仪输出的双光子叠加态分别进行单路和双路符合探测。结果显示单路计数率不会随着光程

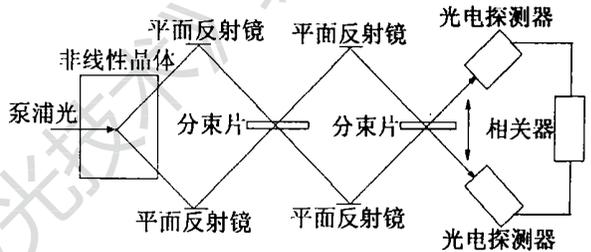


图 5 SPDC 光场经 Mach-Zehnder 干涉仪的时间相干效应测量原理示意图

差的变化而改变;但双路符合速率则随光程差的变化而呈周期变化。此结果与量子理论预言相符,经典理论则得不到该结论,这就证明了下转换光场的非经典特性。他们进一步从理论上预言 SPDC 光场携带了泵浦场的相位信息和相干时间信息。泵浦场的相干时间可以比下转换光的相干时间长得多。他们将一束激光分成两束,同时泵浦两块非线性晶体,产生两对 SPDC 双光子。再通过分束片使两路闲置光子和两路信号光子分别重合,如图 6 所示。通过

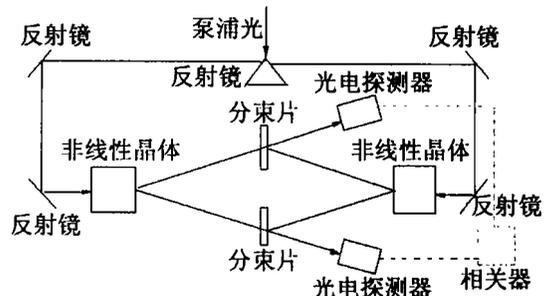


图 6 两 SPDC 光场的相干特性研究示意图

测量单路探测概率和双路符合速率,考察两个下转

换光场之间的相干特性。实验结果显示,相干函数的大小变化依赖于两束相干泵浦波的位相差,从而证明了下转换光场携带泵浦场相位信息的预言。同时还证明了量子真空噪声在 SPDC 过程中起着重要的作用。

Wang 和 Mandel 等还通过激光诱发下转换光场的干涉证明了相干性仅仅是双光子路径不可区分的另一种表现形式<sup>[10]</sup>,这一结论对于理解光的叠加原则是非常有益的。实验原理如图 7 所示,他们将杨氏双缝实验的两个狭缝用两个下转换介质代替,当两相干激光束调整得与两信号光同方向时,两闲置光束间的相干性由于受激辐射的存在而得到加强。他们发现激光模式中的平均光子数是一个重要参数,它不仅决定了下转换光子速率的增加程度,而且还决定了两闲置光束的相干程度。

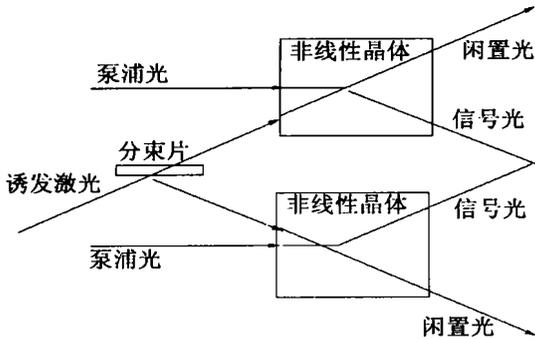


图 7 诱发参量下转换光场产生原理示意图

在上述双光子纠缠态研究的基础上,1998 年, Keller 和 Rubin 等人又研究了三光子纠缠态<sup>[11]</sup>。他们的实验原理如图 8 所示。先利用 SPDC 产生信号光子和闲置光子,然后再通过频率上转换使两个闲置光子合成一个新的闲置光子。两个信号光子和一个新闲置光子一起构成三光子纠缠态光场。三光子纠缠态同双光子纠缠态一样,同时携带了泵浦场的信息,具有时间相关、频率相关、偏振相关和自旋相关特性。吴令安等人对三光子场的六阶相干效应进行过理论分析。

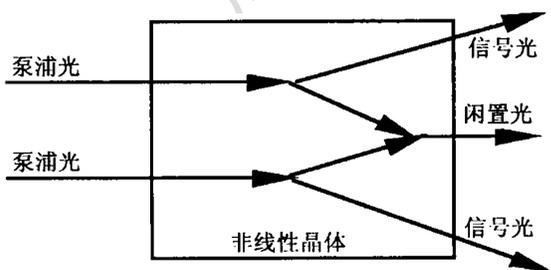


图 8 三光子纠缠态的产生示意图

综上所述,国内外的物理学工作者们对于 SPDC 光场的各种特性,已经开展了较为全面的研究工作,

对它的非经典特性也已揭示得比较深刻。目前, SPDC 光场已经成为产生非经典场的重要手段和研究非经典场特性的有力工具。有理由相信,随着非经典光场应用领域的进一步扩大,要求更深刻揭示非经典光场特性的推动力将会越来越强。所以 SPDC 光场的非经典特性研究,必将会引起更多物理学工作者的关注。

## 2 SPDC 光场的应用研究

与 SPDC 光场的非经典特性研究相比, SPDC 光场的应用研究更加活跃。应用范围也涉及光学计量、激光技术、光通讯等众多领域。光学计量是 SPDC 光场的一个重要应用领域。最早开展这方面研究工作的是前苏联 Moscow 大学的 Klyshko 教授及其合作者。Klyshko 教授首先提出了基于 SPDC 双光子的相关性绝对测量光电探测器量子效率的方案<sup>[12]</sup>,用于测量光电探测器的量子效率。这一方案经全俄光学和物理计量研究院(VNIOFI)和美国国家标准和技术研究院(NIST)的改进和完善,现已能够测量光电探测器量子效率的光谱分布和空间分布<sup>[13]</sup>。他同时还提出了利用 SPDC 双光子建立标准光子发生器的设想。Migdall 和 Datla 等人利用受激参量下转换双光子速率与 SPDC 双光子速率的比值正比于产生诱发辐射光强的特性,将红外光强的测量转化为可见光强度的测量<sup>[14]</sup>。

利用 SPDC 双光子强度涨落相同的特性还可以测量极微弱的光吸收。将被测样品放在一个下转换光束的光路上,另一束下转换光束作为参考光束。将下转换光频率调谐到被测样品的吸收波段,就可以测量微量光吸收。这一技术对于光谱分析研究有着极其重要的作用。利用 SPDC 光场的宽谱特性,可以研制固体可调谐激光器<sup>[15]</sup>。通过调节晶轴方向或改变晶体温度来改变匹配波长,从而可以在一宽的范围内调谐激光的输出波长,由此得到全固化宽谱可调谐激光器。

世界上第一台可调谐固体激光器是贝尔实验室的 Johnson 于 1964 年用  $\text{NMgF}_2$  和  $\text{GMgF}_2$  晶体作激活材料实现的。世界上第一台商品化的可调谐固体激光器是美国联合碳化物公司的 Walling 等人于 1979 年研制的金绿宝石激光器( $\text{CrBeAl}_2\text{O}_4$ ),它的调谐范围为(701~858) $\mu\text{m}$ ,可在室温下工作,其发射截面为  $6 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ ,激发态寿命为 26 $\mu\text{s}$ 。金绿宝石激光器的研制成功,激发了人们研究可调谐固体激光器的热情。在整个 80 年代,广泛开展了可调谐固体激光

器的研究。它主要集中在两个方面,首先寻找适合于铬离子的新基质材料;其次是寻找在共基质晶体中呈现激光作用的新离子。最后,终于在众多的基质中成功地获得了铬离子波长可调的激光运转,并发现了一种出现激光作用的新离子即三价钛离子( $Ti^{3+}$ ),以及重新发现基于二价离子的  $Ni^{2+}$ ,  $Co^{2+}$  及  $V^{2+}$  的可调谐声子终端激光器。

掺钛宝石( $Ti^{3+}Al_2O_3$ )激光器是最重要的一种电子振动激光器。1982年,麻省理工学院的 Moulton 首次观察到它的激光作用,1984年出现商品钛宝石棒。1988年11月,光谱物理公司首次提供商品化的钛宝石激光器。它的调谐范围为(660~1100)nm,在室温下的上能级寿命为  $3.2\mu s$ ,其激光增益介面积为  $3.5 \times 10^{-19} cm^2$ ,它的吸收峰在500nm附近,可用激光(倍频的Nd:YAG,  $Ar^+$ 离子)泵浦,也可用闪光灯泵浦;可以脉冲工作,也可以连续(或准连续)运行;可以调Q也可以锁模产生飞秒脉冲。

掺铬的氟化铝锶锂晶体( $CrLiSrAlF_6$ ,简称为LiSAF)是继钛宝石之后出现的一种新的重要的可调谐固体激光材料,最先由美国劳伦斯·利弗莫尔实验室研制出来,1990年,美国中央佛罗里达大学电子光学和激光研究中心在晶体生长、闪光灯泵浦LiSAF激光和倍频等方面的研究中取得了重大成果,以后美国海军海洋研究中心、英国帝国大学飞秒光学公司和法国巴黎大学应用光学研究所等竞相开展LiSAF激光器及其应用研究,在近红外可调谐的LiSAF激光、超短脉冲激光、超短超强太瓦级激光、全固化激光以及“海军蓝”LiSAF激光的研究和应用方面取得了可喜的进展。德国的Lambda Physik公司和美国的Continuum公司利用中国科学院福建物质结构研究所生产的BBO, LBO晶体分别研制成功了从(430~2000)nm和(1450~4000)nm的连续可调全固体激光器,我国也已成功研制出(415~2500)nm的可调谐固体激光器。这种小型可调谐全固体激光器在科研、工业、军事、娱乐等众多领域都有着广泛的应用。

LiSAF激光可望取代钛宝石激光,发展成为全固化激光器,可望成为下一代超短脉冲激光光源,是当今可调谐固体激光领域的前沿课题。其峰发射截面为  $4.8 \times 10^{-20} cm^2$ ,调谐范围为(760~1040)nm,与钛宝石的调谐范围相近。虽然如此,仍因自己的特色而倍受重视。如钛宝石在蓝绿波段有吸收, LiSAF在蓝绿波段和红光波段都有吸收;钛宝石的上能级寿命仅为  $3\mu s$ , LiSAF晶体的上能级寿命为  $67\mu s$ ,所

以LiSAF晶体非常适合于闪光灯泵浦和二极管泵浦。由于LiSAF晶体在上能级寿命和发射截面之间提供了较好的平衡,可以说在所有可调谐固体材料中,它是最好的。因此,它有利于超短脉冲和能量存储,用它可以得到高能量、高峰值功率和高光学质量的激光束。

从研究进展看,有两个因素制约了其进一步的发展,一方面是材料本身一些不利因素的影响与其它掺Cr的固体激光介质一样,也存在着激发态吸收和荧光猝灭效应;另一方面是受到泵浦用半导体激光器的限制,红光半导体激光器的光束质量和输出功率都有待于进一步提高,这就使得半导体激光器泵浦的激光器难以获得较大功率的激光输出。目前,半导体激光器泵浦的连续激光器的输出功率可达到瓦级,脉冲运行的峰值功率可达到几十瓦的量级,重复频率可达几万赫兹。随着晶体生长技术和半导体激光技术的进一步发展,该类器件的输出功率会进一步得到提高。这样,该类激光器就将在需要中等平均功率和高光束质量激光应用的竞争中占据优势。例如计量学、遥感、医学诊断、激光通讯、激光雷达、数据存储、显示技术、光谱应用和泵浦其它激光器等领域。

除了将利用SPDC光场产生的光学压缩态用于光通讯外, Mandel早在1984年就提出了直接利用SPDC光子对进行光通讯的设想<sup>[15]</sup>。Ekert于1991年提出了用双光子纠缠态实现量子密码通讯的设想<sup>[16]</sup>,称为EPR协议。利用SPDC过程产生共轭光子对,其中一个光子由信息发送者接收和探测,另一个相关光子则由信息接受者接收和测量。

利用SPDC双光子的偏振纠缠特性,还可以实现量子隐形传态<sup>[17]</sup>。奥地利学者于1997年12月在Nature上,意大利学者于1998年初在Physical Review Letters上,分别报道了利用SPDC双光子实现量子隐形传态的实验结果<sup>[18]</sup>,轰动了学术界和欧美新闻界。量子隐形传态的实验成功更激发起人们的研究热情,它将在量子计算和量子通讯等方面获得重要的应用。

由上面所介绍的SPDC光场的众多应用可以看出,与它的非经典特性研究相比,SPDC光场的应用研究更为引人注目。它在光通讯中已经显现出来的优势令人鼓舞。以SPDC光场和光学压缩态为代表的非经典场在科学技术高度发展的今天正在发挥越来越重要的作用,在即将来临的21世纪,量子理论的发展和应用将会有更加灿烂辉煌的前景<sup>[19]</sup>。

### 3 结束语

从上面讨论的关于 SPDC 光场的理论研究和应用研究的进展状况可以看出, 在量子光学的非经典光场研究中, SPDC 光场占有重要而独特的地位。它固有的量子起源决定了它在揭示非经典光场量子特性的研究中起着举足轻重的作用, 而它的应用场合不仅是一般经典光场所不能胜任的, 也是其它非经典光场所不能代替的。然而, SPDC 光场的研究历史还不太长, 对其非经典场特性的揭示也不够深刻, 这势必会影响它应用领域的进一步扩大。对于 SPDC 光场的应用研究也基本处于原理实验阶段, 利用它绝对测量探测器量子效率和光源辐射功率的研究虽已取得一定的进展, 但距取代低温辐射计或高温黑体而建立光辐射计量基准还相去甚远; 基于 SPDC 原理已在实验室成功研制出可调谐全固体激光器, 但离实际应用还有一定的差距; SPDC 光场在量子通讯和量子计算中的应用研究更是处于初级阶段。然而, 正是这些在实验室获得的成功应用才显示出 SPDC 光场重要的研究意义和巨大的应用潜力。

#### 参 考 文 献

[1] Burnham D C, Weinberg D L. Phys Rev Lett, 1970, 45(2): 84~ 103.  
 [2] Jakeman E, Walker J G. Opt Commun, 1985, 55(3): 219~ 232.  
 [3] Parity J G, Tapster P R, Jakeman E. Opt Commun, 1987, 62(3): 201~ 228.  
 [4] Parity J G, Tapster P R. J O S A, 1989, 86(6): 1221~ 1243.  
 [5] Hong C K, Mandel L. Phys Rev, 1985, A 31: 2409~ 2432.  
 [6] Friberg S, Hong C K, Mandel L. Phys Rev Lett, 1985, 54(18): 2011~ 2032.  
 [7] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L. Phys Rev Lett, 1987, 59(18): 2044~ 2063.  
 [8] Ghosh R, Mandel L. Phys Rev Lett, 1987, 59(17): 1903~ 1925.  
 [9] Ou Z Y. Phys Rev, 1988, A 37(5): 1607~ 1622.  
 [10] Hardy L. Phys Rev Lett, 1994, 73(17): 2279~ 2301.  
 [11] Tan S M, Walls D F, Collett M J. Phys Rev Lett, 1991, 66(3): 252~ 277.  
 [12] Ou Z Y, Mandel L. Phys Rev Lett, 1988, 61(1): 54~ 63.  
 [13] Ou Z Y, Zou X Y, Wang L J *et al.* Phys Rev, 1990, A 42: 2957~ 2971.  
 [14] Ou Z Y, Wang L J, Mandel L. Phys Rev, 1989, A 40: 1428~ 1446.  
 [15] Ou Z Y, Wang L J, Zou X Y *et al.* Phys Rev, 1990, A 41(3): 1597~ 1615.  
 [16] Keller T E, Rubin M H, Shih Y H *et al.* Phys Rev, 1998, A 57(3): 2076~ 2099.  
 [17] Zeilinger A, Horne M, Weinfurter H *et al.* Phys Rev Lett, 1997, 78(3): 3031~ 3054.  
 [18] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K *et al.* Nature, 1997, 58(2): 390~ 412.  
 [19] 殷一贤. 激光杂志, 1998, 19(1): 1~ 5.

(上接第 522 页)

显然从图 7 与图 8 的比较可以看出: 基于内切圆微粒粒度表述方法下的微粒形体影响因子  $T$  函数的拟合结果明显好于基于等效面积微粒粒度表述法下的微粒形体影响因子  $T$  函数的拟合结果。

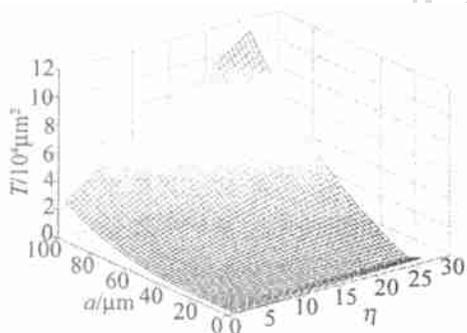


Fig. 8 The distribution  $T(a, \eta)$  after drafting under the second definition

### 4 结 论

(1) 对于等效面积微粒粒度表述法和内切圆微粒粒度表述法这两种定义方法, 微粒形体影响因子  $T$  的表述及其解在这两种微粒粒度定义的表述下没有本质上的区别。(2) 在应用任意形体微粒特征分布函数反演方程对任意形体微粒特征分布函数进行测量时, 必须获得微粒形体影响因子  $T$  函数的解析解, 而对微粒形体影响因子  $T$  函数拟合结果的对比表明内切圆微粒粒度表述方法是一种较好的方法。

#### 参 考 文 献

[1] Lock J A, Todges J T. Appl Opt, 1996, 35(21): 4283~ 4290.  
 [2] Asamo S, Sato M. Appl Opt, 1980, 19(6): 962~ 974.  
 [3] 王亚伟, 贺安之, 刘晓燃. 光学学报, 2002, 22(3): 363~ 368.  
 [4] 王亚伟. 计算物理, 2002, 19(4): 43~ 47.  
 [5] Chen B Q, Stannes J J. Appl Opt, 1998, 37(11): 1999~ 2010.