末端基团对芴类衍生物分子非线性光学性质的影响

赵丽云¹ 张玉瑾² 马红^{2,*} 冷建材^{1,*}(¹齐鲁工业大学理学院, 济南 250353; ²山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

摘要: 通过采用预估修正的时域有限差分方法数值求解速率方程-光场强度方程, 研究了纳秒激光脉冲在具有不同末端基团的对称性芴类衍生物分子 2,7-双(4'-(二甲基氨基)苯乙烯基)-9-氢-芴(F1 分子)和 2,7-双(4'-硝基苯乙烯基)-9-氢-芴(F2 分子)中的动力学传播过程以及光限幅效应, 分析了两种分子的光限幅特性随传播距离(z)、粒子数密度(N)以及脉冲宽度(τ)的变化情况, 并且拟合了两种分子的动态双光子吸收(TPA)截面。计算结果表明, 该系列分子具有较大的双光子吸收截面以及较好的光限幅效应。此外, F2 分子的末端基团—NO₂与 F1 分子的末端基团—N(CH₃)₂相比具有更强的得电子能力, 因而使得 F2 分子具有更大的跃迁偶极矩, 双光子吸收截面增大, 光限幅效应更为明显。

关键词: 光限幅效应; 双光子吸收; 速率方程-光场强度方程; 芴类衍生物分子

中图分类号: O644; O437

Influence of Terminal Group on Nonlinear Optical Properties of Fluorene Derivatives

ZHAO Li-Yun¹ ZHANG Yu-Jin² MA Hong^{2,*} LENG Jian-Cai^{1,*}(¹*School of Science, Qilu University of Technology, Jinan 250353, P. R. China;*²*School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, P. R. China)*

Abstract: The nanosecond-scale propagations and optical-limiting properties of two fluorene derivatives-2,7-bis(4'-(dimethylamino)-distyryl)-9H-fluorene (F1) and 2,7-bis(4'-(nitro)-distyryl)-9H-fluorene (F2) with different terminal groups are investigated by solving the coupled rate equations and field intensity equation using an iterative predictor-corrector finite-difference time-domain technique. The influence of the propagation distance (z), particle number density (N), and pulse width (τ) on the optical-limiting properties and two-photon absorption (TPA) of these molecules is analyzed. The calculations show that both F1 and F2 possess large two-photon absorption cross sections and pronounced optical-limiting properties. In addition, the nonlinear optical properties depend crucially on the terminal groups. F2, with terminal groups of —NO₂, has much larger dipole moments, an enhanced two-photon absorption cross section, and superior optical-limiting ability compared with F1, which have terminal groups of —N(CH₃)₂.

Key Words: Optical limiting; Two-photon absorption; Rate equation-field intensity equation; Fluorene derivative molecule

Received: December 14, 2015; Revised: March 11, 2016; Published on Web: March 14, 2016.

*Corresponding authors. LENG Jian-Cai, Email: jiancaileng@qlu.edu.cn. MA Hong, Email: mahong@sdnu.edu.cn; Tel: +86-531-89631268.

The project was supported by the National Natural Science Foundation of China (11247307, 11304172, 11304186), Shandong Province Key Research Development Program, China (2015GGX101017), Qilu University of Technology Subject Construction Funds, China, Excellent Young Scholars Research Fund of Shandong Normal University, China, and International Cooperation Training Program for Young and Middle School Teachers in Shandong Province, China.

国家自然科学基金(11247307, 11304172, 11304186), 山东省重点研发计划(2015GGX101017), 齐鲁工业大学学科分类型建设经费, 山东师范大学优秀青年骨干教师国际合作培养计划和山东省高等学校优秀中青年骨干教师国际合作培养计划资助项目

© Editorial office of *Acta Physico-Chimica Sinica*

1 引言

近年来,激光作为一种强光源被广泛应用于医疗、通讯、工农业、军事等各个领域,这一方面促进了人类社会的发展,而另一方面强激光带来的辐射威胁同时会损害人类的健康^{1,2}。随着强激光光源的广泛应用,人类对强激光辐射自动保护功能的需要也越来越迫切,作为激光防护材料之一的光限幅材料成为人们研究的热点,具有良好光限幅效应的材料在诸如仪器防护、眼睛保护及光生物学等领域展示出良好的应用前景³⁻⁶。

与此同时,随着有机分子设计与合成技术的发展,有机分子材料因具有良好的柔韧性、易于合成与剪裁修饰、成本较低等优势在光限幅领域引起了人们的关注^{7,8}。在这种背景下,苋及其衍生物分子由于具有刚性平面联苯稠环结构表现出许多独特的光电性能及生物活性,合成苋类衍生物及开拓苋类化合物在光限幅领域内的潜在用途成为近些年来十分活跃并且发展迅速的研究课题⁹⁻¹²。

苋类有机分子及其衍生物产生光限幅的主要机制是双光子吸收,与其它产生光限幅的机制相比,双光子吸收限幅机制具有弱信号透过率高、响应时间快、限幅阈值高、整体损耗小等优点¹³,为了获得性能更为优越的光限幅器,开发和研究具有好的光限幅性能的有机分子材料意义重大,而双光子吸收截面是衡量光限幅性能的重要参数¹⁴⁻¹⁷。但是在以往的双光子吸收截面理论计算中,人们通常采用基于从头计算水平上的各种量化方法,这些方法并没有考虑激光与分子介质相互作用对于分子双光子吸收截面的影响¹⁸。因此为了更好地与实验结果进行比较,更加真实地刻画测量过程,在计算双光子吸收截面时需要研究激光在分子介质中的传播过程,从而得到分子介质的动态非线性光学参量^{19,20}。

本文以实验室最近合成的分子材料2,7-双(4'-(二甲基氨基)苯乙烯基)-9-氢-苋(F1分子)和2,7-双(4'-硝基苯乙烯基)-9-氢-苋(F2分子)为研究对象²¹⁻²³,通过求解速率方程-光场强度方程,分析了纳秒激光脉冲在F1分子和F2分子中的传播过程,研究了介质的厚度、粒子数密度以及入射激光脉冲宽度对分子光限幅特性的影响,从而得到分子的光限幅特性和动态双光子吸收截面,并比较了分子末端基团的不同对光限幅性能的影响。

2 理论计算方法

2.1 三能级体系速率方程

基于光与物质相互作用的半经典理论,分子体系可用密度矩阵方程描述²⁴

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{mn} &= -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \rho]_{mn} - \gamma_{mn}\rho_{mn} (m \neq n) \\ \dot{\rho}_{nn} &= -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \rho]_{nn} \sum_{E_m > E_n} \Gamma_{nm}\rho_{mm} - \sum_{E_m < E_n} \Gamma_{mn}\rho_{nn}\end{aligned}\quad (1)$$

式中 Γ_{nm} 表示粒子数由能级 n 向能级 m 的衰减速率; γ_{mn} 表示密度矩阵非对角元 ρ_{mn} 的衰减速率 ($\gamma_{mn} = \gamma_{nm}$); $\hat{H}$ 为体系的哈密顿量,可以表示成自由体系哈密顿量 $\hat{H}_0$ 和相互作用哈密顿量 $\hat{H}'$ 之和的形式,在电偶极近似下, $\hat{H}'$ 可表示为

$$\hat{H}' = -\hat{\mu} \cdot \vec{E} \quad (2)$$

采用绝热近似,令密度矩阵非对角元的时间导数为零,即 $\frac{\partial}{\partial t}\rho_{mn} = 0$, 得到三能级体系各能级粒子数的速率方程²⁰, 见公式(3)。

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\rho_{s_0} &= -\gamma_{s_0s_1}(\rho_{s_0} - \rho_{s_1}) - \gamma_{s_0s_2}(\rho_{s_0} - \rho_{s_2}) + \\ &\quad \Gamma_{s_1}\rho_{s_1} \\ \frac{\partial}{\partial t}\rho_{s_1} &= \gamma_{s_0s_1}(\rho_{s_0} - \rho_{s_1}) - \gamma_{s_1s_2}(\rho_{s_1} - \rho_{s_2}) - \\ &\quad \Gamma_{s_1}\rho_{s_1} + \Gamma_{s_2}\rho_{s_2} \\ \frac{\partial}{\partial t}\rho_{s_2} &= \gamma_{s_0s_2}(\rho_{s_0} - \rho_{s_2}) + \gamma_{s_1s_2}(\rho_{s_1} - \rho_{s_2}) - \\ &\quad \Gamma_{s_2}\rho_{s_2}\end{aligned}\quad (3)$$

式中 Γ_{s_0} 、 Γ_{s_1} 、 Γ_{s_2} 分别为能级 S_0 、 S_1 、 S_2 的衰减速率,单光子诱导跃迁 $S_0 \rightarrow S_1$, $S_1 \rightarrow S_2$ 的速率 $\gamma_{s_0s_1}$ 、 $\gamma_{s_1s_2}$ 可由旋波近似下的跃迁偶极矩 $d_{s_0s_1}$ 、 $d_{s_1s_2}$ 或者单光子吸收截面 $\sigma_{s_0s_1}$ 、 $\sigma_{s_1s_2}$ 得到公式(4)²⁰。

$$\begin{aligned}\gamma_{s_0s_1}(t) &= \frac{|d_{s_0s_1}|^2 I(t)}{\hbar^2 c \epsilon_0} \frac{\Gamma}{\Omega_{s_0s_1}^2 + \Gamma^2} \\ &= \frac{\sigma_{s_0s_1} I(t)}{\hbar \omega} \frac{\Gamma^2}{\Omega_{s_0s_1}^2 + \Gamma^2} \\ \gamma_{s_1s_2}(t) &= \frac{|d_{s_1s_2}|^2 I(t)}{\hbar^2 c \epsilon_0} \frac{\Gamma}{\Omega_{s_1s_2}^2 + \Gamma^2} \\ &= \frac{\sigma_{s_1s_2} I(t)}{\hbar \omega} \frac{\Gamma^2}{\Omega_{s_1s_2}^2 + \Gamma^2}\end{aligned}\quad (4)$$

$$\Omega_{s_0s_1} = \omega - \omega_{s_0s_1}, \Omega_{s_1s_2} = \omega - \omega_{s_1s_2}$$

类似地,由双光子诱导跃迁 $S_0 \rightarrow S_2$ 的吸收截面 $\sigma_{s_0s_2}$ 可得到泵浦速率 $\gamma_{s_0s_2}$

$$\gamma_{s_0s_2}(t) = \frac{\sigma_{s_0s_2} I^2(t)}{2\hbar\omega} \frac{\Gamma^2}{(2\omega - \omega_{s_0s_2})^2 + \Gamma^2} \quad (5)$$

其中 ω 为入射光的光频率, Γ 表示密度矩阵各非对角元的横向衰减速率。假设对于所有跃迁 Γ 的取值

均相同 $\hbar\Gamma = 0.1 \text{ eV}^{25,26}$ 。

2.2 光场强度方程

光场的吸收可由以下光场强度方程(6)来描述¹⁹

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right)I(t) = -N[\sigma^{(1)}I(t) + \sigma^{(2)}I^2(t)] \quad (6)$$

其中 N 为分子密度, $\sigma^{(1)}$ 和 $\sigma^{(2)}$ 分别为总的单光子吸收截面和双光子吸收截面

$$\begin{aligned} \sigma^{(1)} &= \sigma_{S_0S_1}(\rho_{S_0} - \rho_{S_1}) + \sigma_{S_1S_2}(\rho_{S_1} - \rho_{S_2}) \\ \sigma^{(2)} &= \sigma_{S_0S_2}(\rho_{S_0} - \rho_{S_2}) \end{aligned} \quad (7)$$

2.3 分子动态双光子吸收截面的计算

假设介质的双光子吸收系数 β 随着入射光强线性变化, $\beta = \beta_0 - \xi I_0$ (其中 ξ 为常数), 则光强透射率的倒数可表示为光场强度的二次函数形式²⁴:

$$\frac{1}{T_z} = \frac{I_0}{I_z} = \exp(\alpha z) + \frac{[\exp(\alpha z) - 1]\beta_0}{\alpha} I_0 - \frac{[\exp(\alpha z) - 1]\xi}{\alpha} I_0^2 \quad (8)$$

其中 α 表示线性吸收系数, α 和 β_0 可通过对入射光强峰值和出射光强峰值关系的拟合得到。分子的双光子吸收截面与双光子吸收系数可表示为如下关系²⁰

$$h\nu\beta_0 = \sigma_{\text{p}}N \quad (9)$$

式中 $h\nu$ 为入射光子能量。

3 结果与讨论

3.1 分子电子结构计算

F1 分子和 F2 分子的几何结构示意图见图 1(a, b)。利用含时密度泛函理论方法, 计算了态态之间的跃迁偶极矩。量化计算结果得到的分子各能级的激发能, 能级之间的跃迁偶极矩在表 1 中列出。理论计算表明, 在低能范围内 F1 分子和 F2 分子都只有一个电荷转移态, 且都为第一激发态, 选为 S_1 态, 第四激发态为最强双光子吸收态, 选为 S_2 态, 其余态之间为电偶极禁戒跃迁或者发生电偶极跃迁的几率较小, 因此在研究激光与分子相互作用时, 分子介质 F1 和 F2 均可简化为三能级体系 (见图 1(c)), 包括基态 S_0 、第一激发态 S_1 以及第四激发态 S_2 。由于该分子结构的对称性, 在低能区范围内分子各能态的固有偶极矩均为零。

设初始时分子体系完全处于基态, 激发态的衰减速率分别取值为 $\Gamma_{S_1} = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{S_2} = 1.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ²⁷。入射脉冲取为双曲正割型 $E(z, t=0) = A_0 \text{sech}[1.76(z/c + z_0/c)/\tau] \cos[\omega(z + z_0)/c]$, A_0 为电场

强度峰值, 光强 $I(t) = \frac{c\epsilon_0 |A_0(t)|^2}{2}$, τ 为脉冲的半高全宽, z_0 的选取是为了保证初始时刻脉冲进入介质很少, 载波频率 ω 取为能级 S_0 和 S_2 之间的双光子共振频率, 即 $\omega = \omega_{S_0S_2}/2$ 。

3.2 分子光限幅效应和动态双光子吸收截面

采用预估矫正的时域有限差分方法数值求解速率方程(3)-光场强度方程(6), 对应每一个入射光强峰值 I_{in} , 可得到出射光强峰值 I_{out} , 通过改变入射光强峰值的强度, 进一步可得到出射光强峰值随着入射光强峰值的变化情况, 也就是介质的光限幅行为。

为了研究分子光限幅效应与介质厚度之间的关系, 图 2 给出了在不同传播距离时出射光强峰值 (I_{out}) 随着入射光强峰值 (I_{in}) 的变化情况, 脉冲宽度选为 5 ns, 介质密度选为 $N = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 。由图 2 可

图1 (a) F1 分子和(b) F2 分子的结构示意图及 (c) 三能级理论模型

Fig.1 Molecular structure diagrams of (a) F1 and (b) F2, (c) schematic of three-level theory model

表1 F1 和 F2 分子各能级的激发能(E)以及跃迁偶极矩(d)
Table 1 Excitation energy (E) and transition dipole moment (d) of F1 and F2 molecules

Molecule	$E_{S_0S_1}/\text{eV}$	$E_{S_1S_2}/\text{eV}$	$10^{29} d_{S_0S_1}/(\text{C}\cdot\text{m})$	$10^{29} d_{S_1S_2}/(\text{C}\cdot\text{m})$
F1	2.76	3.17	4.99	8.13
F2	2.70	2.96	5.00	10.5

图2 不同传播距离处, F1 分子和F2 分子的光限幅效应

Fig.2 Optical limiting of F1 and F2 molecules at different propagation distances

 $\tau = 5 \text{ ns}, N = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}, 1 \text{ GM} = 1 \times 10^{-50} \text{ cm}^4 \cdot \text{s} \cdot \text{photon}^{-1}$

见, 分子的光限幅性质对传播距离有很强的依赖性。随着传播距离的增加, 分子的光限幅效应更加明显。其主要机制为脉冲在传播过程中, 由于介质与激光脉冲的相互作用, 激光脉冲的能量被介质不断吸收, 因此脉冲能量透射率逐渐减小, 产生了更加明显的光限幅效应。以上结果显示, 介质的厚度对分子的光限幅行为影响较大。此外, F2 分子比 F1 分子的光限幅效应更加明显, 这是由于末端基团的不同导致分子体系推拉电子的能力不同, $-\text{NO}_2$ 得电子的能力比 $-\text{N}(\text{CH}_3)_2$ 更强, 这使得 F2 分子各能级之间具有更大的跃迁偶极矩。

除了介质厚度, 介质的粒子数密度也是影响光限幅效应的一个重要因素。当脉冲宽度为 5 ns, 激光脉冲传播距离为 0.48 mm 时, 不同粒子数密度下激光脉冲的出射光强峰值随入射光强峰值的变化如图 3。可见对于不同的介质体密度展现出不同

图3 不同粒子数密度下 F1 分子和F2 分子的光限幅效应

Fig.3 Optical limiting of F1 and F2 molecules with different particle number densities

 $\tau = 5 \text{ ns}, z = 0.48 \text{ mm}$

的光限幅效应。粒子数密度增大时。与激光相互作用的分子数增多。更多的脉冲能量被介质所吸收, 使得分子介质的光限幅效应增强。因此, 提高分子介质的体密度能够有效增强介质的光限幅效应。同样的粒子数密度下, F2 分子展现出了比 F1 分子更优的光限幅能力。

实验中, 分子的光限幅行为和双光子吸收截面的测量是在外加激光场中进行的, 可以预见测量结果与入射脉冲的宽度密切相关。图 4 给出了不同宽度的脉冲在 0.48 mm 处的光限幅效应 ($N = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$)。从图中可以看到脉冲宽度对于介质的光限幅行为具有很大的影响, 脉冲越宽, 分子的光限幅特性越为明显, 由于分子的 S_1 能级寿命较长 (ns 量级), 随着脉宽的增大, 激光与分子相互作用的时间增加, S_1 态上的粒子就有足够的时间和更大的几率跃迁到 S_2 态, 即产生明显的两步双光子吸收, 故而使得分子介质展现出更加明显的光限幅效应。与之前的结论一致, F2 分子具有更佳的光限幅能力。

基于出射光强峰值与入射光强峰值的关系, 我们拟合出了不同传播距离、不同粒子数密度以及不同脉宽下 F1 分子和 F2 分子的动态双光子吸收截面, 见表 2。根据量化计算结果, 分子 F1 和 F2 的静态双光子吸收截面分别为 2140.23 GM ($1 \text{ GM} = 1 \times 10^{-50} \text{ cm}^4 \cdot \text{s} \cdot \text{photon}^{-1}$) 和 3431.41 GM, 当粒子数密度取为 $N = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, 脉宽为 5 ns, 脉冲传播到 0.48 mm 时, 分子的动态双光子吸收截面分别为 2.61×10^6 和 $7.82 \times 10^6 \text{ GM}$ 。可见分子的动态双光子吸收截面大于分子的静态双光子吸收截面, 也就是说, 由于激光脉冲与分子的相互作

图4 不同入射脉宽下 F1 分子和F2 分子的光限幅效应

Fig.4 Optical limiting of F1 and F2 molecules with different input pulse widths

 $z = 0.48 \text{ mm}, N = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

表2 F1和F2分子的线性吸收系数(α)、双光子吸收(TPA)系数(β_0)以及动态双光子吸收截面(σ_{tp})

Table 2 Values of linear absorption coefficient (α), two-photon absorption (TPA) coefficient (β_0), and dynamical TPA cross section (σ_{tp}) of F1 and F2 molecules

10^{-24}N/m^{-3}	τ/ns	z/mm	Molecule	$10^{-4} \alpha/\text{m}^{-1}$	$10^7 \beta_0/(\text{m} \cdot \text{W}^{-1})$	$10^{-6} \sigma_{\text{tp}}/\text{GM}$
10	5	0.24	F1	0.93	0.10	2.61
			F2	0.81	0.33	7.82
10	5	0.48	F1	0.95	0.11	2.77
			F2	0.82	0.35	8.33
7	5	0.48	F1	0.68	0.08	2.85
			F2	0.58	0.25	8.56
10	5	0.48	F1	0.95	0.11	2.77
			F2	0.82	0.35	8.33
10	5	0.48	F1	0.95	0.11	2.77
			F2	0.82	0.35	8.33
10	10	0.48	F1	0.95	0.12	3.08
			F2	0.83	0.39	9.35

linear fitting equation: $\beta = \beta_0 - \zeta I_0$

用，提高了分子的双光子吸收能力。此外，分子的动态双光子吸收截面随着传播距离的增加以及脉冲的加宽而增大，而随着粒子数密度的增大而减小。需要特别指出的是，当粒子数密度增加时，虽然单个分子的双光子吸收截面减小，但与激光相互作用的分子数增多，使得介质对光场的吸收增强，从而表现出更为明显的光限幅效应(如图3)。我们的计算结果表明，分子双光子吸收性质与激光脉冲和介质的参量密切相关，因而在对不同的实验条件下测得的双光子吸收截面数值进行比较时，样品参量和激光脉冲的参量对实验结果的影响必须予以考虑。

4 结 论

研究了纳秒时域下对称性茆类衍生物F1分子和F2分子的光限幅效应，并在此基础上拟合了这两种分子的动态双光子吸收截面。研究结果表明，介质厚度、介质的粒子数密度以及激光脉冲宽度都是影响材料光限幅效应的重要因素，随着传播距离、粒子数密度以及脉冲宽度的增大，分子的光限幅效应越为明显，同时分子动态双光子吸收截面也发生了变化。此外，分子体系的结构与性质之间具有直接关系，末端基团的不同导致分子体系推拉电子能力以及分子跃迁偶极矩的差异，进而影响其非线性光学性质。我们的计算表明，与F1分子的末端基团 $-\text{N}(\text{CH}_3)_2$ 相比，F2分子的末端基团 $-\text{NO}_2$ 具有更强的得电子能力，导致F2

分子具有更大的跃迁偶极矩，因而F2分子光限幅效应更为明显，双光子吸收能力更强。我们的理论研究结果对于实验设计合成具有良好非线性光学吸收性质的有机分子材料提供了有益的思路 and 参考。

References

(1) Chen, J.; Wang, S. Q.; Yang, G. Q. *Acta Phys. -Chim. Sin.* **2015**, *31*, 595. [陈 军, 王双青, 杨国强. 物理化学学报, **2015**, *31*, 595.] doi: 10.3866/PKU.WHXB201502023

(2) Zheng, L. S.; Feng, M.; Zhan, H. B. *Acta Phys. -Chim. Sin.* **2012**, *28*, 208. [郑立思, 冯 苗, 詹红兵. 物理化学学报, **2012**, *28*, 208.] doi: 10.3866/PKU.WHXB201228208

(3) Zhang, Y. J.; Yang, W. J.; Fan, J. Z.; Song, Y. Z.; Wang, C. K. *Chin. J. Chem. Phys.* **2015**, *28*, 257. doi: 10.1063/1674-0068/28/cjcp1503039

(4) Yao, C. B.; Zhang, Y. D.; Chen, D. T.; Yin, H. T.; Yu, C. Q.; Li, J.; Yuan, P. *Opt. Laser Technol.* **2013**, *47*, 228. doi: 10.1016/j.optlastec.2012.08.039

(5) Xu, H.; Song, Y. L.; Meng, X. R.; Hou, H. W.; Tang, M. S.; Fan, Y. T. *Chem. Phys.* **2009**, *359*, 101. doi: 10.1016/j.chemphys.2009.03.011

(6) Ouyang, X. H.; Zeng, H. P.; Ji, W. J. *Phys. Chem. B* **2009**, *113*, 14565. doi: 10.1021/jp905390q

(7) Li, D. D.; Zhang, Q.; Sun, X. S.; Shao, N. Q.; Li, R.; Li, S. L.; Zhou, H. P.; Wu, J. Y.; Tian, Y. P. *Dyes and Pigments* **2014**, *102*, 79. doi: 10.1016/j.dyepig.2013.10.028

(8) Fan, J. L.; Hu, M. M.; Zhan, P.; Peng, X. J. *Chem. Soc. Rev.* **2013**, *42*, 29. doi: 10.1039/C2CS35273G

(9) Ma, H.; Leng, J. C.; Liu, M.; Zhao, L. N.; Jiao, Y. *Opt. Commun.* **2015**, *350*, 144. doi: 10.1016/j.optcom.2015.04.013

(10) Velusamy, M.; Shen, J. Y.; Lin, J. T.; Lin, Y. C.; Hsieh, C. C.; Lai, C. H.; Lai, W. C.; Ho, M. L.; Chen, Y. C.; Chou, P. T.; Hsiao, J. K. *Adv. Funct. Mater.* **2009**, *19*, 2388. doi: 10.1002/adfm.v19:15

(11) Belfield, K. D.; Bondar, M. V.; Hernandez, F. E.; Przhonska, O. V.; Wang, X.; Yao, S. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **2011**, *13*, 4303.

(12) Ma, H.; Leng, J. C.; Liu, M.; Zhao, L. N.; Jiao, Y. *J. Nonlinear Opt. Phys.* **2015**, *24*, 1550046. doi: 10.1142/S0218863515500460

(13) Zhang, Y. J.; Zhou, Y.; Ma, J. Y.; Chen, Y.; Wang, C. K. *J. At. Mol. Sci.* **2014**, *5*, 254. doi: 10.4208/jams.032714.062614a

(14) Jia, H. H.; Zhao, K.; Wu, X. L. *Chem. Phys. Lett.* **2014**, *612*, 151. doi: 10.1016/j.cplett.2014.08.022

(15) Han, G. C.; Zhao, K.; Liu, P. W.; Zhang, L. L. *Chin. Phys. B* **2012**, *21*, 118201. doi: 10.1088/1674-1056/21/11/118201

(16) Liu, P. W.; Zhao, K.; Han, G. C. *Chem. Phys. Lett.* **2011**, *514*, 226. doi: 10.1016/j.cplett.2011.08.069

(17) Zhao, K.; Liu, P. W.; Wang, C. K.; Luo, Y. J. *Phys. Chem. B* **2010**, *114*, 10814. doi: 10.1021/jp103791s

- (18) Ding, H. J.; Sun, J.; Zhang, Y. J.; Wang, C. K. *Chem. Phys. Lett.* **2014**, *591*, 142. doi: 10.1016/j.cplett.2013.11.015
- (19) Zhou, Y.; Miao, Q.; Sun, Y. P.; Gel'mukhanov, F.; Wang, C. K. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **2011**, *44*, 035103. doi: 10.1088/0953-4075/44/3/035103
- (20) Wang, C. K.; Zhao, P.; Miao, Q.; Sun, Y. P.; Zhou, Y. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **2010**, *43*, 105601. doi: 10.1088/0953-4075/43/10/105601
- (21) Zheng, Q. D.; Gupta, S. K.; He, G. S.; Tan, L. S.; Prasad, P. N. *Adv. Funct. Mater.* **2008**, *18*, 2770. doi: 10.1002/adfm.v18:18
- (22) Lin, N.; Liu, X. Y.; Diao, Y. Y.; Xu, H.; Chen, C.; Ouyang, X.; Yang, H.; Ji, W. *Adv. Funct. Mater.* **2012**, *22*, 361. doi: 10.1002/adfm.201100649
- (23) Li, C. W.; Yang, K.; Feng, Y.; Su, X. Y.; Yang, J. Y.; Jin, X.; Shui, M.; Wang, Y. X.; Zhang, X. R.; Song, Y. L.; Xu, H. Y. *J. Phys. Chem. B* **2009**, *113*, 15730. doi: 10.1021/jp906057y
- (24) Sun, Y. P.; Liu, J. C.; Wang, C. K. *Acta Opt. Sin.* **2009**, *29*, 1621. doi: 10.3788/AOS
- (25) Baev, A.; Gel'mukhanov, F.; k, P. M.; Luo, Y.; Ågren, H. *J. Chem. Phys.* **2002**, *117*, 6214. doi: 10.1063/1.1499719
- (26) Allard, N.; Kielkopf, J. *Rev. Mod. Phys.* **1982**, *54*, 1103. doi: 10.1103/RevModPhys.54.1103
- (27) Wang, C. K.; Liu, J. C.; Zhao, K.; Sun, Y. P.; Luo, Y. *J. Opt. Soc. Am. B* **2007**, *24*, 2436. doi: 10.1364/JOSAB.24.002436