

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**  
**INSTITUTO DE QUÍMICA**  
Programa de Pós-Graduação em Química

**IAN POMPERMAYER MACHADO**

**Luminescência persistente no visível e  
infravermelho em oxissulfetos de terras raras  
preparados por síntese no estado sólido  
assistida por micro-ondas**

**Versão corrigida da Dissertação conforme Resolução CoPGr 5890**  
**O original se encontra disponível na Secretaria de Pós-Graduação do IQ-USP**

São Paulo

Data do Depósito na SPG:  
**30/03/2016**

IAN POMPERMAYER MACHADO

**Luminescência persistente no visível e  
infravermelho em oxissulfetos de terras raras  
preparados por síntese no estado sólido  
assistida por micro-ondas**

*Dissertação apresentada ao Instituto de  
Química da Universidade de São Paulo para  
obtenção do Título de Mestre em Química*

*Orientador: Prof. Dr. Hermi Felinto de Brito*

São Paulo

2016

**Ficha Catalográfica**  
Elaborada pela Divisão de Biblioteca e  
Documentação do Conjunto das Químicas da USP.

Machado, Ian Pompermayer  
M1491 Luminescência persistente no visível e infravermelho em  
oxissulfetos de terras raras preparados por síntese no estado sólido  
assistida por micro-ondas / Ian Pompermayer Machado. -- São  
Paulo, 2016.  
148p.

Dissertação (mestrado) - Instituto de Química da Universidade  
de São Paulo. Departamento de Química Fundamental.  
Orientador: Brito, Hermi Felinto de

1. Espectroscopia : Terras raras 2. Estado sólido : Química  
inorgânica 3. Luminescência I. T. II. Brito, Hermi Felinto de,  
orientador.

546.4 CDD

*Aos meus pais Marco e Soli, que sempre estiveram  
presentes, nos bons momentos e nos mais difíceis.*

## AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Marco e Solinéia, e ao meu irmão Levi, as melhores pessoas que tive a sorte de conhecer nessa vida.

Ao professor Hermi Felinto de Brito, por ter me acolhido neste mestrado e pelos valiosos ensinamentos sobre química e sobre a vida, que me ajudaram muito nesta caminhada.

Ao professor Lucas Carvalho Veloso Rodrigues, por me introduzir no campo da luminescência persistente, pelos grandes ensinamentos, pelas madrugadas em claro no LNLS e pela amizade.

Aos professores Rogéria Rocha Gonçalves e Sidney José Lima Ribeiro, por aceitarem o convite em participar da banca de defesa e pelas valiosas contribuições no trabalho.

Aos professores Fábio Rodrigues, Marcia Carvalho de Abreu Fantini e Liane Marcia Rossi, pelas contribuições no exame de qualificação.

Aos amigos Zé e Cássio, pelas cervejas que tomamos juntos e por me ajudarem muito nesta pesquisa. Sem vocês este mestrado não estaria pronto.

Ao amigo Ivan, pelos massivos ensinamentos sobre espectroscopia e por pegar no meu pé sempre que necessário.

Ao professor Jivaldo do Rosário Matos, pela indicação do mestrado, pelos deliciosos cupins e pela amizade.

Ao professor Danilo Mustafa, pelo apoio à pesquisa e pela amizade.

Ao professor Jorma Hölsä, pelas discussões científicas sobre luminescência persistente.

Aos amigos do Laboratório dos Elementos do Bloco *f*, Leonnam, Zé, Cássio, Heliomar, Ivan, Israel, Liana, Latif, Tiago, Luis, Pedro, Otávio, Miguel, Maria, por tornarem os dias de trabalho e os congressos muito mais divertidos.

Ao técnico César Guizzo, por todo suporte fornecido e pela amizade.

À minha namorada Aryane, pela perfeita companhia, pelos momentos de descontração e diversão durante todo o mestrado.

Aos meus amigos do Kung Fu na USP, Aline, Sérgio, Márcio, Paty, Marco, Gian, Lucas, Débora, Rafael, Letícia, Leo e muitos outros. Vocês adicionaram paz e tranquilidade durante minha caminhada.

Aos meus amigos da graduação em química da Universidade Federal do Espírito Santo, Leonnam, Fernando, Zeca, Bruno, Dedél, Rohne e mais uma dezena, por todas as alegrias e por todo apoio.

Aos qualhairs atuais e antigos da ilustríssima república 83b, Maneco, Batata, Melete, Pejô Hans, Cariri e Pipoca Man. Saindo da defesa vamos tomar algumas.

Aos meus amigos de infância, Dayan, Fábio, Kevin, Henrique, Matheus, Cayo e demais, por tornarem essa jornada mais divertida nas vezes que volto de São Paulo.

À professora Maria Claudia França da Cunha Felinto, pela contribuição para a pesquisa e pela ajuda na interpretação dos complicados espectros de európio, além das boas risadas.

Ao Centro de Química e Meio Ambiente do Instituto de Pesquisas em Energia Nuclear (CQMA–IPEN), pelas análises de difração de raios X.

À Central Analítica do IQ–USP, pelas análises de espectroscopia de absorção no infravermelho e microscopia eletrônica de varredura.

Ao Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) e à equipe das linhas TGM e SXS, em especial Verônica, Douglas e Flávio, pelas análises de espectroscopia na região do UV–UV vácuo e de absorção de raios X.

Ao Laboratório Multiusuário de Espectroscopia Óptica Avançada (IQ–UNICAMP), ao professor Dr. Fernando Aparecido Sígoli e à Milene Martins e ao pelas medidas de tempo de vida de emissão.

Ao Laboratório de Cristais iônicos, filmes finos e datação (LACIFID–USP), ao professor Dr. Shigueo Watanabe e à Dra. Roseli Gennari pelas medidas de termoluminescência.

Ao Laboratório de Processos Foto-induzidos e Interface (IQ–USP), ao professor Dr. Maurício S. Baptista e ao pesquisador Divinomar Severino pelas micrografias de fluorescência.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa concedida.

À USP, pela oportunidade e pelas experiências vividas.

***“Maybe God is a melody we all serenade”***

*Kamelot – III Ways to Epica*

*Baseado em “Fausto”, de Goethe*



## RESUMO

Machado, I.P. **Luminescência persistente no visível e infravermelho em oxissulfetos de terras raras preparados por síntese no estado sólido assistida por micro-ondas.** 2016. 148p. Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Química. Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo.

A maioria dos materiais que apresentam o fenômeno da luminescência persistente possuem o íon  $\text{Eu}^{2+}$  como ativador, exibindo emissões sintonizáveis entre o azul e o verde. Entretanto, materiais com luminescência persistente na região do vermelho e infravermelho próximo (*Near Infrared – NIR*) são ainda pouco reportados na literatura. Portanto, foram preparados neste trabalho os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S.Ln}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S.Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu e Yb) pelo método de síntese no estado sólido assistido por micro-ondas. Os materiais foram caracterizados pelas técnicas de Difração de raios X (DRX), Microscopia eletrônica de varredura (MEV), Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV), Espectroscopia de absorção de raios X próximo a borda com radiação síncrotron (XANES), Termoluminescência (TL) e Espectroscopia de excitação na região do UV–UV vácuo com radiação síncrotron. Quando excitados na banda de absorção da matriz (*band gap*) ou por exemplo, nas bandas de transferência de carga LMCT  $\text{O}^{2-}(2p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$  e  $\text{S}^{2-}(3p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$ , os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  apresentam um grande número de bandas de emissão finas atribuídas às transições  $^5\text{D}_{2,1,0} \rightarrow ^7\text{F}_J$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Os dados espectroscópicos sugerem um alto grau de covalência e uma baixa energia de fônons para as matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ . Além do mais, os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  apresentam bandas de emissão finas na faixa 900–1050 nm (*NIR*) atribuídas à transição  $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Os mecanismos de luminescência persistente foram propostos para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Ln}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S:Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu, Yb) e podem ser via armadilhamento de buracos ou via armadilhamento de elétrons. O mecanismo via armadilhamento de buracos é

relativo à excitação dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  e explica a existência do fenômeno da luminescência persistente nos materiais sem co-dopantes ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ ). De outra forma, o mecanismo via armadilhamento de elétrons ocorre nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  para a emissão oriunda do íon  $\text{Ti}^{3+}$ . Nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  observa-se o processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ , o que leva a uma luminescência persistente mais eficiente do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Por outro lado, devido à grande diferença de energia entre os íons  $\text{Ti}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$ , o processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  não acontece para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ . Portanto, a luminescência persistente ocorre via mecanismo de armadilhamento de buracos simultaneamente ao de armadilhamento de elétrons, obtendo uma luminescência persistente com contribuição no visível oriunda do íon  $\text{Ti}^{3+}$  e no *NIR* do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Os materiais apresentam um grande potencial em aplicações e inovação tecnológica na área de fotônica como sondas biológicas luminescentes e sensibilizadores de células solares.

**Palavras-chave:** Materiais luminescentes, Síntese em micro-ondas, Oxissulfetos, Európio, Itérbio, Luminescência persistente no infravermelho.

## ABSTRACT

Machado, I.P. **Luminescência persistente no visível e infravermelho em oxissulfetos de terras raras preparados por síntese no estado sólido assistida por micro-ondas.** 2016. 148p. Masters Thesis - Graduate Program in Chemistry. Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo.

Most of persistent luminescent materials have the  $\text{Eu}^{2+}$  ion as an activator, displaying tunable emission color from blue to green region. However, there is a few examples of red and near infrared (*NIR*) persistent luminescent materials reported in literature. In this work, the  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd and Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu and Yb) luminescent materials were prepared by microwave-assisted solid state synthesis. The materials were characterized with X-ray diffraction, Scanning electron microscopy, Infrared absorption spectroscopy, synchrotron radiation X-ray absorption spectroscopy near edge (XANES), Thermoluminescence (TL) and synchrotron radiation UV-VUV spectroscopy. When excited at the host absorption band (*band gap*) or at the ligand-to-metal-charge-transfer bands (LMCT),  $\text{O}^{2-}(2p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$  and  $\text{S}^{2-}(3p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$ , the materials  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  display a large number of narrow emission bands assigned to  $\text{Eu}^{3+} \ ^5\text{D}_{2,1,0} \rightarrow \ ^7\text{F}_j$  transitions. Spectroscopic data indicate a high degree of covalency and low phonon energy of  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  hosts. The  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  materials show emission bands in the range from 900 to 1050 nm (*NIR*) assigned to the  $\ ^2\text{F}_{5/2} \rightarrow \ ^2\text{F}_{7/2}$  transitions of  $\text{Yb}^{3+}$  ion. The persistent luminescence mechanisms were proposed for  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd and Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu and Yb) materials, there are two possible ways, hole-trapping or electron-trapping mechanisms. The hole-trapping mechanism is related to the excitation of  $\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  ions and explains the persistent luminescence phenomenon in non-co-doped materials ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ ). The electron-trapping mechanism governs the persistent luminescence of  $\text{Ti}^{3+}$  ion in

$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  and  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  materials. The  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  energy transfer was observed in  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  materials and leads to an improvement of  $\text{Eu}^{3+}$  persistent luminescence. On the other hand, due to the large energy levels gap between  $\text{Ti}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  ions, there is no  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  energy transfer in  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  materials. Therefore, the persistent luminescence in these materials occurs with hole-trapping and electron-trapping mechanisms simultaneously, obtaining a visible–*NIR* persistent luminescence composed by  $\text{Ti}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  emissions, respectively. The materials exhibit great potential in biological and technological innovation in photonic areas such as luminescent probes and solar cell sensitizers.

**Keywords:** Luminescent materials, Microwave synthesis, Oxysulfides, Europium, Ytterbium, Infrared persistent luminescence.

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

'	Carga relativa negativa
×	Carga relativa neutra
•	Carga relativa positiva
BC	Banda de Condução
BV	Banda de Valência
CIE	Comissão Internacional de l'Eclairage
DRX	Difração de raios X
e <sup>-</sup>	elétron
eV	elétron-Volt (1 eV = 8065 cm <sup>-1</sup> )
E <sub>g</sub>	Energia do <i>band gap</i>
EI	Energia de Ionização
h <sup>+</sup>	Buraco
IV	Espectroscopia de absorção no infravermelho
LMCT	Transferência de carga ligante-metal
MEV	Microscopia Eletrônica de Varredura
NC	Número de Coordenação
<i>NIR</i>	<i>Near Infrared</i> (infravermelho próximo)
τ	Tempo de vida da luminescência
TL	Termoluminescência
UV	Ultravioleta
XANES	Estrutura de alta resolução da borda de absorção

## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	16
<b>1.1 Terras raras</b> .....	18
1.1.1 Propriedades espectroscópicas dos íons terras raras .....	21
1.1.2 O íon európio trivalente .....	24
1.1.3 O íon itérbio trivalente .....	29
1.1.4 Materiais luminescentes contendo íons terras raras .....	30
<b>1.2 Fenômeno da luminescência persistente</b> .....	32
1.2.1 Histórico .....	33
1.2.2 Mecanismos da luminescência persistente .....	34
1.2.3 Luminescência persistente no infravermelho .....	39
<b>1.3 Síntese no estado sólido assistida por micro-ondas</b> .....	41
<b>Referências</b> .....	44
<b>2. OBJETIVOS</b> .....	51
<b>3. PARTE EXPERIMENTAL</b> .....	53
<b>3.1 Preparação dos materiais</b> .....	54
<b>3.2 Medidas instrumentais</b> .....	59
3.2.1 Difratomia de raios X – método do pó (DRX) .....	59
3.2.2 Microscopia eletrônica de varredura (MEV) .....	60
3.2.3 Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV) .....	60
3.2.4 Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES) .....	60
3.2.5 Espectroscopia de fotoluminescência na região do UV–Visível .....	62
3.2.6 Micrografias de fluorescência na região Vis–NIR .....	64
3.2.7 Termoluminescência (TL) .....	64
3.2.8 Espectroscopia com radiação síncrotron na região do UV–UV vácuo .....	66
<b>Referências</b> .....	67
<b>4. CARACTERIZAÇÃO</b> .....	68
4.1 Difratomia de Raios X – método do pó (DRX) .....	68
4.2 Microscopia eletrônica de varredura (MEV) .....	73
4.3 Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV) .....	75
4.4 Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES) .....	76
<b>Referências</b> .....	80

<b>5. ESTUDO DA FOTOLUMINESCÊNCIA</b> .....	82
<b>5.1 Materiais dopados com o íon <math>\text{Eu}^{3+}</math></b> .....	85
5.1.1 Espectros de excitação .....	85
5.1.2 Espectros de emissão .....	87
5.1.3 Fotoluminescência de $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ e $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ em função da concentração do dopante $\text{Eu}^{3+}$ .....	93
5.1.4 Parâmetros de intensidades experimentais ( $\Omega\lambda$ ) .....	95
5.1.5 Diagrama de cromaticidade CIE .....	98
<b>5.2 Materiais dopados com o íon <math>\text{Yb}^{3+}</math></b> .....	100
5.2.1 Espectros de excitação .....	100
5.2.2 Espectros de emissão .....	101
5.2.3 Fotoluminescência de $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ e $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ em função da concentração do dopante $\text{Yb}^{3+}$ .....	103
5.2.4 Micrografias de fluorescência na região visível–NIR .....	104
<b>Referências</b> .....	107
<b>6. FENÔMENO DA LUMINESCÊNCIA PERSISTENTE</b> .....	109
<b>6.1 Luminescência persistente dos materiais dopados com <math>\text{Eu}^{3+}</math></b> .....	111
6.1.1 Curvas de decaimento da luminescência persistente .....	111
6.1.2 Espectros de emissão da luminescência persistente .....	112
6.1.3 Termoluminescência .....	115
6.1.4 Espectroscopia de excitação na região UV–UV vácuo .....	119
6.1.5 Posição dos níveis de energia dos íons $\text{Eu}^{3+}$ e $\text{Ti}^{3+}$ .....	120
6.1.6 Mecanismo de luminescência persistente .....	124
<b>6.2 Luminescência persistente dos materiais dopados com <math>\text{Yb}^{3+}</math></b> .....	132
6.2.1 Curvas de decaimento da luminescência persistente .....	132
6.2.2 Espectros de emissão da luminescência persistente .....	133
6.2.3 Mecanismo de luminescência persistente .....	135
<b>Referências</b> .....	142
<b>7. CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS</b> .....	144
<b>8. ANEXO: Súmula curricular</b> .....	148

# Capítulo 1

## Introdução

---

1.1 Terras Raras

1.2 Fenômeno da luminescência persistente

1.3 Síntese no estado sólido assistida por micro-ondas



# 1. INTRODUÇÃO

A partir da descoberta dos primeiros elementos terras raras no final do século XIX, muito foi estudado sobre as vastas propriedades desses elementos. Desde então, as terras raras vêm sendo aplicadas em diversas áreas, como catalisadores automotivos, craqueamento de petróleo e materiais magnéticos. Em relação às suas propriedades luminescentes, as terras raras apresentam grande versatilidade por apresentar tanto transições finas de caráter atômico quanto bandas largas sintonizáveis pelo ambiente químico. Materiais luminescentes baseados em terras raras são aplicados em amplificadores para comunicação óptica, tubos de raios catódicos, lâmpadas fluorescentes, lasers, diodos emissores de luz (LEDs e OLEDs) *etc.*

Nas últimas duas décadas, os íons terras raras também vêm sendo largamente aplicados na área de luminescência persistente, devido às suas propriedades espectroscópicas intrínsecas. No fenômeno da luminescência persistente, o material continua emitindo luz por um longo período de tempo, depois de cessada a excitação sobre ele. Esses materiais podem ser aplicados em sinalização de emergência, tintas luminescentes, sensores de temperatura e pressão, detectores de radiação *etc.*

Apesar do grande avanço em aplicações, o mecanismo desse fenômeno ainda não foi inteiramente esclarecido. Os compostos mais investigados são os ativados pelo íon  $\text{Eu}^{2+}$  e, com isso, grande parte dos mecanismos propostos são voltados para esses materiais. Sabe-se que o armazenamento da energia luminosa ocorre nos defeitos dos materiais, todavia, os mecanismos sugeridos para os demais materiais com luminescência persistente ainda são escassos e qualitativos. Além do mais, a maioria dos compostos reportados exibem luminescência persistente na região do visível. Materiais com luminescência persistente na região do infravermelho próximo (*Near Infrared - NIR*) são pouco explorados e apresentam propriedades excelentes para aplicações como marcadores biológicos e sensibilizadores em células solares.

Outra limitação consiste na preparação destes materiais fotônicos, que muitas vezes se dá pelo método cerâmico, empregando altas temperaturas ( $>1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) por longos períodos ( $>24\text{ h}$ ). Esse método é trabalhoso e dispendioso, pois demanda um grande gasto de energia elétrica. Uma alternativa consiste na metodologia de síntese no estado sólido assistida por micro-ondas, que emprega o aquecimento dielétrico gerado pela radiação micro-ondas para aquecer os materiais. Esta metodologia permite a obtenção de materiais no estado sólido em curtos tempos de síntese ( $\sim 30$  minutos), reduzindo significativamente o custo de sua produção.

Tendo em vista esses obstáculos, este trabalho de dissertação visa a inovação a partir do desenvolvimento de materiais com luminescência persistente na região do *NIR*, bem como pelo método de preparação destes materiais. Os compostos  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) foram preparados pela metodologia de síntese no estado sólido assistida por micro-ondas e exibem luminescência persistente nas regiões do vermelho e *NIR*, respectivamente. Vale destacar que os mecanismos para luminescência persistente destes materiais, ainda não reportados na literatura, foram propostos baseados nos dados obtidos a partir das medidas espectroscópicas realizadas e nas informações existentes na literatura. Esta nova proposta de mecanismo, aliada ao estudo espectroscópico desenvolvido sobre os materiais abordados neste trabalho, amplia a janela de possibilidades na área de luminescência persistente.

## 1.1 Terras Raras

As terras raras (TR) compreendem 17 elementos da tabela periódica, a “série lantanídica” – La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu (Z: 57–71) e os elementos Sc (Z: 21) e Y (Z: 39). O termo “raras” pode ser interpretado de maneira equívoca, já que o elemento Ce, o mais abundante das terras raras, é tão abundante quanto o Cu, e o elemento Tm, o menos abundante das terras raras, é mais abundante que a Ag. Este termo se refere a

dificuldade de separar quimicamente os elementos TR a partir de seus minerais, visto que suas propriedades químicas são muito semelhantes [1–3].

O termo da palavra “terras” advém dos “óxidos” ou minérios desses elementos. Os minerais mais comuns de TR são a bastnaesita ( $\text{TRCO}_3\text{F}$ ) e a monazita ( $\text{TRPO}_4$ ), que compõem 70 e 20 % das fontes de extração no mundo, respectivamente [2]. A Tabela 1.1 apresenta os elementos terras raras, suas configurações eletrônicas e de seus íons  $\text{TR}^{3+}$ , o termo espectroscópico relativo aos estados fundamentais dos íons  $\text{TR}^{3+}$ , os raios iônicos das espécies  $\text{TR}^{3+}$  (NC: Número de Coordenação) e a abundância destes elementos na crosta terrestre.

**Tabela 1.1** Configuração eletrônica ( $\text{TR}^0$  e  $\text{TR}^{3+}$ ), termos espectroscópicos do estado fundamental e raios iônicos ( $\text{TR}^{3+}$ ), e abundância na crosta terrestre [4–6].

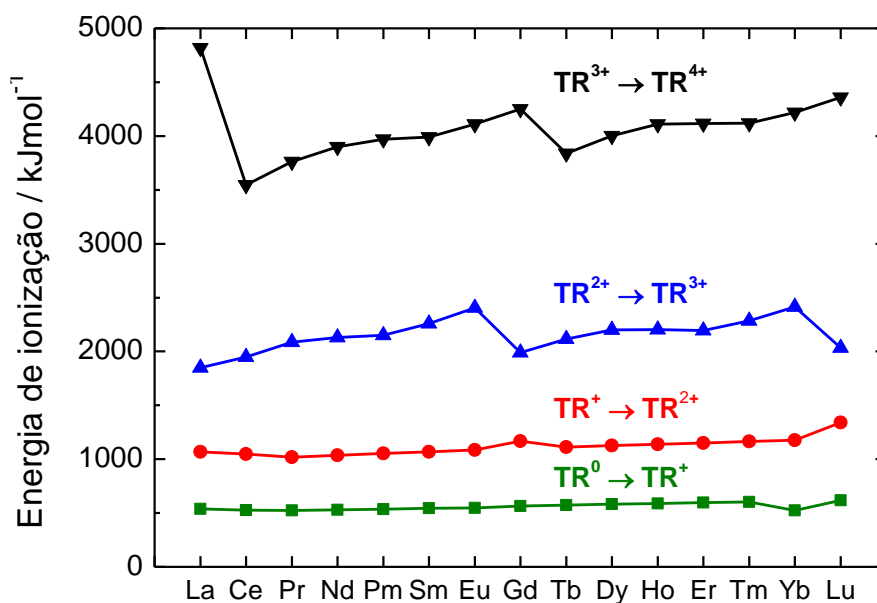
TR	Configuração eletrônica $\text{TR}^0$	Configuração eletrônica $\text{TR}^{3+}$	Termo espec. estado fund.	Raio $\text{TR}^{3+}$ ( $\text{Å}$ ) (NC = 6)	Abundância (ppm)
$^{21}\text{Sc}$	$[\text{Ar}]3d^14s^2$	$[\text{Ar}]3d^0$	$^1\text{S}_0$	0,885	18
$^{39}\text{Y}$	$[\text{Kr}]4d^15s^2$	$[\text{Kr}]4d^0$	$^1\text{S}_0$	0,90	31
$^{57}\text{La}$	$[\text{Xe}]5d^16s^2$	$[\text{Xe}]4f^0$	$^1\text{S}_0$	1,032	35
$^{58}\text{Ce}$	$[\text{Xe}]4f^15d^16s^2$	$[\text{Xe}]4f^1$	$^2\text{F}_{5/2}$	1,01	66
$^{59}\text{Pr}$	$[\text{Xe}]4f^36s^2$	$[\text{Xe}]4f^2$	$^3\text{H}_4$	0,99	9,1
$^{60}\text{Nd}$	$[\text{Xe}]4f^46s^2$	$[\text{Xe}]4f^3$	$^4\text{I}_{9/2}$	0,983	40
$^{61}\text{Pm}$	$[\text{Xe}]4f^56s^2$	$[\text{Xe}]4f^4$	$^5\text{I}_4$	0,97	0,0
$^{62}\text{Sm}$	$[\text{Xe}]4f^66s^2$	$[\text{Xe}]4f^5$	$^6\text{H}_{5/2}$	0,958	7
$^{63}\text{Eu}$	$[\text{Xe}]4f^76s^2$	$[\text{Xe}]4f^6$	$^7\text{F}_0$	0,947	2,1
$^{64}\text{Gd}$	$[\text{Xe}]4f^75d^16s^2$	$[\text{Xe}]4f^7$	$^8\text{S}_{7/2}$	0,938	6,1
$^{65}\text{Tb}$	$[\text{Xe}]4f^96s^2$	$[\text{Xe}]4f^8$	$^7\text{F}_6$	0,923	1,2
$^{66}\text{Dy}$	$[\text{Xe}]4f^{10}6s^2$	$[\text{Xe}]4f^9$	$^6\text{H}_{15/2}$	0,912	4,5
$^{67}\text{Ho}$	$[\text{Xe}]4f^{11}6s^2$	$[\text{Xe}]4f^{10}$	$^5\text{I}_8$	0,901	1,3
$^{68}\text{Er}$	$[\text{Xe}]4f^{12}6s^2$	$[\text{Xe}]4f^{11}$	$^4\text{I}_{15/2}$	0,890	3,5
$^{69}\text{Tm}$	$[\text{Xe}]4f^{13}6s^2$	$[\text{Xe}]4f^{12}$	$^3\text{H}_6$	0,880	0,5
$^{70}\text{Yb}$	$[\text{Xe}]4f^{14}6s^2$	$[\text{Xe}]4f^{13}$	$^2\text{F}_{7/2}$	0,868	3,1
$^{71}\text{Lu}$	$[\text{Xe}]4f^{14}5d^16s^2$	$[\text{Xe}]4f^{14}$	$^1\text{S}_0$	0,861	0,8

É observado que o raio dos elementos lantanídeos diminui com o aumento do número atômico. Essa diminuição, entretanto, é mais pronunciada na série lantanídica do que nos

períodos Na–Ar e K–Kr [4]. Os raios dos íons  $\text{Ln}^{3+}$  decrescem regularmente do  $\text{La}^{3+}$  ao  $\text{Lu}^{3+}$  que é denominada como *contração lantanídica*, esta retração ocorre devido ao aumento da carga nuclear efetiva evidenciada pela blindagem imperfeita que um elétron 4f exerce sobre outro elétron 4f [19]. As TR são consideradas ácidos duros de Pearson [7], quanto maior o número atômico, maior o caráter duro dos íons  $\text{TR}^{3+}$ .

A configuração eletrônica dos elementos La–Lu é do tipo  $[\text{Xe}]4f^N5d^16s^2$  ou  $[\text{Xe}]4f^{N+1}6s^2$ , de modo que seus elétrons de valência se encontram nas subcamadas 5d e 6s (Tabela 1.1). Dentre os íons  $\text{TR}^{n+}$ , o estado trivalente ( $[\text{Xe}]4f^N$ ) é o mais estável, contudo, alguns TR podem apresentar estados divalente e tetravalente estáveis, principalmente quando a subcamada 4f encontra-se vazia ( $4f^0$ ), semipreenchida ( $4f^7$ ) ou preenchida ( $4f^{14}$ ).

O estudo das energias de ionização desses elementos pode explicar a estabilidade dos íons  $\text{TR}^{2+/3+/IV}$  (Figura 1.1) [4]. Observa-se que as duas primeiras energias de ionização (EI) apresentam pouca variação na série dos lantanídeos, ao contrário da terceira e da quarta EIs, que mostram um perfil não linear na série.



**Figura 1.1** Primeira, segunda, terceira e quarta Energia de Ionização dos TR [4].

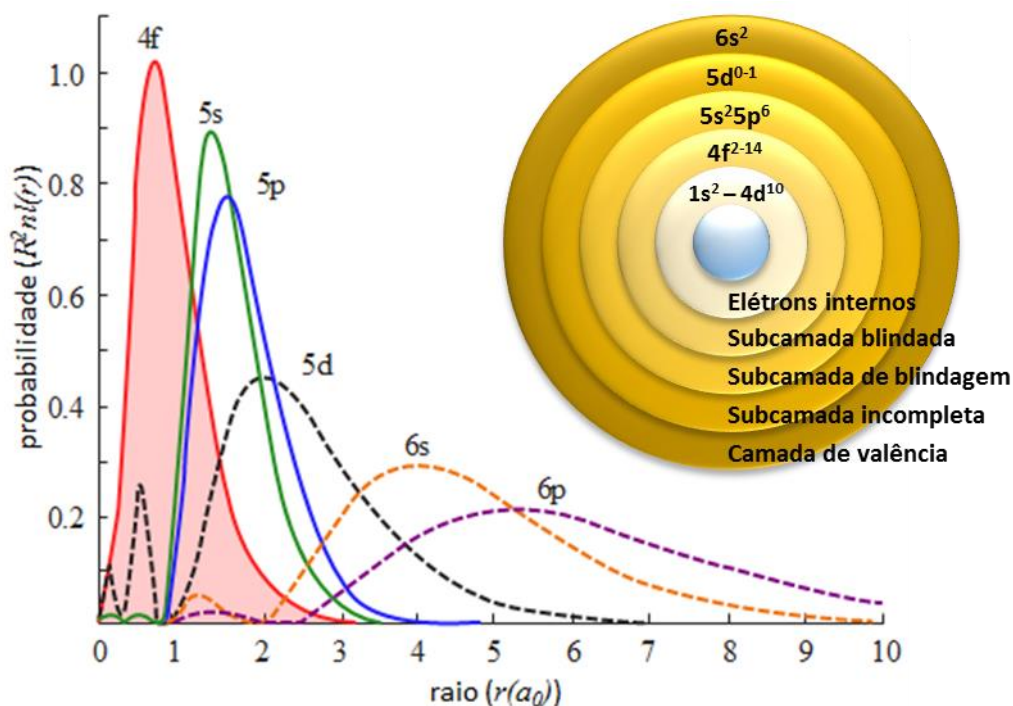
Os menores valores de energias de ionização (EI) do processo  $TR^{2+} \rightarrow TR^{3+}$  são referentes aos elementos La, Gd e Lu (Figura 1.1), evidenciando que o estado trivalente é mais estável para estes elementos, devido às configurações de camada vazia ( $La^{3+}, 4f^0$ ), semipreenchida ( $Gd^{3+}, 4f^7$ ) e preenchida ( $Lu^{3+}, 4f^{14}$ ). Os elementos Eu e Yb são os que apresentam a maior terceira EI, comprovando a estabilidade dos íons  $Eu^{2+} (4f^7)$  e  $Yb^{2+} (4f^{14})$ . Ademais, a quarta EI também indica a estabilidade dos íons  $La^{3+}, Gd^{3+}$  e  $Lu^{3+}$ , pois apresentam as maiores energias para o processo  $TR^{3+} \rightarrow TR^{IV}$  (Figura 1.1). Os menores valores de EI observados para este processo correspondem aos íons  $Ce^{IV}, Pr^{IV}$  e  $Tb^{IV}$ , consideravelmente estáveis devido às características de suas configurações eletrônicas [8].

As terras raras são bastante aplicadas em diversos campos da ciência e tecnologia, tais como ímãs superpotentes [9,10], ligas metálicas [11], supercondutores de alta temperatura [12,13], motores elétricos [14] etc. Quanto às suas propriedades espectroscópicas, materiais contendo  $TR^{N+}$  são referência em várias áreas da luminescência, podendo ser aplicados como: marcadores luminescentes contra falsificação [15], LEDs [16–18], conversão ascendente e descendente de energia (*upconversion* e *downconversion*) [20,21], sensores de temperatura [22], biomarcadores [23,24], sensibilizadores em células solares [21,25] e luminescência persistente.

### 1.1.1 Propriedades espectroscópicas dos íons terras raras

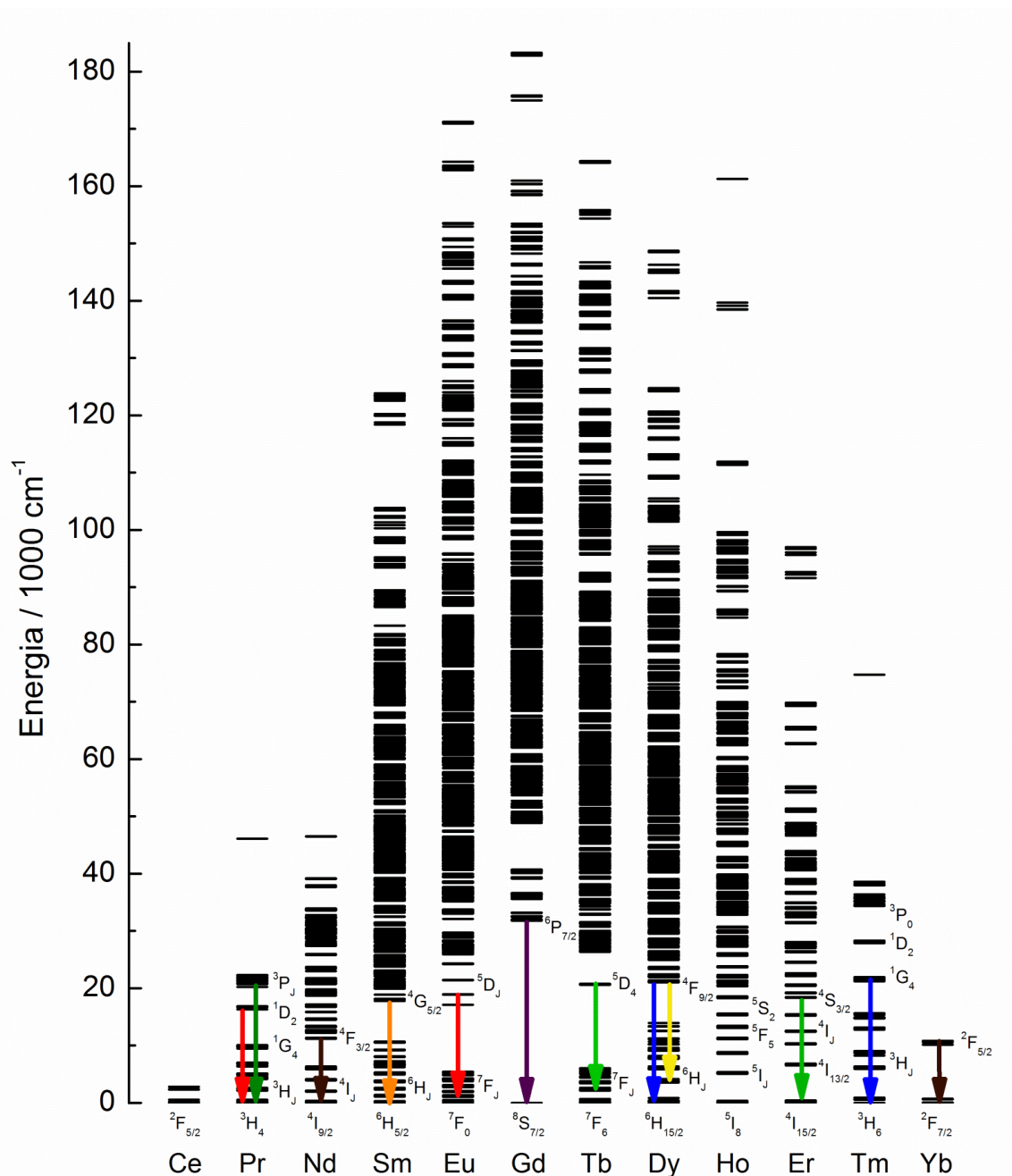
Os íons  $TR^{2+}$  e  $TR^{3+}$  apresentam propriedades espectroscópicas muito distintas. A principal característica dos íons  $TR^{3+}$  é que a subcamada interna  $4f^N$  é blindada do ambiente químico pelas subcamadas mais externas  $5s^2$  e  $5p^6$ , fazendo com que os elétrons  $4f^N$  sofram uma influência muito pequena do campo ligante (Figura 1.2). Como consequência, os espectros de absorção e emissão de compostos contendo íons  $TR^{3+}$  apresentam transições intraconfiguracionais  $4f$  bastante finas, que facilitam a interpretação da estrutura dos seus níveis

de energia. Já os íons  $TR^{2+}$  apresentam transições interconfiguracionais 4f–5d que, por envolverem subcamadas mais externas, são muito influenciáveis pelo ambiente químico, apresentando bandas largas e sintonizáveis pelo campo ligante [4,26,27].



**Figura 1.2** Parte radial das funções de onda hidrogenóides dos orbitais 4f, 5s, 5p, 5d, 6s e 6p para um íon  $TR^{3+}$ . O esquema à direita representa as subcamadas presentes nos elementos TR, mostrando as subcamadas 4f blindadas do ambiente químico pelo pelas subcamadas 5s e 5p [2].

A pequena influência do campo ligante sobre a subcamada  $4f^N$ , devido a blindagem pelas subcamadas  $5s^2$  e  $5p^6$ , leva ao comportamento atômico das transições f-f oriundas dos subníveis  $^{2S+1}L_J(MJ)$  (Figura 1.3). O desdobramento dos subníveis é da ordem de  $10^2 \text{ cm}^{-1}$ , pequeno quando comparado com  $\sim 15000$ ,  $20000$  e  $25000 \text{ cm}^{-1}$  das configurações 3d, 4d e 5d, respectivamente [5], gerando bandas de absorção de emissão muito finas. A interpretação dos espectros de absorção e emissão revela diversas características sobre a microssimetria em torno do íon  $TR^{3+}$ , sendo de grande utilidade no estudo da simetria de complexos e materiais inorgânicos. Desse modo, os íons  $TR^{3+}$  são considerados como eficientes sondas espectroscópicas.



**Figura 1.3** Diagrama parcial das energias dos níveis espectroscópicos dos íons TR<sup>3+</sup> baseado nos sistemas TROCl e TROBr [8,28].

De acordo com a regra de Laporte, as transições interconfiguracionais entre estados de paridade diferente com  $\Delta\ell = \pm 1$  são permitidas por dipolo elétrico. Desse modo, as transições 4f–4f são proibidas por paridade ( $\Delta\ell = 0$ ), apresentando baixas intensidades de absorção e emissão, além de tempos de vida de emissão relativamente longos (ms). Contudo, essa regra pode ser relaxada quando o íon TR<sup>3+</sup> encontra-se na presença de um campo ligante cuja simetria

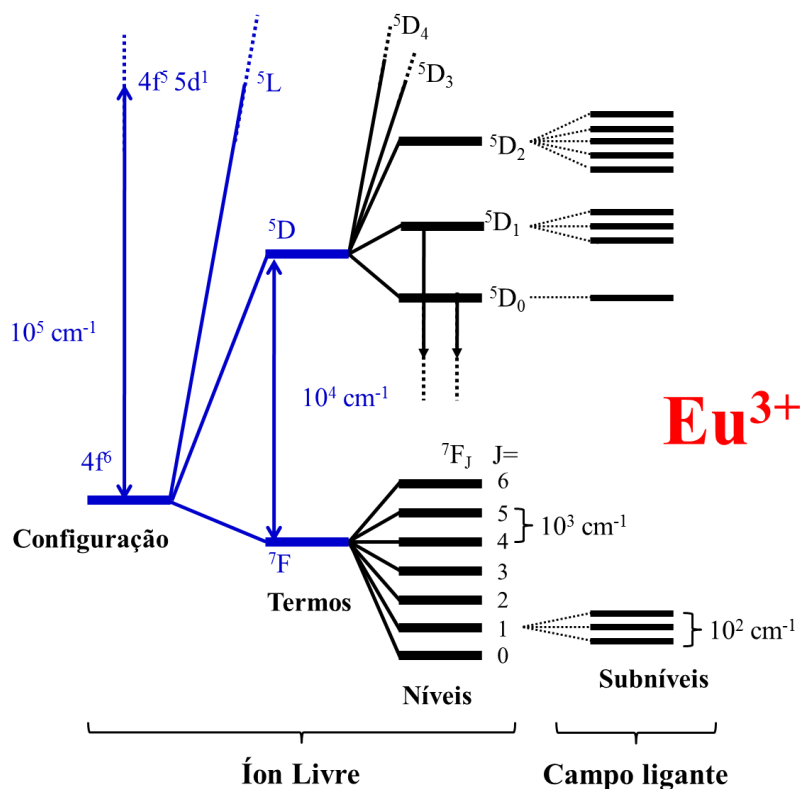
não apresenta centro de inversão. Nesse caso, ocorre uma mistura de configurações de paridades opostas ( $4f^N$  e  $4f^{N-1}5d$ ), tornando as transições intraconfiguracionais  $4f$  permitidas pelo mecanismo de dipolo elétrico forçado [29].

### 1.1.2 O íon európio trivalente

Conforme já mencionado, o conhecimento da estrutura dos níveis de energia dos íons  $TR^{3+}$  possibilita seu uso como sondas espectroscópicas locais. Dentre todos os íons  $TR^{3+}$ , nenhum apresenta propriedades de sonda tão poderosas quanto o íon  $Eu^{3+}$ . De acordo com a estrutura dos níveis de energia do íon  $Eu^{3+}$  (Figura 1.4), o principal nível emissor,  $^5D_0$ , é não degenerado. Assim, os desdobramentos observados nas bandas de emissão provenientes deste nível ( $^5D_0 \rightarrow ^7F_{0-6}$ ) são oriundos apenas do estado  $^7F_J$  [1,27,29]. Essa característica facilita a interpretação dos dados espectrais oriundos das transições  $^5D_0 \rightarrow ^7F_J$ .

Cada uma das transições  $^5D_0 \rightarrow ^7F_J$  apresenta comportamento singular devido às regras de seleção e aos mecanismos de dipolo. Portanto, cada transição está relacionada a diferentes propriedades sobre o sítio de simetria no qual os íons  $Eu^{3+}$  estão inseridos (Tabela 1.2). Por exemplo, a transição para o estado fundamental,  $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$ , não sofre nenhum tipo de desdobramento ( $J = 0 \rightarrow J' = 0$ ). Essa transição é de extrema importância, pois apresenta apenas uma banda quando os íons  $Eu^{3+}$  ocupam o mesmo sítio de simetria. A presença mais de uma banda  $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$  indica a existência de mais de um sítio de simetria no material. Essa transição apresenta baixa intensidade em geral, sendo observada apenas em sítios de baixa simetria ( $C_s$ ,  $C_n$ ,  $C_{nv}$ ) [27].





**Figura 1.4** Diagrama parcial dos níveis de energia do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , mostrando os desdobramentos dos níveis gerados pelo campo ligante.

**Tabela 1.2** Visão geral sobre as transições  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_J$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  [1,27].

Transição ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_J$	Faixa (nm)	Caráter dipolo*	Intensidade**	Características
${}^7\text{F}_0$	570–585	DE	vw–s	Não degenerada, observada somente em $C_n$ , $C_s$ e $C_{nv}$
${}^7\text{F}_1$	585–600	DM	s	Intensidade insensível ao ambiente químico
${}^7\text{F}_2$	610–630	DE	s–vs	Comportamento hipersensível ao ambiente químico
${}^7\text{F}_3$	640–660	DE	vw–w	Proibida pelas regras de seleção
${}^7\text{F}_4$	680–710	DE	m–s	Comportamento sensível ao ambiente
${}^7\text{F}_5$	740–770	DE	vw	Proibida, raramente observada
${}^7\text{F}_6$	810–840	DE	vw–w	Raramente medida ou observada

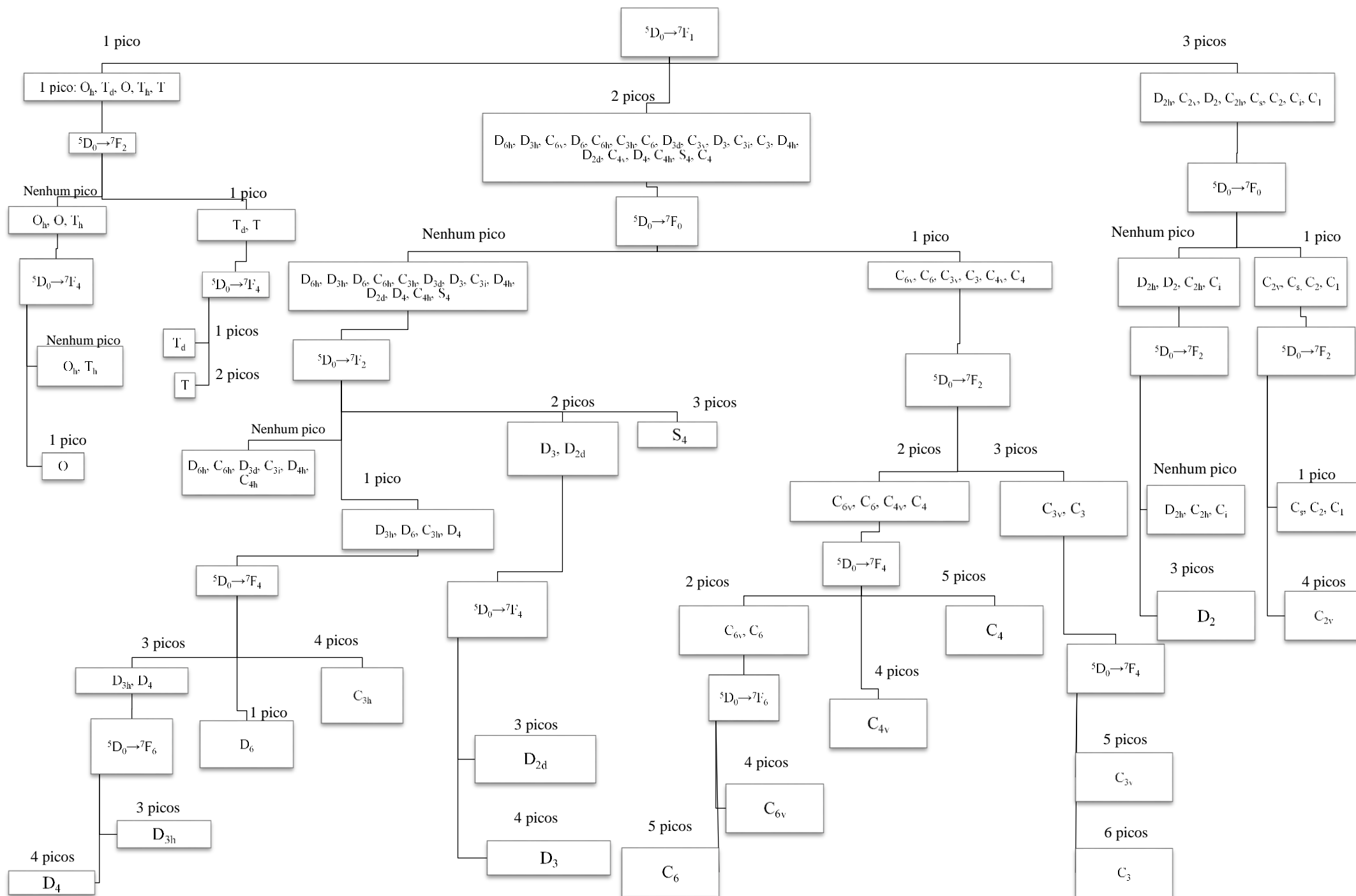
\* DE: dipolo elétrico, DM: dipolo magnético.

\*\* vw: muito fraca, w: fraca; m: média; s: forte; vs: muito forte).

A transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$  é proibida por dipolo elétrico, porém é permitida por dipolo magnético, logo, sua intensidade é formalmente insensível ao ambiente químico [5,27]. Já a transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  é considerada hipersensível, devido à sua alta sensibilidade ao campo ligante. Normalmente, sua intensidade pode variar em até 200 vezes e seu baricentro encontra-se em torno de 615 nm, dependendo do ambiente químico ocupado pelo íon  $\text{Eu}^{3+}$ . A cor vermelha característica de materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  advém a alta intensidade da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  [27].

A transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_4$  é usualmente observada nos espectros de emissão do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , corroborando com as informações importantes sobre o ambiente químico que o íon metálico se encontra [27,29]. Contudo, as transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_{3,5,6}$  apresentam intensidade muito baixa e são raramente observadas. A Figura 1.5 correlaciona o número das transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$  observadas nos sítios de simetria do íon  $\text{Eu}^{3+}$  [30].

Também é possível observar bandas de emissão do íon európio oriundas dos níveis excitados mais energéticos  ${}^5D_1$ ,  ${}^5D_2$  e inclusive do  ${}^5D_3$ . De maneira geral em materiais cristalinos, a energia transferida para estes níveis decai não radiativamente para o nível emissor  ${}^5D_0$ , devido às contribuições vibrônicas da rede. Assim, as bandas de emissão provenientes dos níveis  ${}^5D_{1,2}$  podem ser visualizadas à baixa temperatura, isto é, reduzindo-se as contribuições vibrônicas. À temperatura ambiente, as transições  ${}^5D_{1,2} \rightarrow {}^7F_J$  são observadas apenas em materiais que apresentam baixa energia de fônons, por exemplo, em vidros de fluoreto  $(\text{Li},\text{Na})\text{YF}_4:\text{Eu}^{3+}$  e oxissulfetos de terras raras  $(\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+})$  [31–34].



**Figura 1.5** Uso da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_j$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  como prova do sítio de simetria em cristais. As transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_3$ ,  ${}^7F_5$  são proibidas sob as regras de seleção de Judd e são usualmente muito fracas, portanto, não estão incluídas. O esquema refere-se às transições permitidas por dipolo elétrico, exceto o caso da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ , que é permitida pelo mecanismo de dipolo magnético.

A partir dados espectrais de emissão para as transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$  de materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  é possível estimar os coeficientes de emissão espontânea ( $A_{0J}$ ), os parâmetros de intensidades experimentais ( $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ ) e a eficiência quântica do nível emissor  ${}^5D_0$  ( $\eta$ ). Os coeficientes de emissão espontânea para cada emissão  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$  ( $A_{0J}$ ) definem a taxa radiativa ( $A_{\text{rad}}$ ) para o nível  ${}^5D_0$  de acordo com a [equação 1.1](#):

$$A_{\text{rad}} = \sum_J A_{0J} = A_{00} + A_{01} + A_{02} + A_{04} \quad (1.1)$$

A transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$  é permitida pelo mecanismo de dipolo magnético cuja intensidade é insensível às variações do ambiente químico e, portanto, é utilizada como uma referência interna para os sistemas dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$ . O coeficiente  $A_{01}$  é dado pela [equação 1.2](#), onde “n” é o índice de refração do material e “ $\nu_{01}$ ” é o valor experimental do baricentro da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$  [5]. O valor de  $A_{01}$  é em torno de  $50 \text{ s}^{-1}$ , o que em geral está de acordo com o valor  $n = 1,5$  para os compostos luminescentes.

$$A_{01} = 0,31 \cdot 10^{-11} n^3 \nu_{01}^3 \quad (1.2)$$

Com isso, os valores dos coeficientes  $A_{00}$ ,  $A_{02}$  e  $A_{04}$  são calculados a partir da normalização do baricentro e da área integrada destas transições ( $\nu_{0J}$  e  $S_{0J}$ , respectivamente) em relação ao baricentro e à área integrada da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$  ( $\nu_{01}$  e  $S_{01}$ ) ([equação 1.3](#)). Este procedimento evita dificuldades experimentais relacionadas à medida das intensidades absolutas de emissão:

$$A_{0J} = A_{01} \left( \frac{S_{0J}}{S_{01}} \right) \left( \frac{\nu_{01}}{\nu_{0J}} \right) \quad (1.3)$$

Determinados os valores  $A_{0J}$ , calcula-se os parâmetros de intensidades experimentais ( $\Omega_\lambda$ ). Na [equação 1.4](#), “e” representa a carga do elétron, “ $\omega_{0J}$ ” a frequência angular da transição, “ $\hbar$ ” a constante de Planck reduzida e “n” o índice de refração do material. O termo entre colchetes

consiste na “correção do campo de Lorentz”, e o termo  $\langle {}^7F_J \| U^{(\lambda)} \| {}^5D_0 \rangle^2$  é chamado de “quadrado do elemento de matriz reduzida”, que compreende os dois estados da transição, mediados por um operador. Este termo vale 0,0032 e 0,0023 para  $J = 2$  e  $J = 4$ , respectivamente [5,35]. Sendo todos estes termos conhecidos, calcula-se os valores dos parâmetros de intensidade  $\Omega_\lambda$  para as transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  e  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_4$  ( $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ , respectivamente).

$$A_{0J} = \frac{4e^2\omega_{0J}^3}{3\hbar c^3(2J+1)} \left[ \frac{n(n^2+2)^2}{9} \right] \sum_{\lambda} \langle {}^7F_J \| U^{(\lambda)} \| {}^5D_0 \rangle^2 \Omega_{\lambda} \quad (1.4)$$

Por fim, em posse dos valores de  $A_{0J}$ , é possível calcular as eficiências quânticas de emissão do nível  ${}^5D_0$  ( $\eta$ ) a partir da taxa radiativa  $A_{\text{rad}}$ . O valor de  $A_{\text{rad}}$  é dado pela equação 1.1, pois a taxa radiativa total ( $A_{\text{tot}}$ ) é dada pela soma das taxas radiativa ( $A_{\text{rad}}$ ) e não radiativa ( $A_{\text{nrad}}$ ) (equação 1.5). Para isso, é necessário realizar as medidas de tempo de vida de emissão do nível  ${}^5D_0$  ( $\tau$ ) dos materiais, uma vez que a taxa radiativa total é dada pelo inverso do tempo de vida de emissão (equação 1.6). A eficiência quântica de emissão é dada pela equação 1.7:

$$A_{\text{tot}} = A_{\text{rad}} + A_{\text{nrad}} \quad (1.5)$$

$$A_{\text{tot}} = \tau^{-1} \quad (1.6)$$

$$\eta = \frac{A_{\text{rad}}}{A_{\text{tot}}} \cdot 100\% \quad (1.7)$$

### 1.1.3 O íon itérbio trivalente

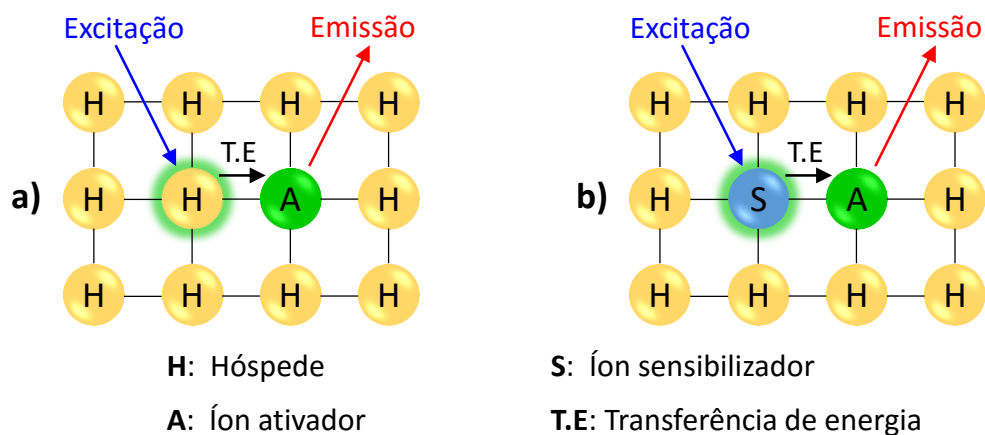
O íon  $\text{Yb}^{3+}$  possui configuração eletrônica  $4f^{13}$ , portanto, diferentemente do  $\text{Eu}^{3+}$ , apresenta apenas dois níveis de energia, o estado fundamental  ${}^2F_{7/2}$  e o estado excitado  ${}^2F_{5/2}$  (Figura 1.3). A diferença de energia entre esses dois níveis é de aproximadamente  $10200 \text{ cm}^{-1}$  (baricentro da banda em torno de 980 nm), atribuída a transição  ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$  localizada na região do infravermelho próximo (*Near Infrared - NIR*). Devido à essa propriedade espectroscópica,

materiais luminescentes contendo o íon  $\text{Yb}^{3+}$  são alvos de aplicações como luminescência no infravermelho [36,37], termômetros óticos [38], fibras óticas [39] e, principalmente, conversão ascendente de energia (*upconversion*) [40,41].

Os íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  apresentam determinadas semelhanças, por exemplo, a energia de ionização  $\text{TR}^{2+} \rightarrow \text{TR}^{3+}$ . Na seção 1.1.4, serão abordadas algumas características dos materiais luminescentes contendo íons TR, em especial, a energia desses íons dentro do *band gap* das matrizes inorgânicas. Esta abordagem revela as demais semelhanças entre os íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  e contribui no estudo das propriedades dos materiais que apresentam luminescência persistente.

#### 1.1.4 Materiais luminescentes contendo íons terras raras

De uma maneira geral, os materiais luminescentes consistem em uma matriz inorgânica dopada com íons ativadores. A matriz absorve a energia de excitação e a transfere para o íon ativador, responsável pela emissão de luz (Figura 1.6a). Também pode estar presente um íon sensibilizador para absorver e transferir a energia para o ativador (Figura 1.6b). Os íons TR apresentam baixos coeficientes de absorvidade, portanto, o uso de ligantes ou matrizes inorgânicas que absorvam e transfiram a energia de maneira eficiente geram uma luminescência de alta intensidade para as transições  $4f-4f$  dos íons  $\text{TR}^{3+}$  [5,42].



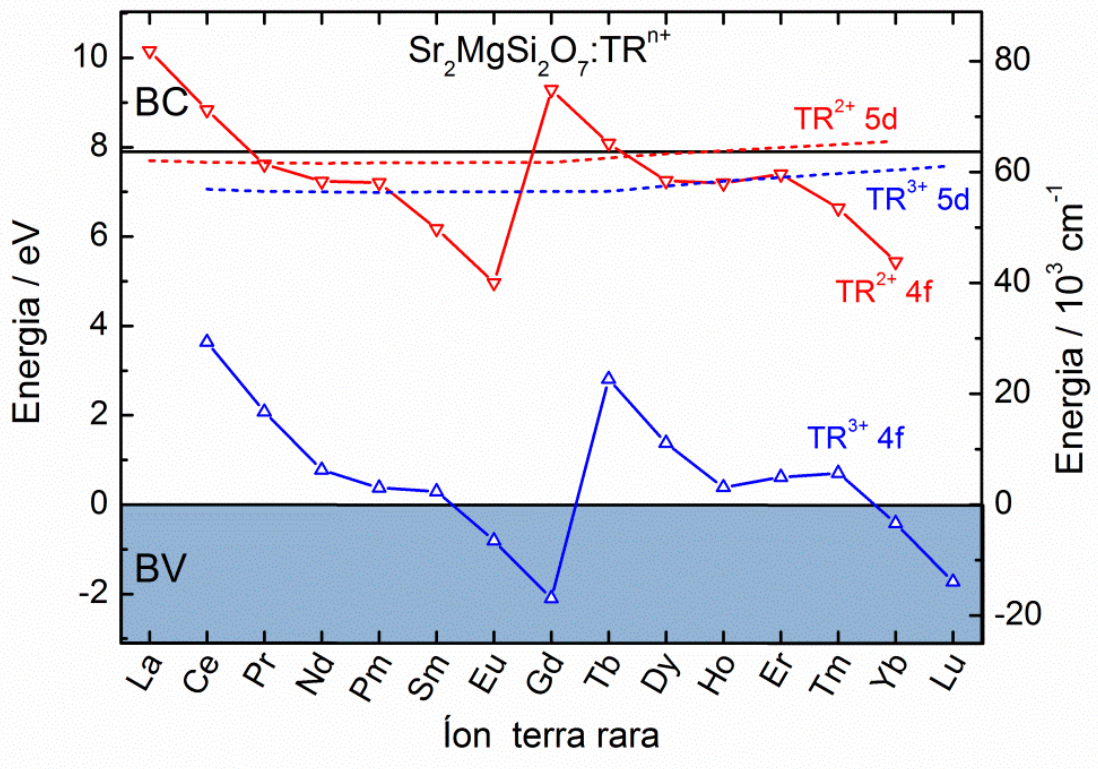
**Figura 1.6** – a) Processo da luminescência de um ativador “A” dopado em uma matriz “H”; b) Transferência de energia de um sensibilizador “S” para um ativador “A” [43].

No caso de os dopantes possuírem valências diferentes do cátion da matriz, o processo de dopagem pode gerar defeitos nos materiais luminescentes [44], como vacâncias e/ou íons intersticiais devido à compensação de carga. A formação e a estrutura desses defeitos na rede cristalina são cruciais para o desenvolvimento dos mecanismos de luminescência persistente e, portanto, serão abordados na seção 1.2.2.

É importante ressaltar que em diferentes matrizes, os níveis fundamentais  $4f^N$  dos íons  $TR^{2+/3+}$  não possuem a mesma energia relativa a banda de valência (BV) e de condução (BC), como ilustra a [Figura 1.3](#). A posição dos níveis  $^{2S+1}L_J$  dos íons TRs dentro do *band gap* de uma matriz varia do La ao Lu [26], gerando um perfil semelhante às curvas de energias de ionização  $TR^{2+} \rightarrow TR^{3+}$  e  $TR^{3+} \rightarrow TR^{IV}$ . Contudo, este perfil mantém-se idêntico independentemente da matriz ([Figura 1.7](#)), devido ao efeito de blindagem dos elétrons 4f ao campo ligante. A variação da energia dos “níveis fundamentais” dos íons terras raras é determinada pelas propriedades espectroscópicas intrínsecas destes íons, que não são afetadas pelo campo ligante. Assim, a independência do campo cristalino faz com que a diferença entre os “níveis fundamentais” dos íons  $TR^{2+/3+}$  não varie com a matriz hospedeira mantendo o perfil constante.

Por outro lado, a subcamada 5d é mais externa e, portanto, fortemente afetada pelo campo ligante. Como a interação dos elétrons  $5d^N$  com o campo ligante é muito semelhante para todos os elementos lantanídeos como ilustrado na [Figura 1.7](#), a posição dos primeiros níveis 5d é praticamente constante dentro da série [8,26].

É observado na [Figura 1.7](#) que os níveis de energia dos estados fundamentais dos íons  $Eu^{3+}$  e  $Yb^{3+}$  são semelhantes, bem como os níveis de energia dos estados fundamentais dos íons  $Eu^{2+}$  e  $Yb^{2+}$ . A posição dos níveis de energia dos íons TR relativos às bandas de valência e de condução é de essencial importância no desenvolvimento dos mecanismos de luminescência persistente. Portanto, são esperados mecanismos de luminescência persistente semelhantes para materiais contendo os íons ativadores  $Eu^{3+}$  e  $Yb^{3+}$  ou  $Eu^{2+}$  e  $Yb^{2+}$  [45].



**Figura 1.7** Posição dos níveis de energia dos estados fundamentais 4f (linhas contínuas) e dos primeiros níveis 5d (linhas tracejadas) dos íons TR<sup>2+</sup> e TR<sup>3+</sup> na matriz Sr<sub>2</sub>MgSi<sub>2</sub>O<sub>7</sub> [8].

## 1.2 Fenômeno da luminescência persistente

A luminescência persistente é um fenômeno no qual um material emite luz por um longo período de tempo, que pode variar de minutos a várias horas, após cessada a excitação. A energia da excitação utilizada pode estar na região do visível, ultravioleta, raios X ou radiação  $\gamma$ . A luminescência persistente é muitas vezes erroneamente confundida com a fosforescência devido ao tempo de duração da emissão, porém, tratam-se de dois fenômenos distintos. A fosforescência ocorre em materiais orgânicos de maneira geral, e o longo tempo de emissão é devido à transição proibida por spin ( $\Delta S \neq 0$ ) de um estado tripleto para um estado singleto. Já na luminescência persistente, a longa duração da emissão se deve ao armazenamento da energia de excitação em armadilhas no interior de materiais inorgânicos. A energia armazenada é



liberada com o ganho de energia térmica, classificando a luminescência persistente como um tipo de luminescência termoestimulada [8,46]. Deve-se ressaltar que o termo luminescência persistente (*persistent luminescence*) foi oficialmente aceito para este fenômeno no *International Workshop on Persistent Phosphors* (Phosphoros, Gent, Bélgica, 2011) [47].

### 1.2.1 Histórico

O primeiro relato bem documentado a respeito do fenômeno da luminescência persistente data de 1603, quando o sapateiro e alquimista Vincenzo Cascariolo preparou a “Pedra de Bolonha” a partir da calcinação de um mineral do Monte Padermo, Bolonha - Itália [48]. Cascariolo descreveu que esse material era capaz de emitir luz sem necessidade de aquecimento, caso fosse previamente irradiado por luz solar ou por chamas. Apesar de conhecido a mais de 400 anos, apenas recentemente foi relatado que a luminescência persistente desse material, identificado como BaS preparado a partir do BaSO<sub>4</sub>, era devido a íons Cu<sup>+</sup> presentes como impureza no mineral utilizado.

Durante os séculos XVIII e XIX foram preparados diversos materiais com luminescência persistente, como o ZnS dopado com Cu, que foi utilizado comercialmente durante boa parte do século XX. Além disso, diversas matrizes de sulfetos de alcalinos terrosos MS (M<sup>2+</sup>: Ca, Sr, Ba) dopadas com diferentes íons (Mn<sup>2+</sup>, Ni<sup>2+</sup>, Cu<sup>+</sup>, Ag<sup>+</sup>, Ce<sup>3+</sup>, Eu<sup>2+</sup>, Pb<sup>2+</sup>, Bi<sup>3+</sup> etc.) foram descobertas. Esses materiais ficaram conhecidos como *fósforos de Lenard* [49], porém não foram aplicados comercialmente devido a sua alta sensibilidade a umidade.

Em 1996, Matsuzawa e colaboradores [50] reportaram a descoberta do material SrAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>,Dy<sup>3+</sup>, que exibia luminescência persistente por diversas horas. Essa publicação gerou uma nova frente de pesquisa, voltada para a investigação de materiais baseados em matrizes dopadas com Eu<sup>2+</sup> e co-dopados com íons TR<sup>3+</sup> [51]. Até os dias de hoje, os materiais mais eficientes reportados são os compostos MA<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>,TR<sup>3+</sup> (M<sup>2+</sup>: Ca, Sr e Ba), cuja cor de

emissão varia em função do cátion da matriz Ca (azul), Sr (verde) e Ba (verde-azulado) [52,53]. Além destes, os materiais  $\text{Sr}_4\text{Al}_{14}\text{O}_{25}:\text{Eu}^{2+},\text{TR}^{3+}$  [54] e  $\text{Sr}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$  [55] exibem luminescência persistente por mais de 24 h.

Apesar do grande foco sobre o  $\text{Eu}^{2+}$ , outros materiais com luminescência persistente vêm sendo reportados com a utilização de diferentes íons ativadores [56] tais como:  $\text{Ti}^{3+}$  [57,58],  $\text{Cr}^{3+}$  [59–63],  $\text{Mn}^{2+}$  [64],  $\text{Tb}^{3+}$  [65],  $\text{Eu}^{3+}$  etc. No caso do  $\text{Eu}^{3+}$ , destacam-se os oxissulfetos de terras raras co-dopados com  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ), que apresentam emissão de longa duração na região do vermelho [66–69]. Ademais, foram desenvolvidos novos materiais onde a luminescência persistente é oriunda da emissão de defeitos [70,71].

## 1.2.2 Mecanismos da luminescência persistente

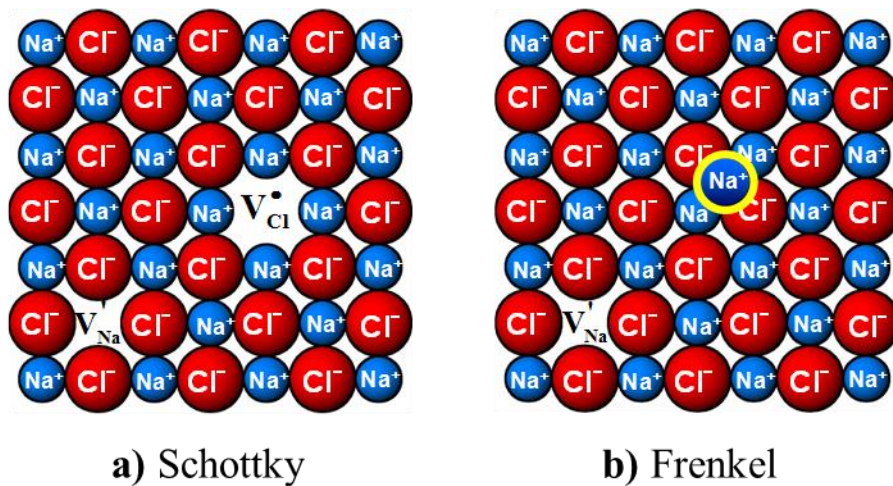
O entendimento do mecanismo da luminescência persistente foi alvo de curiosidade e estudo desde a era dos materiais do tipo ZnS [72]. Já naquela época, sabia-se que os defeitos presentes nos materiais eram essenciais para o fenômeno e, portanto, é necessário uma breve contextualização sobre os tipos de defeitos presentes em matrizes inorgânicas.

Existem vários tipos de defeitos em materiais, porém, neste trabalho serão abordados os defeitos pontuais (vacâncias, átomos intersticiais e substitucionais) e eletrônicos (buracos e elétrons). Vale ressaltar que a notação usada para os defeitos será a *notação de Kröger-Vink* [73]. Considerando uma rede cristalina composta por cátions e ânions, chama-se de *sítio* a posição ocupada por esses íons. Define-se a notação  $\mathbf{E}_s^C$  onde:

- I. **E** corresponde à espécie que pode ser um átomo, uma vacância (V), um elétron (*e*) ou um buraco (h). Por vacância entende-se um sítio vazio, originalmente preenchido por um átomo. Por buraco entende-se a ausência de um elétron, gerando uma carga positiva.
- II. **S** indica o sítio ocupado pela espécie. Na ocupação intersticial utiliza-se o símbolo *i*.

III.  $C$  corresponde à carga da espécie relativa ao sítio original. Para indicar carga relativa zero utiliza-se uma cruz ( $\times$ ), para se indicar uma carga relativa positiva utiliza-se um ponto ( $\bullet$ ) e para a carga relativa negativa utiliza-se um apóstrofo ( $'$ ).

Em um cristal, podem existir tanto defeitos intrínsecos como extrínsecos. Os defeitos intrínsecos são aqueles que já existem nos materiais "puros", sem a presença de elementos externos, formados por processos termodinamicamente ativados. Podem ser do tipo Schottky, que consiste na formação de um par vacâncias na estrutura, e Frenkel, quando um átomo da rede move-se para uma posição intersticial [50,52]. O par de defeitos Schottky formados num cristal de NaCl (Figura 1.8a) contém uma vacância de  $\text{Na}^+$ , de carga relativa negativa ( $V_{\text{Na}}'$ ), e uma vacância de  $\text{Cl}^-$ , de carga relativa positiva ( $V_{\text{Cl}}^\bullet$ ). O defeito de Frenkel apresentado (Figura 1.8b) é um íon  $\text{Na}^+$  intersticial ( $\text{Na}_i^\bullet$ ), deixando sua posição original vazia, isto é, uma vacância de carga relativa negativa ( $V_{\text{Na}}'$ ).



**Figura 1.8** Ilustração dos defeitos pontuais intrínsecos na rede do NaCl – a) Defeitos Schottky e b) Defeitos Frenkel [8].

Na dopagem de um material formando uma solução sólida geram-se defeitos pontuais extrínsecos. Quando os íons dopantes possuem a mesma valência dos íons substituídos, os

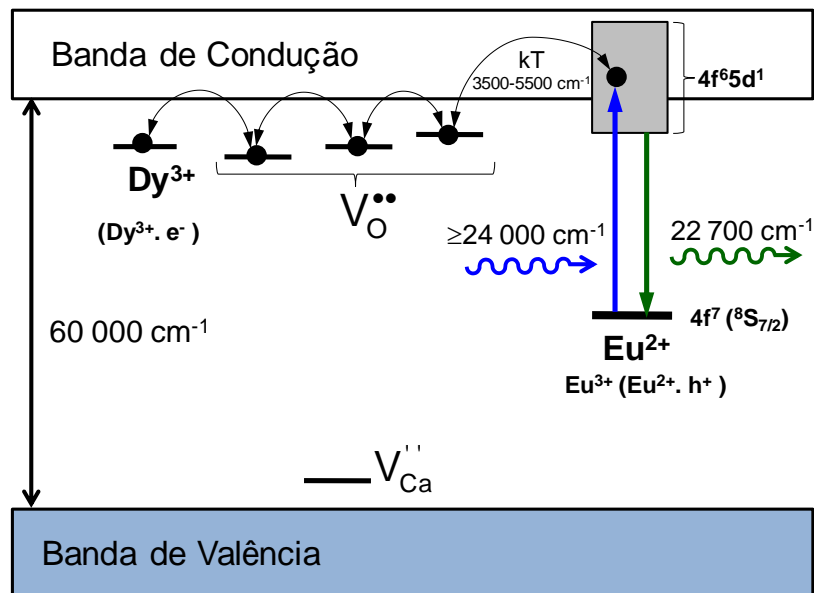
únicos defeitos formados são devidos apenas às substituições. Por outro lado, quando há diferença nas valências dos íons dopantes e substituídos, é necessário que haja uma *compensação de carga*, por meio da formação de vacâncias e/ou íons intersticiais, para manter a neutralidade do sistema. Os defeitos extrínsecos são importantes pois atuam como armadilhas de energia nos materiais com luminescência persistente.

As equações 1.8–1.10 mostram as compensações de carga prováveis quando se dopa um oxissulfeto de terra rara ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ .  $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) com carbonato de magnésio ( $\text{MgCO}_3$ ) e óxido de titânio ( $\text{TiO}_2$ ) [66]. Nota-se em todas as reações que devem ser mantidos os balanços de sítios ocupados de massa e de carga. Nas equações 1.8 e 1.9,  $\text{V}_\text{O}^{\bullet\bullet}$  e  $\text{O}_\text{i}^{\bullet}$  também podem ser vacâncias de enxofre ( $\text{V}_\text{S}^{\bullet\bullet}$ ) e enxofres intersticiais ( $\text{S}_\text{i}^{\bullet}$ ).



Em relação aos materiais dopados com  $\text{Eu}^{2+}$ , o primeiro mecanismo foi proposto por Matsuzawa e colaboradores para sistema  $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$ , no mesmo trabalho que relata sua descoberta [50]. Esta proposta apresentava inconsistências, pois considerava a formação de íons  $\text{Eu}^+$  durante o processo de armazenamento da energia. O íon  $\text{Eu}^+$  é extremamente instável, não se formaria por uma simples excitação UV. Além do mais, de acordo com a posição dos níveis de energia dos íons TR em relação ao *band gap* (Figura 1.7), a energia dos íons  $\text{TR}^+$  estaria acima da energia dos níveis  $\text{TR}^{2+}$ , ou seja, dentro da banda de condução. Outros mecanismos foram propostos para suprir essas deficiências, como os de Dorenbos ( $\text{Sr}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$ ) [74] e Clabau ( $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$ ) [75], mas ainda apresentavam falhas na explicação da luminescência persistente em determinados sistemas.

Atualmente, o mecanismo de luminescência persistente mais aceito é o proposto por Aitasalo e colaboradores, desenvolvido para o material  $\text{CaAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{TR}^{3+}$  [52] (Figura 1.9). Este mecanismo leva em conta a posição dos níveis de energia dos íons  $\text{TR}^{2+/3+}$  em relação ao *band gap*. Além disso, são consideradas como armadilhas tanto as vacâncias de oxigênio ( $\text{V}_\text{O}^{\bullet\bullet}$ ), geradas pela substituição aliovalente dos íons  $\text{Ca}^{2+}$  por  $\text{Dy}^{3+}$ , quanto os próprios íons  $\text{Dy}^{3+}$ , pela capacidade de aprisionar os elétrons ao formar íons  $\text{Dy}^{2+}$  (formalmente, pares  $\text{Dy}^{3+}-\text{e}^-$ ). Dessa forma, a proposta de Aitasalo suprime as deficiências dos mecanismos anteriores e explica o fenômeno da luminescência persistente nos diversos materiais dopados com  $\text{Eu}^{2+}$ .



**Figura 1.9** Mecanismo da luminescência persistente para o material  $\text{CaAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$ , proposto por Aitasalo e colaboradores [8,52].

O mecanismo da luminescência persistente para o material  $\text{CaAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$  ocorre basicamente em quatro etapas (Figura 1.9):

- 1) O material é irradiado na região do UV-Vis (azul), excitando o elétron do íon  $\text{Eu}^{2+}$ , do estado fundamental  $^8\text{S}_{7/2}$  ( $4\text{f}^7$ ) para os estados excitados  $4\text{f}^65\text{d}^1$ , parcialmente sobrepostos à banda de condução da matriz, originando o íon  $\text{Eu}^{3+}$ , ou um par  $\text{Eu}^{2+}-\text{h}^+$  ( $\text{h}^+$ : buraco).

- 2) O elétron na banda de condução é capturado pelas armadilhas ( $V_O^{\bullet\bullet}$  e íons  $Dy^{3+}$ ), liberando energia térmica da ordem de  $kT$ , podendo migrar de uma armadilha para a outra com a perda ou ganho de energia térmica.
- 3) Depois, o elétron então retorna à banda de condução com ganho de energia térmica, caracterizando a luminescência persistente como um tipo de luminescência termoestimulada.
- 4) Por fim, a recombinação do elétron com a espécie  $Eu^{2+}-h^+$ , por meio de decaimento radiativo, forma novamente o íon  $Eu^{2+}$ , gerando a luminescência persistente.

A construção do mecanismo de luminescência persistente de um material demanda das seguintes etapas: *i*) determinação da energia do *band gap* da matriz, *ii*) da posição dos níveis de energia dos íons terras raras ( $TR^{2+/3+}$ ) dopantes (ativadores) e co-dopantes e *iii*) da energia das armadilhas. Em geral, a energia do *band gap* pode ser determinada por meio das técnicas de espectroscopia UV convencional ou na região do UV–UV vácuo, e os níveis de energia das armadilhas, em relação às bandas de condução ou de valência, são obtidas por medidas de termoluminescência [8,76,77], cujos detalhes serão apresentados na seção 3.2.

Vários mecanismos foram propostos para sistemas ativados pelo íon  $Eu^{2+}$ , contudo, até o momento, são encontrados poucos trabalhos relatando o mecanismo da luminescência persistente de materiais ativados por outros íons. O caso dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  é ainda mais curioso, pois são compostos bastante reportados na literatura na área de luminescência persistente, mas praticamente não existem trabalhos descrevendo o desenvolvimento de seu mecanismo.

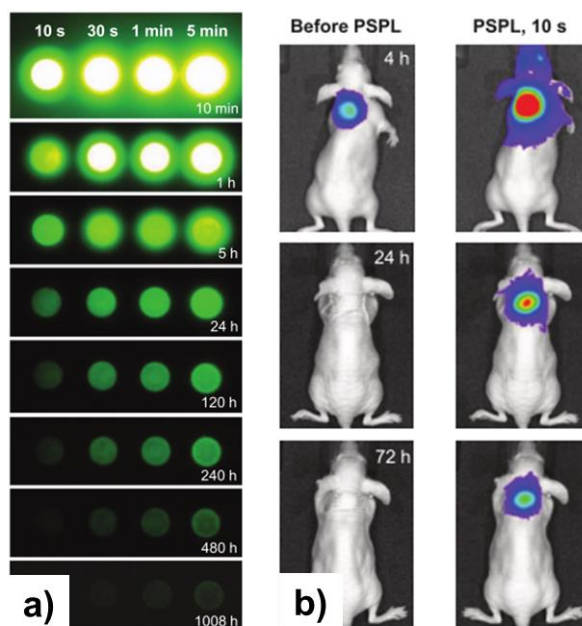
Tendo em vista esta escassez de mecanismos para materiais dopados com  $Eu^{3+}$  na literatura, foram desenvolvidos nesta dissertação os mecanismos da luminescência persistente dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y). Além disso, a substituição do íon  $Eu^{3+}$

pelo  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ) gera materiais com luminescência persistente na região do *NIR*. O desenvolvimento dos mecanismos dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  serão discutidos em detalhes no Capítulo 6.

### 1.2.3 Luminescência persistente no infravermelho

Desde o trabalho de Matsuzawa [50], foi desenvolvida uma grande quantidade de materiais que apresentam luminescência persistente com emissões que abrangem toda faixa do visível no espectro eletromagnético [51,56]. Entretanto, materiais com emissão da luminescência persistente na região no infravermelho (*NIR*) ainda consiste em um campo pouco explorado, apesar de apresentar um grande potencial em aplicações tecnológicas em diferentes áreas. Por exemplo, materiais com luminescência persistente no *NIR* atuam como excelentes sondas biológicas *in vivo*, pois o comprimento de onda do *NIR* tem alto poder de penetração nos tecidos [61,63,78,79]. Outra possível aplicação consiste em sensibilização de células solares, uma vez que o *band gap* de vários conversores solares está na região do *NIR*, de modo que a maior parte do espectro solar (UV-Vis) é desperdiçada [21,63]. Portanto, materiais com luminescência persistente que convertem radiação UV-Vis em *NIR* serão capazes de aumentar o rendimento desses conversores.

Pan e colaboradores [61,63] relataram a descoberta dos materiais  $\text{Zn}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_2\text{O}_{10}:\text{Cr}^{3+}$  e  $\text{LiGa}_5\text{O}_8:\text{Cr}^{3+}$ , que apresentam luminescência persistente atribuída a transição  ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$  do íon  $\text{Cr}^{3+}$  (~716 nm). Em especial, o material  $\text{LiGa}_5\text{O}_8:\text{Cr}^{3+}$  apresenta um tempo de luminescência persistente muito longo (~ 1000h) (Figura 1.12a), atuando eficientemente como sonda biológica (Figura 1.12b). Outros materiais ativados pelo íon  $\text{Cr}^{3+}$  apresentam luminescência persistente na região do vermelho–*NIR*, exibindo emissão de banda larga sintonizável pelo campo ligante [80,81].



**Figura 1.12** Luminescência persistente do material  $\text{LiGa}_5\text{O}_8:\text{Cr}^{3+}$  – **a)** imagens da luminescência persistente registradas a partir de uma câmera de infravermelho; **b)** detecção do fenômeno com o material injetado sob a pele de um camundongo (adaptado) [61].

Quanto à materiais ativados por íons  $\text{TR}^{3+}$ , pouquíssimos trabalhos reportam o fenômeno da luminescência persistente no *NIR*. Caratto e colaboradores apresenta os materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{CO}_3:\text{Yb}^{3+}$ , que apresentam luminescência persistente no *NIR* para atribuída a transição  $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$  ( $\sim 980$  nm) [82]. Assim, a investigação da luminescência persistente no *NIR* ativada por íons  $\text{TR}^{3+}$  consiste em um ramo também pouco explorado e muito importante do ponto de vista científico e tecnológico.

Como observado no diagrama dos níveis de energia dos estados fundamentais dos  $\text{TR}^{2+/3+}$  dentro do *band gap* da matriz (Figura 1.7), os níveis de energia dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  são muito semelhantes. Espera-se que a substituição destes íons crie materiais com mecanismos de luminescência persistente similares, porém, com a emissão característica do íon ativador. Desse modo, os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}.\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) foram preparados, buscando a luminescência persistente para a emissão em 980 nm do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . As propriedades da



luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , bem como seus mecanismos estão discutidos no Capítulo 6.

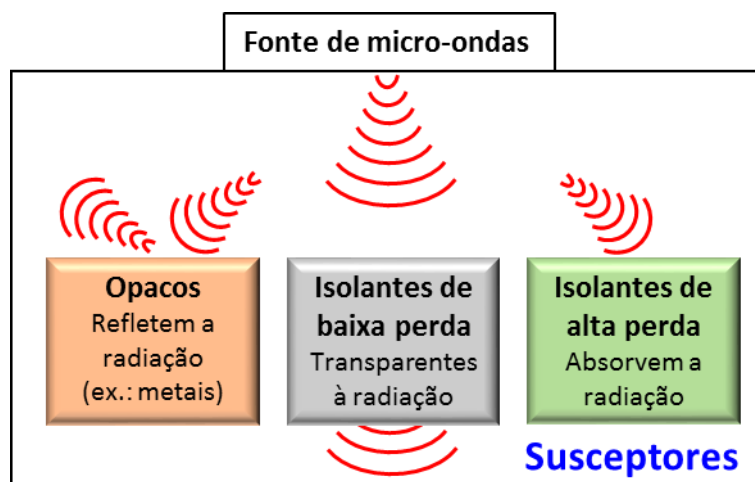
### 1.3 Síntese no estado sólido assistida por micro-ondas

Recentemente, o método de aquecimento dielétrico assistido por radiação micro-ondas tem sido utilizado para sintetizar materiais de estado sólido [16,83]. Esta metodologia se procede da mesma maneira que uma síntese no estado sólido convencional, isto é, o método cerâmico. Os reagentes, na forma de pó, são misturados e homogeneizados num almofariz e em seguida levados ao tratamento térmico. As particularidades desta metodologia advêm da natureza do aquecimento da amostra, pois em um forno comum o aquecimento é resistivo, e em um forno de micro-ondas o aquecimento é dielétrico.

No aquecimento resistivo, a corrente elétrica circula pelos condutores, gerando calor pela perda resistiva desse material, fenômeno conhecido como efeito joule e a amostra é aquecida por convecção. Já no forno de micro-ondas, o campo elétrico da radiação de micro-ondas age no alinhamento dos dipolos elétricos das espécies presentes na amostra, uma vez que, no estado sólido, o meio não possui partículas ou íons que se movem livremente. Este processo é chamado de aquecimento dielétrico [76].

O campo elétrico da radiação micro-ondas, assim como toda radiação eletromagnética, é oscilante. Dessa forma, os dipolos elétricos de sistemas sólidos mudam sua orientação com um certo tempo de defasagem, devido a efeitos de rede cristalina ou interações de curta distância. Se a radiação micro-ondas possui frequência de mesma ordem de magnitude que este tempo de defasagem, o realinhamento do dipolo sofre apenas uma pequena defasagem com o campo elétrico oscilante, e o sólido pode absorver a radiação e convertê-la em calor [76,83].

Desse modo, no uso de aquecimento dielétrico assistido por radiação micro-ondas para síntese no estado sólido, é necessário que pelo menos uma espécie absorva a radiação micro-ondas [83,84]. Contudo, na frequência dos aparelhos de micro-ondas domésticos (2,45 GHz) e à temperatura ambiente, poucos materiais refratários são capazes de gerar calor, pois são denominados “isolantes de baixa perda dielétrica”. Quando a perda dielétrica de uma substância é alta, ocorre absorção da radiação de micro-ondas e decaimento de estados vibracionais excitados, liberando a energia absorvida em forma de calor [85]. Assim, é necessário o emprego de uma substância de alta perda dielétrica, também chamada de susceptor de micro-ondas, para promover o aquecimento inicial da amostra (Figura 1.13).



**Figura 1.13** Interação de diferentes tipos de materiais com a radiação de micro-ondas, dando destaque aos absorvedores, ou susceptores de micro-ondas.

Os materiais cerâmicos possuem baixa perda dielétrica, portanto são praticamente transparentes a radiação de micro-ondas a temperatura ambiente. A perda dielétrica, entretanto, é uma propriedade física do material que varia em função da temperatura. Dessa forma, o emprego do susceptor de micro-ondas é necessário para promover apenas o aquecimento inicial. Uma vez aquecido, a perda dielétrica do material precursor sofre mudanças, e a radiação micro-ondas acopla diretamente com o material cerâmico, aquecendo-o pontualmente. Isso torna

possível o alcance temperaturas muito altas (>1500 °C) em um intervalo de tempo muito curto, reduzindo o tempo médio de síntese para poucos minutos.

Neste trabalho foram sintetizados materiais luminescentes baseados em matrizes de oxissulfetos de terras raras ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y), cuja formação a partir dos reagentes  $\text{TR}_2\text{O}_3$  e S exige a redução do enxofre elementar a sulfeto ( $\text{S}^{2-}$ ). Para isso, o susceptor de micro-ondas empregado foi o carvão ativo. O carvão ativo é um excelente susceptor de micro-ondas, capaz de atingir temperaturas acima de 1300 °C em apenas 6 minutos de exposição [83]. Além disso, sua reação de combustão incompleta gera uma atmosfera de CO, que possui caráter redutor suficiente para gerar o  $\text{S}^{2-}$  a partir de S, favorecendo a formação dos materiais oxissulfetos em questão. É importante frisar que, nos materiais co-dopados com titânio ( $\text{TiO}_2$ ), espera-se a redução do  $\text{Ti}^{\text{IV}}$  a  $\text{Ti}^{3+}$ , uma vez que seu potencial de redução é bem próximo do S, conforme as equações 1.11 e 1.12 [76].



A preparação dos materiais de oxissulfetos luminescentes foi conduzido pela metodologia assistida por micro-ondas, cujo tempo de cada tratamento térmico foi de apenas 25 minutos. A descrição detalhada dos procedimentos de síntese será apresentada no Capítulo 3.

## Referências

1. BÜNZLI, J.-C.G.; CHOPPIN, G.R. *Lanthanide probes in life, chemical and earth sciences: theory and practice*. Amsterdam: Elsevier, 1989, 448p.
2. LUCAS, J.; LUCAS, P.; LE MERCIER, T.; ROLLAT, A.; DAVENPORT, W. *Rare Earths: Science, Technology, Production and Use*. Amsterdam: Elsevier, 2015, 370p.
3. VONCKEN, J.H.L. *The Rare Earth Elements: An Introduction*. Springer International Publishing, 2016, 127p.
4. COTTON, S. *Lanthanide and actinide chemistry*. Chichester: John Wiley & Sons, 2006, 263p.
5. BRITO, H.F.; MALTA, O.L.; FELINTO, M.C.F.C.; TEOTONIO, E.E.S. Luminescence phenomena involving metal enolates. In: ZABICKY, J., (ed.) *The chemistry of metal enolates*. England: John Wiley & Sons, 2009, p. 131–184.
6. SHANNON, R.D. Revised effective ionic-radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Crystallographica Section A*, v. 32, n. SEP1, p. 751–767, 1976.
7. PEARSON, R.G. Hard and soft acids and bases. *Journal of the American Chemical Society*, v. 85, n. 22, p. 3533–3539, 1963.
8. RODRIGUES, L.C.V. *Preparação e desenvolvimento do mecanismo da luminescência persistente de materiais dopados com íons terras raras*. 2012, 208f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.
9. SUGIMOTO, S. Current status and recent topics of rare-earth permanent magnets. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 44, n. 6, p. 1–13, 2011.
10. LEE, D.; HILTON, J.S.; CHEN, C.H.; HUANG, M.Q.; ZHANG, Y.; HADJIPANAYIS, G.C.; LIU, S. Bulk isotropic and anisotropic nanocomposite rare-earth magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 40, n. 4, p. 2905–2906, 2004.
11. APPS, P.J.; KARIMZADEH, H.; KING, J.F.; LORIMER, G.W. Precipitation reactions in magnesium-rare earth alloys containing yttrium, gadolinium or dysprosium. *Scripta Materialia*, v. 48, p. 1023–1028, 2003.
12. SAKAMOTO, N.; AKUNE, T. AC susceptibility studies of anisotropy in Sm-123 superconductors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 21, p. 3142–3145, 2011.
13. PASSOS, C.A.C.; RODRIGUES, V.A.; PINTO, J.N.O.; ABILIO, V.T.; SILVA, G.M.; MACHADO, L.C.; MACHADO, I.P.; MARINS, A.A.L.; MERÍZIO, L.G.; DA CRUZA, P.C.M.; MURI, E.J.B. Development and test of a small resistive fault current limiting device based on Hg, Re-1223 and Sm-123 ceramics. *Materials Research*, v. 17, p. 28–32, 2014.

14. DORRELL, D.G.; HSIEH, M.-F.; POPESCU, M.; EVANS, L.; STATON, D.A.; GROUT, V. A review of the design issues and techniques for radial-flux brushless surface and internal rare-earth permanent-magnet motors. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, v. 58, n. 9, p. 3741–3757, 2011.
15. GUPTA, B.K.; HARANATH, D.; SAINI, S.; SINGH, V.N.; SHANKER, V. Synthesis and characterization of ultra-fine  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$  nanophosphors for luminescent security ink applications. *Nanotechnology*, v. 10, p. 055607 (1–8), 2010.
16. BIRKEL, A.; DENAULT, K.A.; GEORGE, N.C.; DOLL, C.E., HÉRY, B.; MIKHAILOVSKY, A.A.; BIRKEL, C.S.; HONG, B.-C.; SESHADRI, R. Rapid microwave preparation of highly efficient  $\text{Ce}^{3+}$ -substituted garnet phosphors for solid state white lighting. *Chemistry of Materials*, v. 24, p. 1198–1204, 2012.
17. ZHU, C.; YANG, Y.; LIANG, X.; YUAN, S.; CHEN, G. Rare earth ions doped full-color luminescence glasses for white LED. *Journal of Luminescence*, v. 126, p. 707–710, 2007.
18. KIDO, J.; HAYASE, H.; HONGAWA, K.; NAGAI, K.; OKUYAMA, K. Bright red light-emitting organic electroluminescent devices having a europium complex as an emitter. *Applied Physics Letters*, v. 65, n. 17, p. 2124–2126, 1994.
19. WYBOURNE, B.G. *Spectroscopic Properties of Rare Earths*. John Wiley & Sons, Inc., 1965, 236p.
20. HEER, S.; KÖMPE, K.; GÜDEL, H.U.; HAASE, M. Highly efficient multicolour upconversion emission in transparent colloids of lanthanide-doped  $\text{NaYF}_4$  nanocrystals. *Advanced Materials*, v. 16, n. 23–24, p. 2102–2105, 2004.
21. YU, D.-C.; MARTÍN-RODRÍGUEZ, R.; ZHANG, Q.-Y.; MEIJERINK, A.; RABOUW, F.T. Multi-photon quantum cutting in  $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Tm}^{3+}$  to enhance the photo-response of solar cells. *Light: Science and Applications*, v. 4, p. e344 (1–8), 2015.
22. VETRONE, F.; NACCACHE, R.; ZAMARRO, A.; DE LA FUENTE, A.J.; SANZ-RODRÍGUEZ, F.; MAESTRO, LM.; RODRIGUEZ, E.M.; JAQUE, D.; SOLÉ, J.G.; CAPOBIANCO, J.A. Temperature sensing using fluorescent nanothermometers. *ACS Nano*, v. 4, n. 6, p. 3254–3258, 2010.
23. ZHANG, F.; HAUSHALTER, R.C.; HAUSHALTER, R.W.; SHI, Y.; ZHANG, Y.; DING, K.; ZHAO, D.; STUCKY, G.D. Rare-earth upconverting nanobarcodes for multiplexed biological detection. *Small*, v. 7, n. 14, p. 1972–1976, 2011.
24. SUN, L.-D.; WANG, Y.-F.; YAN, C.-H. Paradigms and challenges for bioapplication of rare earth upconversion luminescent nanoparticles: Small size and tunable emission/excitation spectra. *Accounts of Chemical Research*, v. 47, p. 1001–1009, 2014.
25. BÜNZLI, J.-C.G.; ELISEEVA, S.V. Lanthanide NIR luminescence for telecommunications, bioanalyses and solar energy conversion. *Journal of Rare Earths*, v. 28, n. 6, p. 824–842, 2010.
26. DORENBOS, P. Locating lanthanide impurity levels in the forbidden band of host crystals. *Journal of Luminescence*, v. 108, p. 301–305, 2004.

27. BINNEMANS, K. Interpretation of europium(III) spectra. *Coordination Chemistry Review*, v. 295, p. 1–45, 2015.
28. HÖLSÄ, J.; LAMMINMÄKI, R.-J. Analysis of the  $4f^N$  energy-level structure of the  $RE^{3+}$  ions in REOCl. *Journal of Luminescence*, v. 69, p. 311–317, 1996.
29. SÁ, G.F.; MALTA, O.L.; DONEGÁ, C.D.; SIMAS, A.M.; LONGO, R.L.; SANTA-CRUZ, P.A.; SILVA JR., E.F. Spectroscopic properties and design of highly luminescent lanthanide coordination complexes. *Coordination Chemistry Review*, v. 196, n. 1, p. 165–195, 2000.
30. BARBOSA, H. P. *Síntese e estudo da luminescência de matrizes de tungstato dopadas com íons terras raras*. 2013. 173 f. Dissertação (Mestrado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013.
31. BIHARI, B.; SHARMA, K. K.; ERICKSON, L.E. Spectroscopy of  $LiYF_4:Eu^{3+}$  single crystals. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 2, n. 26, p. 5703–5713, 1990.
32. TU, D.; LIU, Y.; ZHU, H.; LI, R.; LIU, L.; CHEN, X. Breakdown of crystallographic site symmetry in lanthanide-doped  $NaYF_4$  crystals. *Angewandte Chemie International Edition*, v. 52, p. 1128–1133, 2013.
33. SOVERS, O.J.; YOSHIOKA, T. Fluorescence of Trivalent-Europium-Doped Yttrium Oxysulfide. *The Journal of Chemical Physics*, v. 49, p. 4945–4954, 1968.
34. DHANARAJ, J.; GEETHALAKSHMI, M.; JAGANNATHAN, R.; KUTTY, T.R.N.  $Eu^{3+}$  doped yttrium oxysulfide nanocrystals - Crystallite size and luminescence transition(s). *Chemical Physics Letters*, v. 387, p. 23–28, 2004.
35. CARNAL, W.T.; CROSSWHITE, H.; CROSSWHITE, H.M. *Energy Level Structure and Transition Probabilities in the Spectra of the Trivalent Lanthanides in  $LaF_3$* . Argonne: Argonne National Laboratory, IL, 1977.
36. HORROCKS, W. D.; BOLENDER, J.P.; SMITH, W.D.; SUPKOWSKI, R.M. Photosensitized Near Infrared Luminescence of Ytterbium(III) in Proteins and Complexes Occurs via an Internal Redox Process. *Journal of the American Chemical Society*, v. 119, p. 5972–5973, 1997.
37. SUN, L.-N.; ZHANG, H.-J.; PENG, C.-Y.; YU, J.-B.; MENG, Q.-G.; FU, L.-S.; LIU, F.-Y.; GUO, X.-M. Covalent Linking of Near-Infrared Luminescent Ternary Lanthanide ( $Er^{3+}, Nd^{3+}, Yb^{3+}$ ) Complexes on Functionalized Mesoporous MCM-41 and SBA-15. *Journal of Physical Chemistry B*, v. 110, p. 7249–7258, 2006.
38. ZHENG, K.; HE, G.; SONG, W.; BI, X.; QIN, W. A strategy for enhancing the sensitivity of optical thermometers in  $\beta$ - $NaLuF_4:Yb^{3+}/Er^{3+}$  nanocrystals. *Journal of Materials Chemistry C*, v. 3, p. 11589–11594, 2015.
39. DA SILVA, C.J.; DE ARAUJO, M.T.; GOUVEIA, E.A.; GOUVEIA-NETO, A.S. Thermal effect on multiphonon-assisted anti-Stokes excited upconversion fluorescence emission in  $Yb^{3+}$ -sensitized  $Er^{3+}$ -doped optical fiber. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, v. 70, p. 185–188, 2000.

40. CUNHA, C.S.; FERRARI, J.L.; DE OLIVEIRA, D.C.; MAIA, L.J.Q.; GOMES, A.S.L.; RIBEIRO, S.J.L.; GONÇALVES, R.R. NIR Luminescent Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> co-doped SiO<sub>2</sub>-ZrO<sub>2</sub> nanostructured planar and channel waveguides: Optical and Structural Properties. *Materials Chemistry and Physics*, v. 136, p. 120–129, 2012.
41. LUO, Q.; QIAO, X.; FAN, X.; FU, H.; HUANG, J.; ZHANG, Y.; FAN, B.; ZHANG, X. Sensitized Yb<sup>3+</sup> luminescence of Eu<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> -codoped fluorosilicate glass ceramics. *Journal of American Ceramic Society*, v. 95, n. 3, p. 1042–1047, 2012.
42. BIGGEMANN, D.; MUSTAFA, D.; TESSLER, L. Photoluminescence of Er-doped silicon nanoparticles from sputtered SiO<sub>x</sub> thin films. *Optical Materials*, v. 28, n. 6–7, p. 842–845, 2006.
43. KODAIRA, C.A. *Síntese e Espectroscopia de Sistema envolvendo Tungstato e íons Terras Raras*. 2003, 153f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
44. VEGARD, L. Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. *Zeitschrift für Physik*, v. 5, n. 1, p. 17–26, 1921.
45. DORENBOS, P. Systematic behaviour in trivalent lanthanide charge transfer energies. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v.15, n. 49, p. 8417–8434, 2003.
46. HÖLSÄ, J. Persistent luminescence beats the afterglow: 400 years of persistent luminescence. *The Electrochemical Society Interface*, v. 18, n. 4, p. 42–45, 2009.
47. SMET, P.F.; POELMAN, D.; HEHLEN, M.P. Focus issue introduction: persistent phosphors. *Optical Materials Express*, v. 2, n. 4, p. 452–454, 2012.
48. LASTUSAARI, M.; LAAMANEN, T.; MALKAMÄKI, M.; ESKOLA, K.O.; KOTLOV, A.; CARLSON, S.; WELTER, E.; BRITO, H.F.; BETTINELLI, M.; JUNGNER, H.; HÖLSÄ, J. The Bologna Stone: history's first persistent luminescent material. *European Journal of Mineralogy*, v. 24, n. 5, p. 885–890, 2012.
49. PEARLMAN, D.; GODDARD, P.E.; URBACH, F. Simplified Lenard Phosphors. *Journal of the Optical Society of America*, v. 39, n. 8, p. 695–698, 1949.
50. MATSUZAWA, T.; AOKI, Y.; TAKEUCHI, M.; MURAYAMA, Y. A new long phosphorescent phosphor with high brightness, SrAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>,Dy<sup>3+</sup>. *Journal of the Electrochemical Society*, v. 143, n. 8, p. 2670–2673, 1996.
51. VAN DEN EECKHOUT, K.; SMET, P.F.; POELMAN, D. Persistent luminescence in Eu<sup>2+</sup>-doped compounds: a review. *Materials*, v. 3, p. 2536–2566, 2010.
52. AITASALO, T.; HÖLSÄ, J.; JUNGNER, H.; LASTUSAARI, M.; NIITTYKOSKI, J. Thermoluminescence study of persistent luminescence materials: Eu<sup>2+</sup>- and R<sup>3+</sup>-doped calcium aluminates, CaAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>,R<sup>3+</sup>. *Journal of Physical Chemistry B*, v. 110, n. 10, p. 4589–4598, 2006.
53. HÖLSÄ, J.; JUNGNER, H.; LASTUSAARI, M.; NIITTYKOSKI, J. Persistent luminescence of Eu<sup>2+</sup> doped alkaline earth aluminates, MA<sub>2</sub>O<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>. *Journal of Alloys and Compounds*, v. 323/324, p. 326–330, 2001.

54. LIN, Y.; TANG, Z.; ZHANG, Z.; NAN, C.W. Anomalous luminescence in  $\text{Sr}_4\text{Al}_{14}\text{O}_{25}:\text{Eu},\text{Dy}$  phosphors. *Applied Physics Letters*, v. 81, n. 6, p.996–998, 2002.
55. LIN, Y.; TANG, Z.; ZHANG, Z.; WANG, X.; ZHANG J. Preparation of a new long afterglow blue-emitting  $\text{Sr}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7$ -based photoluminescent phosphor. *Journal of Materials Science Letters*, v. 20, n. 16, p. 1505–1506, 2001.
56. VAN DEN EECKHOUT, K.; POELMAN, D.; SMET, P.F. Persistent luminescence in Non-Eu<sup>2+</sup>-doped compounds: a review. *Materials*, v. 6, p. 2789–2818, 2013.
57. CARVALHO, J.M.; RODRIGUES, L.C.V.; HÖLSÄ, J.; LASTUSAARI, M.; NUNES, L.A.O.; FELINTO, M.C.F.C.; MALTA, O.L.; BRITO, H.F. Influence of titanium and lutetium on the persistent luminescence of  $\text{ZrO}_2$ . *Optical Materials Express*, v. 2, n. 3, p. 331–340, 2012.
58. ZHANG, P.; HONG, Z.; WANG, M.; FANG, X.; QIAN, G.; WANG, Z. Luminescence characterization of a new long afterglow phosphor of single Ti-doped  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ . *Journal of Luminescence*, v. 113, p. 89–93, 2005.
59. BASAVARAJU, N.; SHARMA, S.; BESSIÈRE, A.; VIANA, B.; GOURIER, D.; PRIOLKAR, K.R. Red persistent luminescence in  $\text{MgGa}_2\text{O}_4:\text{Cr}^{3+}$ ; a new phosphor for *in vivo* imaging. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 46, p. 375401 (1–5), 2013.
60. WANG, Y.; XU, K.; LI, D.; ZHAO, H.; HU, Z. Persistent luminescence and photocatalytic properties of  $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+},\text{Zn}^{2+}$  phosphors. *Optical Materials*, v. 36, p. 1798–1801, 2014.
61. LIU, F.; YAN, W.; CHUANG, Y-J.; ZHEN, Z.; XIE, J.; PAN, Z. Photostimulated near-infrared persistent luminescence as a new optical read-out from  $\text{Cr}^{3+}$ -doped  $\text{LiGa}_5\text{O}_8$ . *Nature Scientific Reports*, v. 3, p. 1554 (1–9), 2013.
62. YAN, W.; LIU, F.; LU, Y.-Y.; WANG, X.-J.; YIN, M.; PAN, Z. Near infrared long-persistent phosphorescence in  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{GeO}_{14}:\text{Cr}^{3+}$  phosphor. *Optics Express*, v. 18, p. 20215–20221, 2010.
63. PAN, Z.; LU, Y.-Y.; LIU, F. Sunlight-activated long-persistent luminescence in the near-infrared from  $\text{Cr}^{3+}$ -doped zinc gallogermanates. *Nature Materials*, v. 11, p. 58–63, 2011.
64. YE, S.; ZHANG, J.; ZHANG, X.; WANG, X.  $\text{Mn}^{2+}$  activated red long persistent phosphors in  $\text{BaMg}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ . *Journal of Luminescence*, v. 122-123, p. 914–916, 2007.
65. TROJAN-PIEGZA, J.; ZYCH, E.; HÖLSÄ, J.; NIITTYKOSKI, J. Spectroscopic properties of persistent luminescence phosphors:  $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Tb}^{3+},\text{M}^{2+}$  (M = Ca, Sr, Ba). *Journal of Physical Chemistry C*, v. 113, n. 47, p. 20493–20498, 2009.
66. HÖLSÄ, J.; LAAMANEN, T.; LASTUSAARI, M.; MALKAMÄKI, M.; NIITTYKOSKI, J.; ZICH, E. Effect of  $\text{Mg}^{2+}$  and  $\text{Ti}^{\text{IV}}$  doping on the luminescence of  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ . *Optical Materials*, v. 31, n. 12, p. 1791–1793, 2009.
67. LI, W.; LIU, Y.; AI, P. Synthesis and luminescence properties of red long-lasting phosphor  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{4+}$  nanoparticles. *Materials Chemistry and Physics*, v. 119, p. 52–56, 2010.



68. LEI, B.; LIU, Y.; ZHANG, J.; MENG, J.; MAN, S.; TAN, S. Persistent luminescence in rare earth ion-doped gadolinium oxysulfide phosphors. *Journal of Alloys and Compounds*, v. 495, p. 247–253, 2010.
69. BETTENTRUP, H.; ESKOLA, K.O.; HÖLSÄ, J.; KOTLOV, A.; LASTUSAARI, M.; MALKAMÄKI, M. Luminescence properties of  $\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{Ti}^{\text{IV}}/\text{Zr}^{\text{IV}}$  doped yttrium oxysulfides ( $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Ti}^{\text{IV}}/\text{Zr}^{\text{IV}}$ ). *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, v. 15, 012085, 2010.
70. LEI, B.; LIU, Y.; YE, Z.; SHI, C. Novel indigo light emitting long-lasting phosphors  $\text{CdSiO}_3:\text{RE}^{3+}$  (RE = Y, La, Gd, Lu). *Chemistry Letters*, v. 32, n. 10, p. 904–905, 2003.
71. RODRIGUES, L.C.V.; HÖLSÄ, J.; LASTUSAARI, M.; FELINTO, M.C.F.C.; BRITO, H.F. Defect to  $\text{R}^{3+}$  energy transfer: colour tuning of persistent luminescence in  $\text{CdSiO}_3$ . *Journal of Materials Chemistry C*, v. 2, n. 9, p. 1612–1618, 2014.
72. JOHNSON, R.P. Luminescence of sulphide and silicate phosphors. *Journal of the Optical Society of America*, v. 29, n. 9, p. 387–391, 1939.
73. KRÖGER, F.A.; VINK, H.J. In: Semiconductors and Phosphors, Garmisch-Partenkirchen, Germany 1956. *Proceedings of International Colloquium*. Nova Iorque: Interscience Publishers, 1958, p. 17.
74. DORENBOS, P. Mechanism of persistent luminescence in  $\text{Sr}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7:\text{Eu}^{2+},\text{Dy}^{3+}$ . *Physica Status Solidi (b)*, v. 242, n. 1, p. R7–R9, 2005.
75. CLABAU, F.; ROCQUEFELTE, X.; LE MERCIER, T.; DENIARD, P.; JOBIC, S.; WHANGBO, M.H. Formulation of phosphorescence mechanisms in inorganic solids based on a new model of defect conglomeration. *Chemistry of Materials*, v. 18, n. 14, p. 3212–3220, 2006.
76. CARVALHO, J. M. *Síntese e investigação espectroscópica de novos fósforos dopados com Ti e  $\text{Ce}^{3+}$  para aplicação em luminescência persistente e iluminação de estado sólido*. 2015, 220f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.
77. SUNTA, C.M.; AYTA, W.E.F; CHUBACI J.F.D; WATANABE, S. A critical look at the kinetic models of thermoluminescence - II. Non-first order kinetics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 38, n. 1, p. 95–102, 2005.
78. MALDINEY, T.; RICHARD, C.; SEGUIN, J.; WATTIER, N.; BESSODES, M.; SCHERMAN, D. Effect of core diameter, surface coating, and PEG chain length on the biodistribution of persistent luminescence nanoparticles in mice. *ACS Nano*, v. 5, p. 854–862, 2011.
79. LE MASNE DE CHERMONT, Q.; CHANÉAC, C.; SEGUIN, J.; PELLÉ, F.; MAÎTREJEAN, S.; JOLIVET, J-P.; GOURIER, D.; BESSODES, M.; SCHERMAN, D. Nanoprobes with near-infrared persistent luminescence for *in vivo* imaging. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, v. 104, p. 9266–9271, 2007.

80. LI, Y.; LI, Y.; CHEN, R.; SHARAFUDEEN, K.; ZHOU, S.; GECEVICIUS, M.; WANG, H.; DONG, G.; WU, Y.; QIN, X.; QIU, J. Tailoring of the trap distribution and crystal field in Cr<sup>3+</sup>-doped non-gallate phosphors with near-infrared long-persistence phosphorescence. *Nature Publishing Group: Asia Materials*, v. 7, e180, p. 1–11, 2015.
81. SINGH, S. K. Red and near infrared persistent luminescence nano-probes for bioimaging and targeting applications. *Royal Society of Chemistry Advances*, v. 4, p. 58674–58698, 2014.
82. CARATTO, V.; LOCARDI, F.; COSTA, G. A.; MASINI, R.; FASOLI, M.; PANZERI, L.; MARTINI, M.; BOTTINELLI, E.; GIANOTTI, E.; MILETTO, I. NIR persistent luminescence of lanthanide ion-doped rare-earth oxycarbonates: The effect of dopants. *ACS Applied Materials & Interfaces*, v. 6, p. 17346–17351, 2014.
83. RAO, K.J.; VAIDHYANATHAN, B.; GANGULI, M.; RAMAKRISHNAN, P.A. Synthesis of Inorganic Solids Using Microwaves. *Chemistry of Materials*, v. 11, p. 882–895, 1999.
84. VAIDHYANATHAN, B.; RAIZADA, P.; RAO, K.J. Microwave assisted fast solid state synthesis of niobates and titanates. *Journal of Materials Science Letters*, v. 16, p. 2022–2025, 1997.
85. OSEPCHUK, J.M. A History of Microwave Heating Applications. *IEEE Transactions of Microwave Theory and Techniques*, v. 32, n. 9, p. 1200–1224, 1984.

# Capítulo 2

## Objetivos

---

## 2. OBJETIVOS

Este trabalho tem como objetivo principal a preparação de oxissulfetos de terras raras pelo método da síntese assistida por micro-ondas para estudar as propriedades de fotoluminescência e de luminescência persistente na região do visível–*NIR*. Os objetivos específicos são:

- Preparar os seguintes materiais pela metodologia de síntese no estado sólido assistida por micro-ondas ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y):
  - $TR_2O_2S$
  - $TR_2O_2S:Eu^{3+}$                       –  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$
  - $TR_2O_2S:Yb^{3+}$                       –  $TR_2O_2S:Yb^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$
- Caracterizar os materiais por meio das seguintes técnicas: Difração de Raios X (DRX), Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) com Energia Dispersiva de Raios X (EDS), Espectroscopia de Absorção no Infravermelho (IV) e Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES) para a borda-K do enxofre.
- Estudar as propriedades fotoluminescentes dos materiais a partir dos dados espectrais de excitação, emissão, tempo de vida de emissão, termoluminescência, espectroscopia na região do UV vácuo e luminescência persistente.
- Desenvolver os mecanismos de luminescência persistente dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  e  $TR_2O_2S:Yb^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ .

# Capítulo 3

## Parte Experimental

---

3.1 Preparação dos materiais

3.2 Medidas Instrumentais

### 3. PARTE EXPERIMENTAL

Neste trabalho foram preparados os materiais luminescentes a partir das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) não dopadas, bem como da matriz de oxissulfeto dopada com os íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  e co-dopada com magnésio e titânio:  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{Ln}^{3+}$ : Eu e Yb), utilizando a síntese no estado sólido assistida por micro-ondas. O objetivo principal desta dissertação consiste na preparação e no estudo das propriedades fotoluminescentes de materiais que também apresentam o fenômeno de Luminescência persistente. Este capítulo está dividido em duas seções: primeiramente foi descrito o procedimento de preparação dos materiais pelo método assistido por micro-ondas, e em seguida foram apresentadas as técnicas experimentais de caracterização e de estudo da fotoluminescência dos compostos.

#### 3.1 Preparação dos materiais

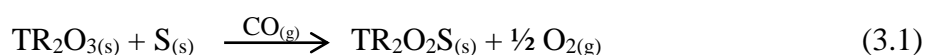
Na [Tabela 3.1](#) encontram-se todos os reagentes e substâncias empregados na síntese dos materiais pela metodologia assistida por micro-ondas.

**Tabela 3.1** Substâncias químicas utilizadas na preparação dos materiais luminescentes e suas procedências.

Substância	Procedência
$\text{La}_2\text{O}_3$	Aldrich (99,6%)
$\text{Gd}_2\text{O}_3$	CSTARM (99,9 %)
$\text{Y}_2\text{O}_3$	CSTARM (99,99 %)
$\text{Eu}_2\text{O}_3$	CSTARM (99,99 %)
$\text{Yb}_2\text{O}_3$	CSTARM (99,99 %)
$\text{MgCO}_3$	Merck (99,9 %)
$\text{TiO}_2$	Merck (99,5 %)
S	Synth (99,5 %)
$\text{Na}_2\text{CO}_3$	Vetec (99,5 %)
Carvão ativo	Synth

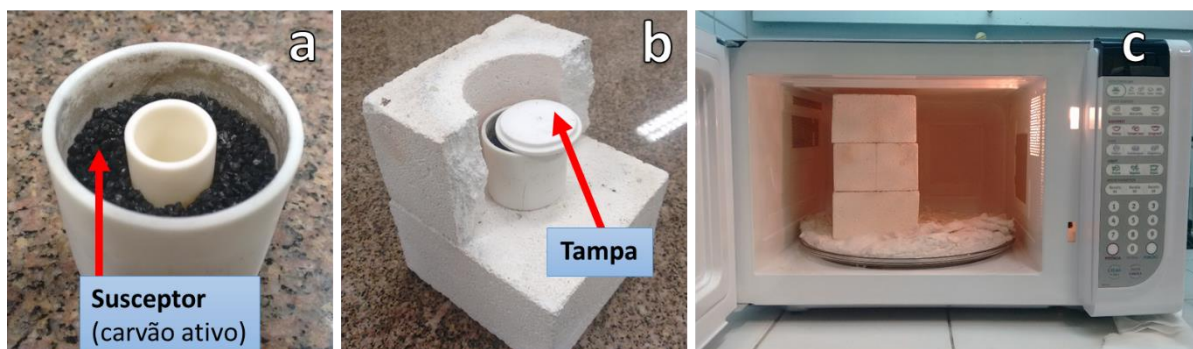
Na preparação das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S não dopadas (TR<sup>3+</sup>: La, Gd e Y) assistida por micro-ondas, os óxidos precursores TR<sub>2</sub>O<sub>3</sub> foram macerados em um cadinho de porcelana juntamente com enxofre elementar e Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, utilizando acetona para auxiliar a homogeneização. O composto de Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> atua como um fluxo, ou fundente, facilitando a difusão das substâncias durante o tratamento térmico. Para todos os materiais preparados, a proporção empregada foi de 1 TR<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : 0,25 Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>.

A reação de formação dos oxissulfetos a partir dos óxidos de terras raras e enxofre elementar apresenta proporção estequiométrica 1:1, conforme a [Equação 3.1](#)



Na preparação das matrizes La<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S e Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S, a proporção estequiométrica 1 TR<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : 1 S foi mantida, adicionando-se um excesso de S de 7,5 %-mol. Por outro lado, na síntese da matriz Y<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S, a proporção dos precursores foi de 1 Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : 3 S, evidenciando um grande excesso de enxofre para otimizar a reação.

Após a homogeneização dos reagentes, 0,5 g do precursor resultante foram adicionados a um cadinho de alumina de 5 mL. Este cadinho foi disposto dentro de um cadinho de 50 mL, previamente preenchido com o suscepter de micro-ondas (carvão ativo), de modo que o suscepter envolveu todo o cadinho menor ([Figura 3.1a](#)). Para isolar termicamente o sistema, o conjunto de cadinhos foi tampado e alojado no interior de um bloco de alumina ([Figura 3.1b](#)), que, então, foi inserido no forno de micro-ondas sobre uma manta de lã de vidro ([Figura 3.1c](#)).



**Figura 3.1** a) Disposição dos cadinhos para síntese, contendo o precursor (interno) e o susceptor de micro-ondas (externo); b) Arranjo dos cadinhos no bloco de alumina (isolante térmico); c) Acomodação do sistema no forno de micro-ondas.

No caso dos materiais de oxissulfetos dopados, foi utilizado o mesmo procedimento de preparação das matrizes. Portanto, foram adicionados os íons dopantes  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$  nas concentrações 0,5 %-mol e os íons co-dopantes  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$  nas concentrações 4,5 e 1,5 %-mol, respectivamente, de acordo com a [Tabela 3.2](#).

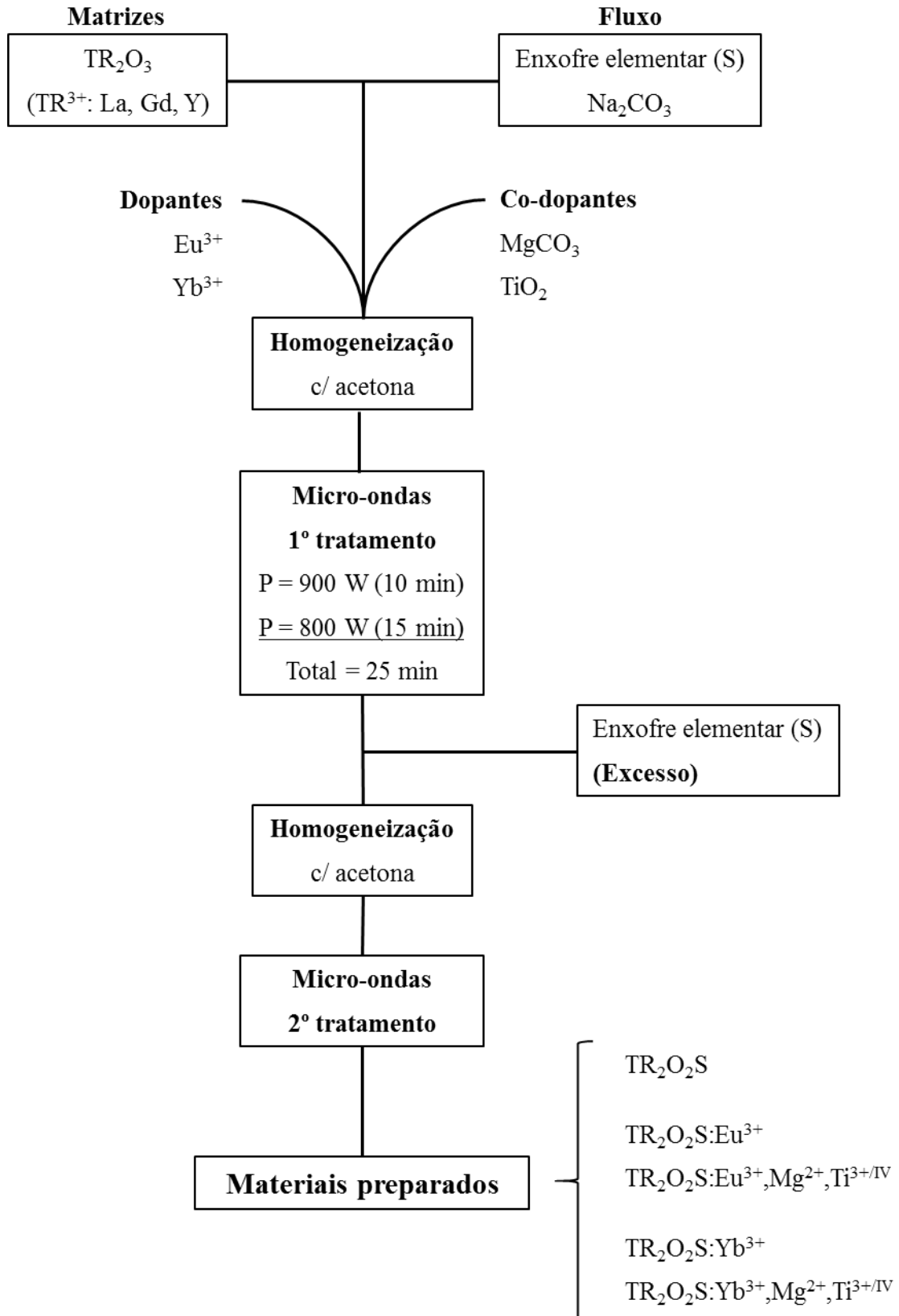
**Tabela 3.2** Porcentagem dos dopantes adicionadas aos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y).

Material	Porcentagem dos dopantes
$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$	s/ dopagem
$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	0,5% $\text{Eu}^{3+}$
$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	0,5% $\text{Eu}^{3+}$ 4,5% $\text{Mg}^{2+}$ 1,5% $\text{Ti}^{3+/IV}$
$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$	0,5% $\text{Yb}^{3+}$
$\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	0,5% $\text{Yb}^{3+}$ 4,5% $\text{Mg}^{2+}$ 1,5% $\text{Ti}^{3+/IV}$



É importante ressaltar que alguns dos materiais, por exemplo,  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  também foram preparados em diferentes concentrações do dopante  $\text{Eu}^{3+}$  (1,0 e 5,0 %). O mesmo foi feito para os materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , preparados com 1,0 e 5,0 % do dopante  $\text{Yb}^{3+}$ . Esse procedimento experimental foi incrementado com o intuito de investigar as propriedades intrínsecas da luminescência em função da concentração do íon ativador.

A programação do micro-ondas para a síntese dos materiais foi feita da seguinte maneira (P: potência): P = 900 W por 10 min + P = 800 W por 15 min, totalizando 25 minutos de tratamento. Após este procedimento, os materiais foram novamente macerados, adicionando-se as mesmas quantidades excedentes de enxofre no primeiro tratamento térmico, e levados ao forno de micro-ondas pela segunda vez, seguindo a mesma programação. A [Figura 3.2](#) apresenta o fluxograma de síntese para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  dopados.



**Figura 3.2** Fluxograma de síntese para os materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S (TR<sup>3+</sup>: La, Gd e Y) preparados pelo método de síntese assistida por micro-ondas.

## 3.2 Medidas Instrumentais

### 3.2.1 Difractometria de Raios X – método do pó (DRX)

Os difratogramas de raios X (método do pó) dos materiais foram registrados através do difratômetro de raios X MINIFLEX-RIGAKU, pertencente ao Centro de Química e Meio Ambiente do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (CQMA-IPEN). Os difratogramas dos materiais foram registrados na faixa de  $2\theta$  de  $10-80^\circ$  com passo  $0,05^\circ$ , utilizando a radiação  $\text{CuK}_{\alpha 1}$   $\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$ .

O tamanho médio de cristalito dos materiais foi estimado pela equação de Scherrer (Equação 3.2), onde  $D$  (m) é o tamanho médio de cristalito,  $\lambda$  (m) é o comprimento de onda do raio X,  $\beta$  (rad) é a largura a meia altura do pico escolhido (FWHM: *full width at half maximum*) e  $\theta$  é metade do ângulo  $2\theta$  experimental [1,2].

$$D = \frac{0,9 \lambda}{\beta \cos\theta} \quad (3.2)$$

$$\beta^2 = \beta_{\text{amostra}}^2 - \beta_{\text{referência}}^2 \quad (3.3)$$

Os ângulos  $2\theta$  das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  variam levemente em função do cátion da matriz no plano  $hkl = 101$  tais como:  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $28,5^\circ$ ),  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $29,9^\circ$ ) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $30,4^\circ$ ). O alargamento das reflexões presentes nos difratogramas das amostras é atribuído ao difratômetro. Portanto, foi corrigido usando como referência a largura a meia altura da reflexão em  $32,8^\circ$  ( $hkl = 200$ ) do NaCl monocristalino (Equação 3.3).

### 3.2.2 Microscopia eletrônica de varredura (MEV)

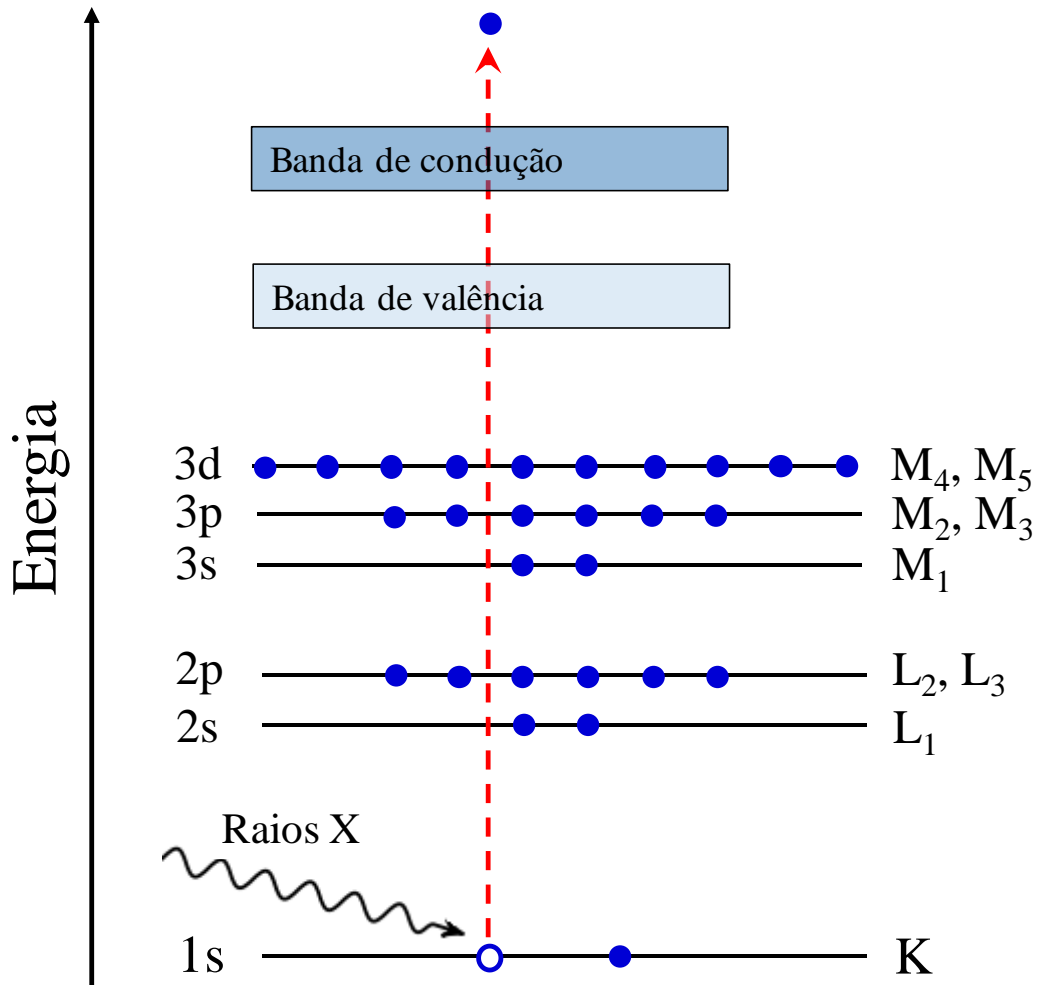
As micrografias eletrônicas de varredura foram obtidas em um microscópio *Field Emission Scanning Electrons Microscope da JEOL*, modelo JSM 7401F, equipado com microssonda de energia dispersiva de raios X (EDS) da *NORAN Instruments Model System SIX*, pertencente a Central Analítica do Instituto de Química da USP (IQ-USP). Os materiais foram dispersados em isopropanol, tratados com ultrassom por 30 minutos e, por fim, depositados em porta amostras de carbono (*stubs*) previamente lixados.

### 3.2.3 Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV)

Os espectros de absorção na região do infravermelho dos materiais foram registrados no espectrômetro FTIR Bomem MB 100, presente na Central Analítica do Instituto de Química da USP, no intervalo de 400 a 4000  $\text{cm}^{-1}$  (resolução espectral 4,0  $\text{cm}^{-1}$ ), usando pastilhas de KBr.

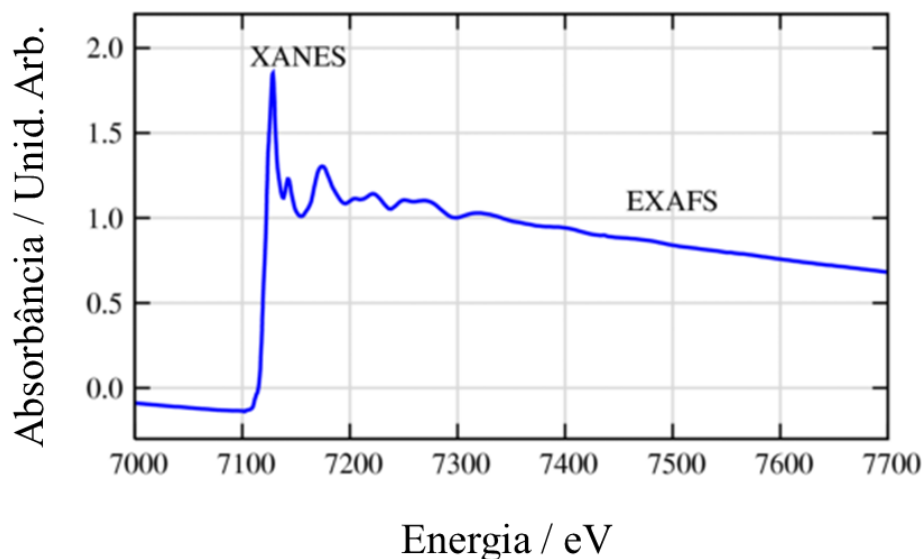
### 3.2.4 Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES)

A espectroscopia de estrutura fina de absorção de raios X - XAFS (*X-ray Absorption Fine Structure*) se baseia no efeito fotoelétrico por raios X, onde um elemento libera um elétron de um orbital interno após a absorção de um fóton com energia na região dos raios X ([Figura 3.3](#)). Um espectro típico XAFS apresenta duas regiões, uma borda de absorção (XANES – *X-ray Absorption Near Edge Structure*) e uma região de oscilações que se estende a energias acima da borda (EXAFS – *Extended X-ray Absorption Fine Structure*) ([Figura 3.4](#)).



**Figura 3.3** Ilustração da absorção de raios X por um elemento, seguida da ejeção de um elétron interno (adaptado da referência [3]).

Neste trabalho foi estudada a região da borda, chamada de Estrutura de alta resolução da borda de absorção (XANES). Nessa região espectral, o elétron é ejetado do átomo absorvedor com baixa energia cinética, sendo assim mais sensível a detalhes da estrutura eletrônica, fornecendo informações importantes sobre o estado de oxidação deste elemento. Portanto, consiste em uma poderosa ferramenta para elucidar os diferentes estados de oxidação dos elementos [3].



**Figura 3.4** Espectro de XAFS para a borda K do Fe para o composto FeO, mostrando as regiões de absorção XANES e EXAFS (adaptado da referência [3]).

As medidas espectrais de XANES para o elemento S das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  não dopadas ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) foram realizadas na linha de luz SXS (*Soft X-ray Spectroscopy*) do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), em Campinas-SP. Os espectros de absorção foram obtidos na região 2460–2500 eV com resolução espectral  $\Delta E = 0,45$  eV, usando um monocromador de cristal duplo de Si (111). Foi empregado o sistema de detecção *Total Electron Yield* (*Keithley electrometer, model 6514*). Também foram registrados os espectros XANES dos compostos FeS, S,  $\text{Na}_2\text{SO}_3$  e  $\text{CaSO}_4$ , a fim de obter padrões espectrais para os diferentes estados de oxidação do enxofre (2-, 0, 4+ e 6+, respectivamente).

### 3.2.5 Espectroscopia de fotoluminescência na região do UV–Visível

Os espectros de excitação e emissão das matrizes dopadas com o íon  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ ) e co-dopadas ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ) foram registrados a temperatura ambiente (298 K) e a baixa temperatura (77 K), usando um espectrofluorímetro SPEX - *Fluorolog 2*. Foi utilizada uma lâmpada de Xenônio de 450 W como fonte de excitação, bem como monocromadores

duplos de excitação e emissão SPEX 1680. Os diagramas de cromaticidade CIE foram determinados a partir dos espectros de emissão com o auxílio do software SpectraLux 2.0 [4].

As curvas de decaimento da luminescência da transição  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  para os materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  foram registradas em um espectrofluorímetro *Horiba Jobin Yvon - Fluorolog 3*, pertencente ao Laboratório Multiusuário de Espectroscopia Óptica Avançada (IQ-UNICAMP). Os materiais foram excitados na banda de absorção atribuída a transição  ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  (396 nm), empregando uma lâmpada pulsada de Xenônio de 150 W e, como sistema de detecção, utilizou-se uma fotomultiplicadora Hamamatsu R928P.

As curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foram registradas no intervalo de 0 a 1500 s, a temperatura ambiente. As amostras foram previamente excitadas na banda de transferência de carga ligante-metal LMCT  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ , no período de 5 minutos.

No caso dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ), os espectros de excitação e emissão foram registrados utilizando um espectrofluorímetro *Horiba Jobin Yvon - Fluorolog 3*, com lâmpada de Xenônio de 450 W como fonte de excitação, monocromadores de excitação e emissão simples (iHR320) e detector *Synapse Horiba Jobin Yvon E2V CCD30* com resolução de 1024x256 pixels. Os dados foram coletados em ângulo de  $22,5^\circ$  (*front face*). O decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foi registrado no intervalo de 0 a 240 s, a temperatura ambiente, com excitação prévia das amostras por 10 minutos.

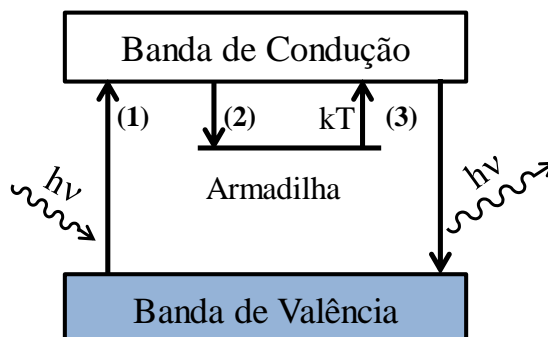
Vale ressaltar que os espectros de emissão da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foram registrados em função do tempo, no intervalo de 0 a 240 s, excitando as amostras previamente por 2 e 5 minutos, no caso dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$ , e 10 minutos para os compostos dopados com  $\text{Yb}^{3+}$ .

### 3.2.6 Micrografias de fluorescência na região *Vis-NIR*

Com o objetivo de registrar a emissão na região do *NIR*, foram realizadas micrografias de fluorescência do material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , usando um microscópio Nikon Eclipse com 10x de magnificação ótica. Um laser YAG:Nd<sup>3+</sup> ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) foi utilizado como fonte de excitação. As imagens foram registradas empregando uma câmera Nikon NS-QI1, com tempo de integração ajustado para 4,0 segundos. Os espectros de emissão foram registrados a partir de uma fotomultiplicadora PMT F900, empregando monocromadores de emissão simples e filtros tipo *edge* de 550 e 715 nm. O aparelho procedente da *Edinburgh Instruments* pertence ao Laboratório de Processos Foto-induzidos e Interface do IQ-USP.

### 3.2.7 Termoluminescência (TL)

A termoluminescência ou luminescência termoestimulada é um processo de emissão de luz que ocorre através do aquecimento de uma amostra após cessada a absorção de energia luminosa. O fenômeno de TL evidencia a presença de energia luminosa armazenada em um material por meio de elétrons ou buracos armadilhados nos defeitos do sistema (ex: vacâncias) [5,6]. De forma geral, a termoluminescência pode ser resumida em três processos (Figura 3.5): 1) absorção de luz, 2) armadilhamento do elétron ou buraco (armazenamento de energia) e 3) emissão de luz após a absorção de energia térmica.



**Figura 3.5** Esquema do fenômeno da termoluminescência: 1) absorção de luz, 2) processo de armadilhamento e 3) emissão de luz após a absorção de energia térmica [7].



O esquema de termoluminescência ilustrado na [Figura 3.5](#) pode ser considerado como de cinética de primeira ou segunda ordem. Na cinética de primeira ordem, o elétron ou buraco armadilhado retorna para banda de condução e sofre decaimento radiativo ([equação 3.4](#)). Na cinética de segunda ordem, o elétron ou buraco que retorna para a banda de condução pode decair emitindo luz ou ser novamente armadilhado ([equação 3.5](#)) [6,8].

$$\rho = \tau^{-1} = s e^{(-E/kT)} \quad (3.4)$$

$$\rho' = \tau^{-1} = \frac{s}{N} e^{(-E/kT)} \quad (3.5)$$

Nas [equações 3.4 e 3.5](#),  $\rho$  é a probabilidade do elétron ou buraco ser liberado da armadilha ( $\rho'$ : probabilidade de segunda ordem),  $\tau$  é o tempo médio que o elétron ou buraco permanece na armadilha,  $s$  é o fator de frequência (em  $s^{-1}$ ), que fornece informações acerca da facilidade do elétron sair da armadilha,  $N$  é a concentração de armadilhas disponíveis com mesma energia,  $E$  é a energia da armadilha em relação à banda de condução ou banda de valência,  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  é a temperatura em Kelvin [6]. Nota-se que o fenômeno de termoluminescência é controlado pelo termo de distribuição de Boltzmann. Portanto, se a armadilha possui energia  $E \gg kT$ , o elétron permanecerá armazenado nessa armadilha por um longo período de tempo.

As curvas de termoluminescência dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  foram obtidas utilizando o sistema *Daybreak TL Reader*, modelo 1100, equipado com uma fotomultiplicadora bialkali EMI 9235QA, contendo filtros Corning 7-59 e Schott BG-39 (em frente à fotomultiplicadora), pertencente ao Laboratório de Cristais Iônicos, Filmes Finos e Datação do Instituto de Física da USP (LACIFID). As curvas foram registradas com taxa de aquecimento linear de  $5 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$  no intervalo de temperatura de 50 a 400  $^\circ\text{C}$ , excitando previamente os materiais em 365 nm, por 5 min com uma lâmpada Cole Parmer 6 W. Devido à insensibilidade

da fotomultiplicadora na região do infravermelho próximo, não foi possível obter os dados de TL para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ .

### **3.2.8 Espectroscopia com radiação síncrotron na região do UV–UV vácuo**

Os espectros de excitação das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  não dopadas ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) utilizando radiação Síncrotron na região do UV–UV vácuo foram registrados na faixa de 3,6 a 13,0 eV (~345 a 95 nm), a temperatura ambiente na linha de luz TGM do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), Campinas-SP. Ressalta-se que o composto Salicilato de Sódio ( $\text{C}_7\text{H}_5\text{NaO}_3$ , ponto de fusão: 200 °C) foi utilizado com o objetivo de corrigir os espectros de excitação. O sinal de excitação foi coletado a partir de uma fibra óptica *Ocean Optics* com núcleo de 1 mm, conectada a uma fotomultiplicadora Hamamatsu R928, que opera com tensão de -1000 V.

## Referências

1. KLUG, H.P.; ALEXANDER, L.E. *X-ray powder diffraction procedures*. 2.ed. New York: Wiley, 1959. p. 491.
2. SHANNON, R.D. Revised effective ionic-radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Crystallographica Section A*, v. 32, n. 1, p. 751–767, 1976.
3. NEWVILLE, M. Fundamentals of XAFS. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, v. 78, p. 33–74, 2014.
4. SANTA-CRUZ, P.A.; TELES, F.S. *Spectra Lux Software v.2.0*, Recife: Ponto Quântico Nanodispositivos, Universidade Federal de Pernambuco, 2003.
5. CARVALHO, J. M. *Síntese e investigação espectroscópica de novos fósforos dopados com Ti e Ce<sup>3+</sup> para aplicação em luminescência persistente e iluminação de estado sólido*. 2015, 220f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.
6. SUNTA, C.M.; AYTA, W.E.F; CHUBACI J.F.D; WATANABE, S. A critical look at the kinetic models of thermoluminescence - II. Non-first order kinetics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 38, n. 1, p. 95–102, 2005.
7. RODRIGUES, L.C.V. *Preparação e desenvolvimento do mecanismo da luminescência persistente de materiais dopados com íons terras raras*. 2012, 208f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.
8. CHUNG, K.S.; CHOE, H.S.; LEE, J.I.; KIM, J.L.; CHANG, S.Y. A computer program for the deconvolution of thermoluminescence glow curves. *Radiation Protection Dosimetry*, v. 115, n. 1–4, p. 345–349, 2005.

# Capítulo 4

## Caracterização

---

4.1 Difractometria de Raios X – método do pó (DRX)

4.2 Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)

4.3 Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV)

4.4 Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES)

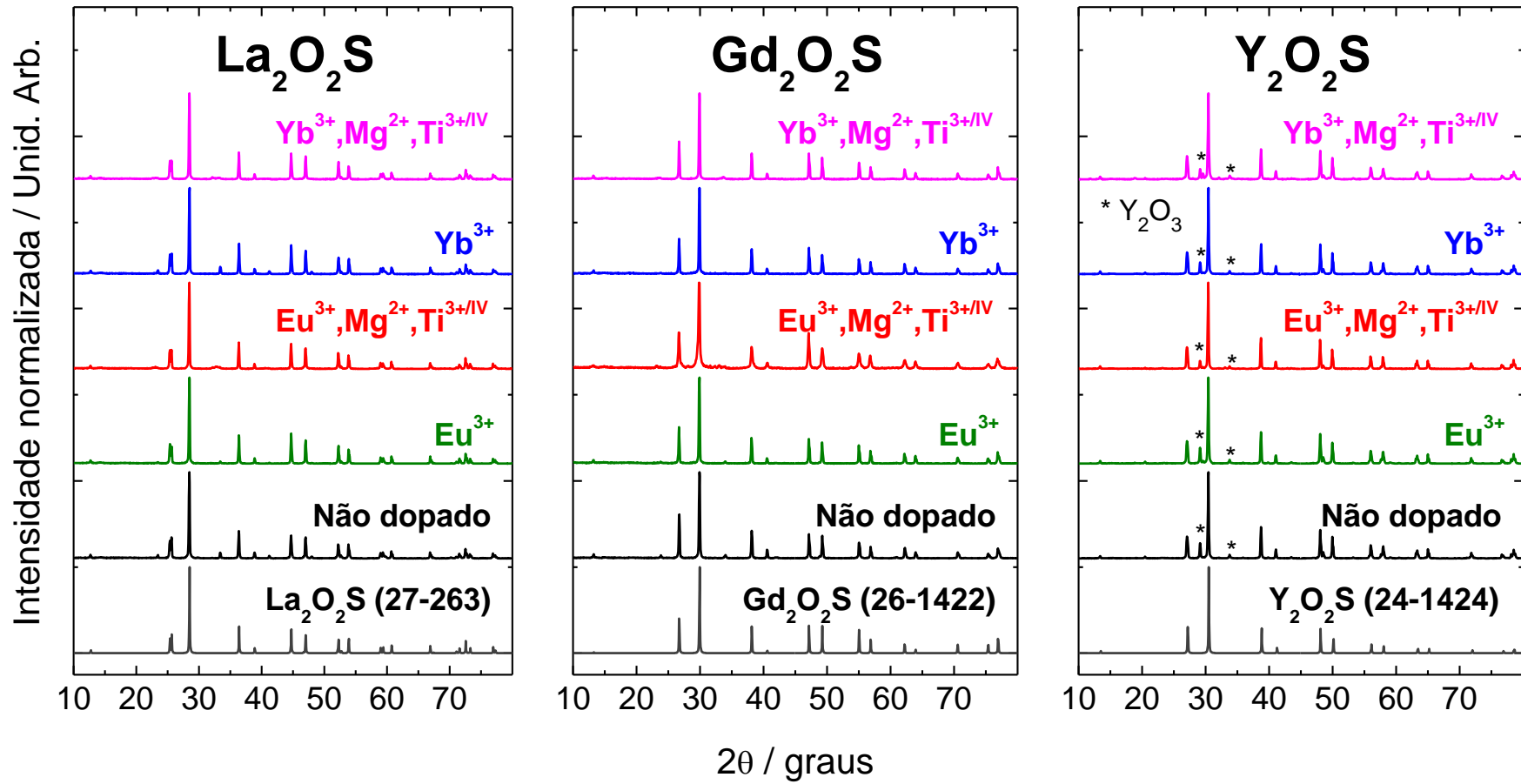
## 4. CARACTERIZAÇÃO

Com o intuito de obter informações estruturais e morfológicas, os materiais de oxissulfetos de terras raras preparados pelo método de síntese assistida por micro-ondas foram caracterizados pelas técnicas de Difratomia de Raios X – método do pó (DRX), Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) acoplada à microsonda de Energia Dispersiva de raios X (EDS), Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV) e Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES).

### 4.1 Difratomia de Raios X – método do pó (DRX)

Os difratogramas de raios X das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  não dopadas e dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) (Figura 4.1) indicam que todos os materiais apresentam estrutura cristalina trigonal (grupo espacial  $\text{P}\bar{3}\text{m}1$  N° 164, Z:1,  $a = 3.784$  e  $c = 6.589$  Å) [1]. Neste grupo cristalino, os íons  $\text{TR}^{3+}$  ocupam sítios heptacoordenados de simetria local  $\text{C}_{3v}$ , ligados a 4 átomos de O e 3 átomos de S.

De acordo com difratogramas de raios X (Figura 4.1), os materiais preparados exibem alta pureza cristalográfica, uma vez que não foram observadas impurezas oriundas dos precursores ( $\text{TR}_2\text{O}_3$ , S,  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ), exceto para os materiais de  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , que apresentam uma pequena quantidade de  $\text{Y}_2\text{O}_3$ . A reatividade dos óxidos  $\text{TR}_2\text{O}_3$  depende dos valores de suas entalpias de formação, que se tornam mais negativas com a diminuição do raio do íon  $\text{TR}^{3+}$  ( $-\Delta H_f^\circ \text{TR}_2\text{O}_3$ : La < Gd < Y) [2,3]. O caráter de ácido duro das terras raras aumenta com a diminuição do raio iônico de  $\text{La}^{3+} \rightarrow \text{Lu}^{3+}$  e, conseqüentemente, as interações TR–O tornam-se mais fortes, ao passo que as interações TR–S tornam-se mais fracas, devido ao caráter mais mole do  $\text{S}^{2-}$ . Portanto, a facilidade de formação dos oxissulfetos  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  segue a tendência  $\text{La} > \text{Gd} > \text{Y} > \text{Lu}$ , sendo o  $\text{Lu}_2\text{O}_2\text{S}$  muito mais difícil de ser sintetizado.



**Figura 4.1** Difratograma de raios X dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  não dopados,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$ ,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$

Na preparação dos materiais  $Y_2O_2S$  foi adicionado um grande excesso de enxofre na proporção 1  $Y_2O_3$  : 3 S. Mesmo assim, foi observado nos difratogramas de raios X (Figura 4.1) picos de difração de baixa intensidade (29 e 34 °), indicando a presença de uma pequena quantidade de  $Y_2O_3$  no produto final, que pode ser devido a uma porção que não reagiu, ou oriunda da decomposição térmica do próprio  $Y_2O_2S$  [4]. Em relação aos fatores entrópicos, a formação dos oxissulfetos  $TR_2O_2S$  é igualmente desfavorável para as três matrizes  $TR^{3+}$ : La, Gd e Y, ou seja, não influenciam na reatividade relativa entre os óxidos precursores.

As Leis de Hume-Rothery (*Lei de Vegard*) estabelecem uma diferença máxima de 15 % entre os raios do íon dopante e do cátion da matriz para haver uma completa solubilização [5,6]. Desse modo, os dopantes  $Eu^{3+}$  e  $Yb^{3+}$  alocam-se nos sítios  $C_{3v}$ , contudo, a substituição dos íons  $TR^{3+}$  pelos co-dopantes  $Mg^{2+}$  e  $Ti^{3+/IV}$  pode gerar maiores distorções na rede cristalina das matrizes  $TR_2O_2S$ , tanto pelas diferenças de raio quanto pela compensação de carga.

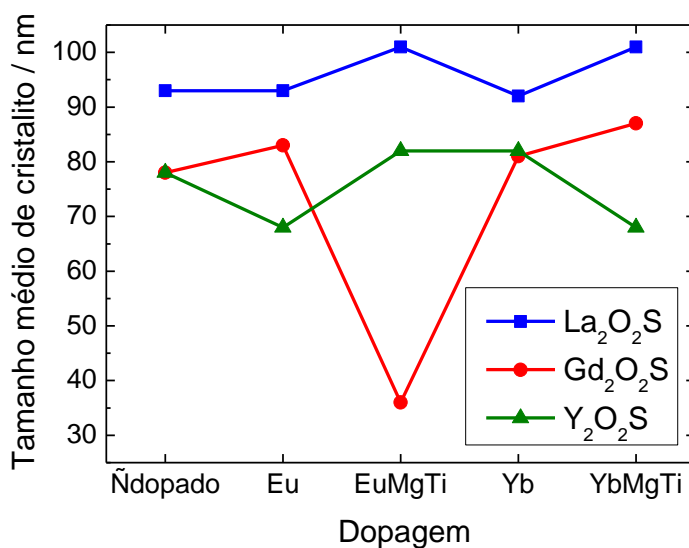
Observa-se que os valores de tamanho médio de cristalitos calculados pela equação de Scherrer (Figura 4.2) variam pouco quando são introduzidos os dopantes e co-dopantes, principalmente em relação a matriz  $La_2O_2S$ . De forma geral, essa característica está relacionada com a semelhança dos raios iônicos dos íons  $TR^{3+}$  das matrizes. Como o raio do  $La^{3+}$  é o maior dos demais cátions em questão, a sua substituição pelos íons  $Eu^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ,  $Mg^{2+}$  e  $Ti^{3+/IV}$  tem um menor efeito na distorção da célula unitária da matriz.

A mesma tendência também é observada para os materiais de  $Gd_2O_2S$ , entretanto, o valor calculado do tamanho médio de cristalito para o material  $Gd_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  é destoante dos demais. Vale informar que a síntese deste material foi refeita quatro vezes, mesmo assim os seus valores de tamanho de cristalito médio encontram-se sempre na faixa 36–38 nm, indicando uma maior perturbação para este sistema. O comportamento anômalo deste material específico necessita de um estudo mais aprofundado. É observado uma maior variação nos tamanhos dos cristalitos para os materiais de  $Y_2O_2S$  em função dos diferentes dopantes, devido

ao menor raio iônico do  $Y^{3+}$ . Ademais, pode ser devido a presença de uma pequena quantidade de  $Y_2O_3$  evidenciada pelos dados DRX, que pode influenciar os valores calculados, influenciando maiores distorções na rede cristalina.

**Tabela 4.1** Tamanhos médios de cristalito das matrizes  $TR_2O_2S$  não-dopadas ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y) e dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+}$ ,  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ ,  $TR_2O_2S:Yb^{3+}$  e  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ .

	$La_2O_2S$	$Gd_2O_2S$	$Y_2O_2S$
Não dopado	93	78	78
$Eu^{3+}$	93	83	68
$Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$	101	36	82
$Yb^{3+}$	92	81	82
$Yb^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$	101	87	68



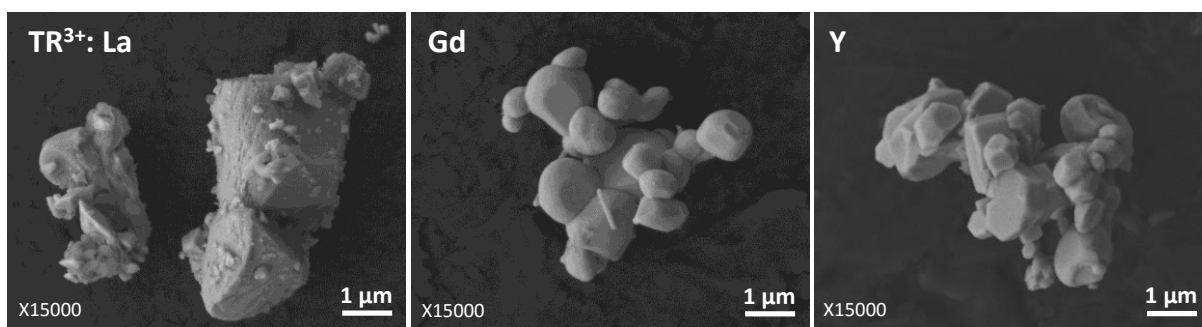
**Figura 4.2** Tamanhos médios de cristalito das matrizes em função dos dopantes. Nota-se a pouca variação dos valores, especialmente para os materiais  $La_2O_2S$ , e o valor destoante encontrado para o material  $Gd_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ .



## 4.2 Microscopia eletrônica de varredura (MEV)

As imagens de microscopia eletrônica de varredura dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) foram registradas a fim de averiguar as características morfológicas dos oxissulfetos de terras raras preparados pelo método assistido por micro-ondas (Figura 4.3). Observa-se que as partículas dos materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  são semelhantes, pois apresentam distribuição de tamanho parecida (0,5–2,0  $\mu\text{m}$ ) e um certo grau de sinterização.

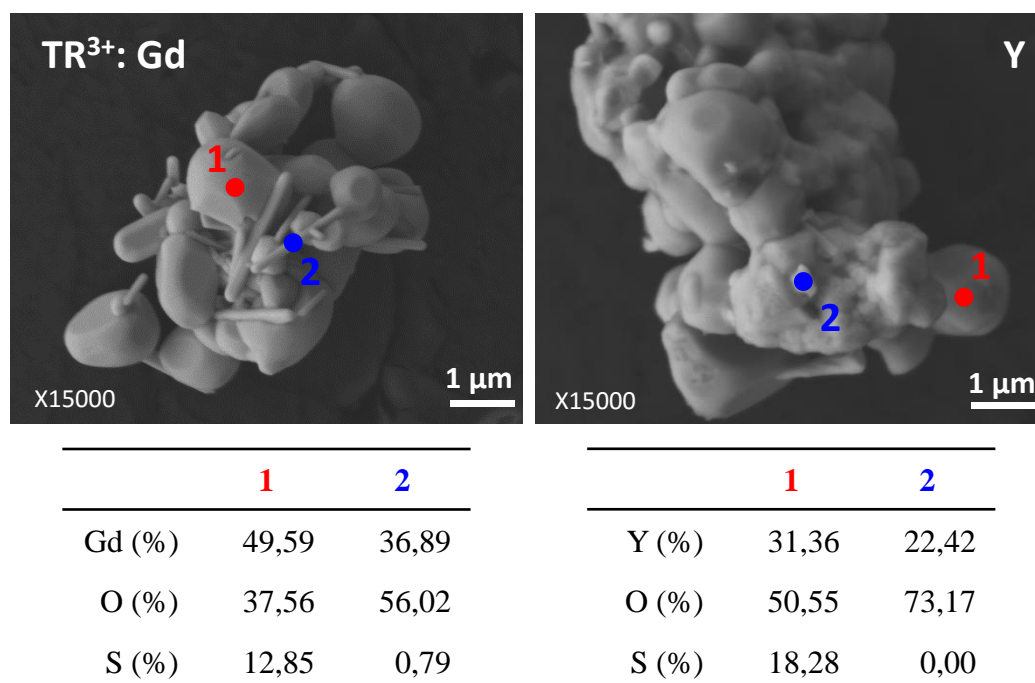
No material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ , os cristais apresentam faces bem definidas e é possível observar partículas com simetria hexagonal, oriundas do sistema cristalino trigonal (grupo espacial  $\text{P}\bar{3}\text{m}1$ ). Por outro lado, os cristais referentes ao material  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  apresentam bordas mais arredondadas e um maior grau de sinterização. Os tamanhos relativos de partícula sugerem que existe um crescimento baseado no mecanismo de amadurecimento de Ostwald [7], apesar do curto tempo de síntese em micro-ondas.



**Figura 4.3** Micrografias dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  –  $\text{TR}^{3+}$ : La (esquerda), Gd (centro) e Y (direita), sob magnificação de X15000.

No caso dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ , as partículas apresentam um elevado grau de aglomeração e sinterização, corroborando com a maior reatividade do  $\text{La}_2\text{O}_3$  em relação aos óxidos  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  e  $\text{Y}_2\text{O}_3$ . Além do mais, o ponto de fusão do  $\text{La}_2\text{O}_3$  (2256 °C) é relativamente menor que os pontos de fusão do  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (2339, °C) e do  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (2436 °C) [3], o que também contribui com os processos de sinterização.

A partir das imagens de MEV dos materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  foram observadas partículas de morfologia cilíndrica e de menor tamanho quando comparadas aos cristais facetados presentes nessas amostras (Figura 4.4). Com estas informações foi possível evidenciar por meio das análises de energia dispersiva de raios X (EDS) (Figura 4.4) que os cristais facetados (“pontos 1”) correspondem à fase oxissulfetos, como esperado. Já os dados de EDS confirmaram que as partículas cilíndricas (“pontos 2”) não apresentam o elemento S, de acordo com a proporção TR:O, sugerindo que consistem de pequenas partículas de óxidos  $\text{TR}_2\text{O}_3$ . Não é comum partículas de óxidos de terras raras apresentarem morfologia cilíndrica, o que sugere que essas partículas se formaram devido ao tratamento térmico assistido pela radiação micro-ondas, possivelmente pela decomposição dos oxissulfetos formados.



**Figura 4.4** Micrografias de EDS dos materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (esquerda) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (direita), sob magnificação de X15000, apresentando os valores %-mol dos elementos TR (Gd e Y), O e S sob os pontos demarcados.

Apesar da presença destas pequenas impurezas de  $\text{TR}_2\text{O}_3$ , os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  obtidos apresentam uma dispersão homogênea de partículas, indicando que a metodologia

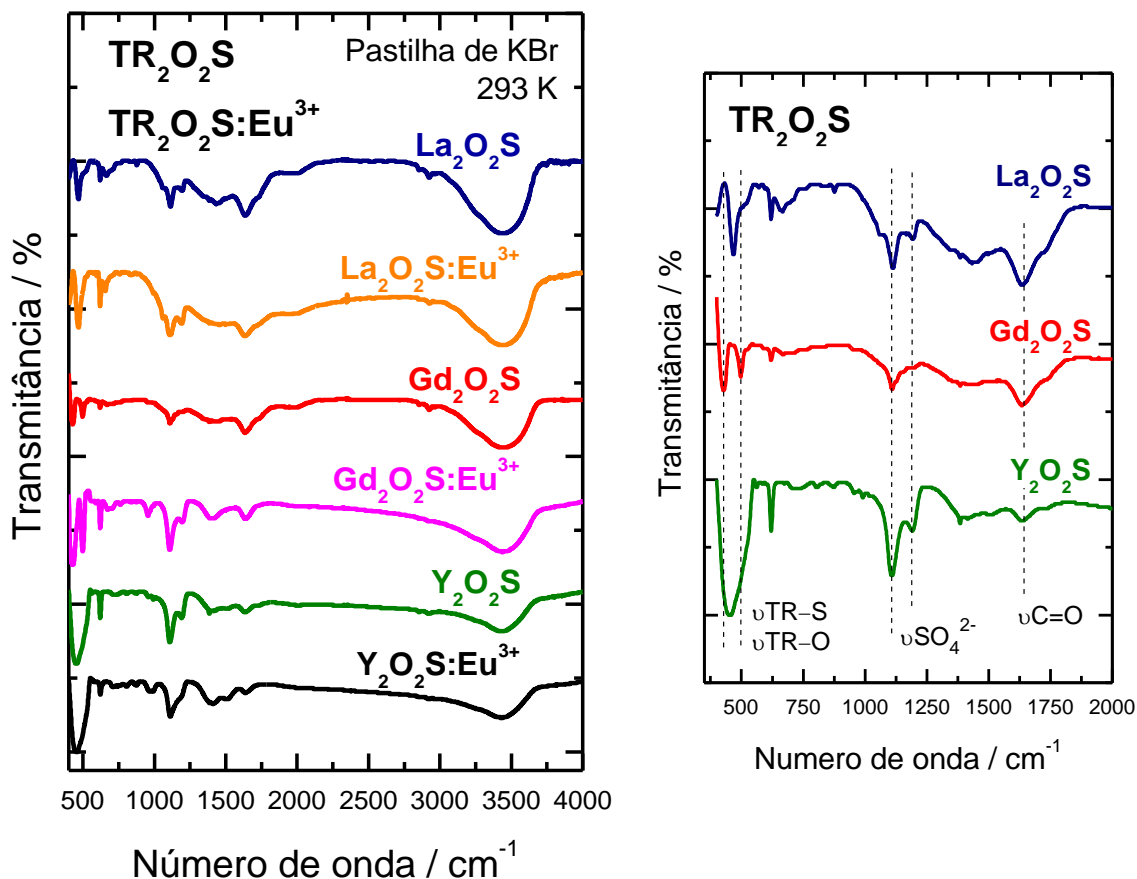
assistida por micro-ondas é capaz de preparar materiais com alta homogeneidade, devido ao baixo gradiente de temperatura sobre a amostra durante a síntese.

### 4.3 Espectroscopia de absorção no infravermelho (IV)

Observa-se que os espectros de absorção no infravermelho das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S não dopadas e dos materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup> (Figura 4.5) são semelhantes entre si, mostrando que a influência do dopante Eu<sup>3+</sup> é muito pequena. Além da banda de absorção larga relativa ao estiramento O–H (~3500 cm<sup>-1</sup>), oriunda da umidade da pastilha de KBr, é possível observar bandas de absorção atribuídas aos estiramentos TR–S e TR–O (400–520 cm<sup>-1</sup>) [9–11]. A presença dessas bandas de absorção na região de baixa energia indica a efetiva formação das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S. Observa-se também o deslocamento dessas bandas para maiores frequências com a diminuição do raio do cátion da matriz do La<sup>3+</sup> ao Y<sup>3+</sup>.

As bandas de absorção observáveis em 1635 cm<sup>-1</sup> em todos os compostos foram atribuídas ao estiramento C=O [12]. Este dado indica a presença de carbonato nas amostras, oriunda tanto da decomposição incompleta do fluxo de Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> empregado, quanto da adsorção de CO<sub>2(g)</sub>.

As duas bandas de absorção observadas em 1100 e 1190 cm<sup>-1</sup> estão relacionadas aos modos vibracionais do íon SO<sub>4</sub><sup>2-</sup> [12,16], o que não era esperado, pois a estrutura dos oxissulfetos não apresenta ligações S–O. Este dado sugere que o elemento S sofreu oxidação após o tratamento térmico assistido por micro-ondas, o que é plausível, visto que os processos de aquecimento dielétrico assistido por micro-ondas para estes materiais não são completamente elucidados. Para investigar os estados de oxidação do S e compreender os processos ocorridos durante a síntese dos materiais, foram realizadas análises espectrais de XANES das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S não dopadas.

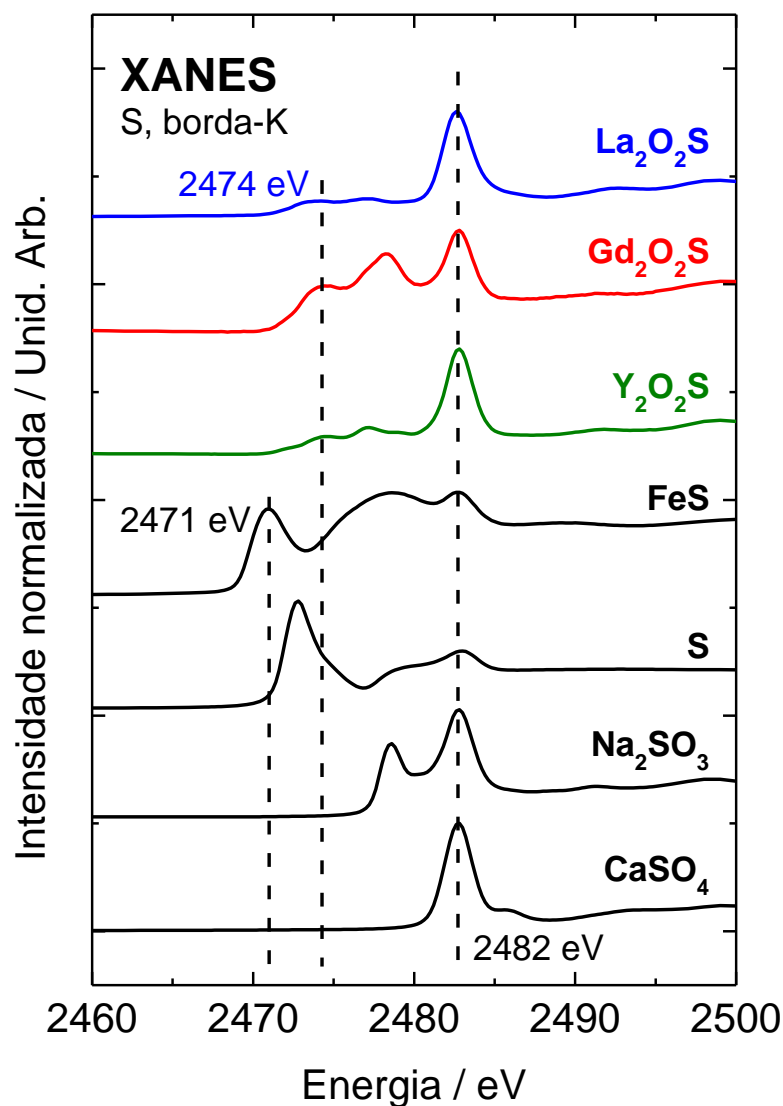


**Figura 4.5** Espectros de IV das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S não dopadas e dos materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup> (esquerda); detalhe de 400 a 2000 cm<sup>-1</sup> para os espectros de IV das matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S não dopadas (direita).

#### 4.4 Espectroscopia de absorção de raios X próximo à borda (XANES)

A espectroscopia de absorção de raios X na região de borda (XANES) utilizando radiação síncrotron é uma técnica poderosa na determinação dos estados de oxidação do enxofre em diferentes ambientes químicos. Sabe-se que quanto maior o estado de oxidação, maior a energia das bordas de absorção K e L<sub>II,III</sub> do enxofre, por exemplo, a energia da borda-K pode variar de 2470 a 2482 eV desde das espécies sulfetos (S<sup>2-</sup>) até os sulfatos (S<sup>VI</sup>) [13].

Os perfis espectrais de XANES dos padrões Na<sub>2</sub>SO<sub>3</sub>, CaSO<sub>4</sub>, FeS e S elementar foram ilustrados na Figura 4.6 e estão de acordo com a literatura [13,14].



**Figura 4.6** Espectros XANES das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) não dopadas e dos padrões medidos para análise dos estados de oxidação do enxofre.

As matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentam perfis espectrais de XANES semelhantes (Figura 4.6), em especial os compostos  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , exibindo duas bandas de absorção de baixa intensidade em 2474 e 2477 eV e uma banda de absorção de maior intensidade em torno de 2482 eV. A banda de absorção localizada em 2474 eV está relacionada à borda-K da espécie  $\text{S}^{2-}$ , valor um pouco deslocado em relação à borda-K no padrão  $\text{FeS}$  (2471 eV) (Figura 4.6). Entretanto, sabe-se que a posição de energia da borda-K da espécie  $\text{S}^{2-}$  está intimamente ligada ao ambiente químico em volta dos íons  $\text{S}^{2-}$ , podendo variar de 2470 a 2475 eV, consistente com a referência

[14]. O ambiente químico experimentado pelos íons  $S^{2-}$  nas matrizes  $TR_2O_2S$  e no padrão  $FeS$  é bastante distinto devido à natureza dos íons metálicos em questão, de modo que o valor de 2474 eV é coerente para a borda-K dos materiais  $TR_2O_2S$ .

A banda de absorção em torno de 2482 eV corresponde à região de absorção da borda-K para o maior estado de oxidação do enxofre ( $S^{VI}$ ), conforme o espectro XANES do padrão de  $CaSO_4$  (Figura 4.6). A presença desta banda de absorção é um indicativo da espécie  $SO_4^{2-}$ , sugerindo que as matrizes  $TR_2O_2S$  apresentam uma determinada quantidade íons sulfato. Também é possível observar que a banda de absorção para a espécie  $SO_4^{2-}$  é menos intensa na matriz  $Gd_2O_2S$  quando comparada com as matrizes  $La_2O_2S$  e  $Y_2O_2S$ , indicando uma menor quantidade de espécies  $SO_4^{2-}$  na matriz  $Gd_2O_2S$ . Este resultado corrobora com os dados de infravermelho, pois são observadas bandas de absorção IV menos intensas relacionadas aos modos vibracionais  $\nu SO_4^{2-}$  nos materiais de  $Gd_2O_2S$ .

A presença de espécies  $SO_4^{2-}$  nas matrizes  $TR_2O_2S$  se dá pelos processos químicos ocorridos durante a síntese desses materiais. A reação de formação dos oxissulfetos consiste basicamente no aquecimento dielétrico dos precursores  $TR_2O_3$ , S e  $Na_2CO_3$  à altas temperaturas ( $\sim 1500$  °C), provocando a redução do enxofre elementar a  $S^{2-}$  a partir da atmosfera de  $CO_{(g)}$  gerada pela combustão incompleta do susceptor de micro-ondas (carvão ativo). Na temperatura de síntese, o fluxo de  $Na_2CO_3$  promove a difusão das substâncias, favorecendo a formação dos  $TR_2O_2S$ . Contudo, de acordo com Machida e colaboradores [15], processos de interconversão  $TR_2O_2S/TR_2O_2SO_4$  são passíveis de ocorrer sob altas temperaturas e em função da atmosfera redutora/oxidante. Desse modo, as espécies oxidadas de S, ou  $SO_4^{2-}$ , são possivelmente originadas após a formação da fase  $TR_2O_2S$ . Além disso, a formação dessas espécies  $SO_4^{2-}$  deve ser preferencial na superfície dos materiais, onde há um maior contato com a atmosfera do meio reacional.

A diferença da quantidade de íons  $\text{SO}_4^{2-}$  observado para as matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) se deve a características intrínsecas destes sistemas. O caráter mais duro do  $\text{Y}^{3+}$  confere uma menor estabilidade para o  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , visto que as interações Y–S são relativamente mais fracas que as interações La–S e Gd–S. Portanto, a formação das espécies  $\text{SO}_4^{2-}$  torna-se favorecida sob as altas temperaturas atingidas na síntese. No entanto, a presença de espécies  $\text{SO}_4^{2-}$  nas matrizes  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  é devida a morfologia das partículas (Figura 4.3). Em vez das partículas do composto  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentarem cristais bem definidos, mostram-se aglomeradas e rugosas, o que deve favorecer os processos de oxidação de superfície. Já a matriz  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  é um ponto intermediário entre os compostos  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , pois apresenta interações Gd–S relativamente fortes e cristais cuja superfícies são bem definidas, dificultando a formação de espécies oxidadas de S.

## Referências

1. BETTENTRUP, H.; ESKOLA, K.O.; HÖLSÄ, J.; KOTLOV, A.; LASTUSAARI, M.; MALKAMÄKI, M. Luminescence properties of  $\text{Eu}^{3+}$  and  $\text{Ti}^{\text{IV}}/\text{Zr}^{\text{IV}}$  doped yttrium oxysulfides ( $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Ti}^{\text{IV}}/\text{Zr}^{\text{IV}}$ ). *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, v. 15, 012085, 2010.
2. PEARSON, R.G. Hard and soft acids and bases. *Journal of the American Chemical Society*, v. 85, n. 22, p. 3533–3539, 1963.
3. ADACHI, G.; IMANAKA, N.; KANG, Z.C. *Binary Rare Earth Oxides*. Kluwer Academic publishers, 2004, 257p.
4. AKILA, R.; JACOB, K.T.; SHUKLA, A.K.; Gibbs energies of formation of rare earth oxysulfides. *Metallurgical and Materials Transactions B*, v. 18, p. 163–168, 1987.
5. MISUTANI, U. *Hume-Rothery Rules for Structurally Complex Alloy Phases*. CRC Press, 2010, 356p.
6. VEGARD, L. Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. *Zeitschrift für Physik*, v. 5, n. 1, p. 17–26, 1921.
7. KAHLWEIT, M. Ostwald ripening of precipitates. *Advances in Colloid and Interface Science*, v. 5, p. 1–35, 1975.
8. SOVERS, O.J.; YOSHIOKA, T. Fluorescence of Trivalent-Europium-Doped Yttrium Oxysulfide. *The Journal of Chemical Physics*, v. 49, p. 4945–4954, 1968.
9. HIRAI, T.; ORIKOSHI, T. Preparation of yttrium oxysulfide phosphor nanoparticles with infrared-to-green and -blue upconversion emission using an emulsion liquid membrane system. *Journal of Colloid and Interface Science*, v. 273, p. 470–477, 2004.
10. DENG, S.; XUE, Z.; LIU, Y.; LEI, B.; XIAO, Y.; ZHENG, M. Synthesis and characterization of  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{4+}$  hollow nanospheres via a template-free route. *Journal of Alloys and Compounds*, v. 542, p. 207–212, 2012.
11. THIRUMALAI, J.; CHANDRAMOHAN, R.; SEKAR, M.; RAJACHANDRASEKAR, R.  $\text{Eu}^{3+}$  doped yttrium oxysulfide quantum structures—structural, optical and electronic properties. *Journal of Nanoparticle Research*, v. 10, p. 455–463, 2008.
12. NAKAMOTO, K. *Infrared and Raman Spectra of Inorganic and Coordination Compounds: Part A: Theory and Applications in Inorganic Chemistry*. John Wiley & Sons, 6<sup>a</sup> ed, 2009.
13. FLEET, M.E.; LIU, X.; HARMER, S.L.; KING, P.L. Sulfur K-edge XANES spectroscopy: Chemical state and content of sulfur in silicate glasses. *The Canadian Mineralogist*, v. 43, p. 1605–1618, 2005.
14. FLEET, M.E. XANES spectroscopy of sulfur in Earth materials. *The Canadian Mineralogist*, v. 43, p. 1811–1838, 2005.



15. MACHIDA, M.; KAWAMURA, K.; ITO, K.; IKEUE, K. Large-Capacity Oxygen Storage by Lanthanide Oxysulfate/Oxysulfide Systems. *Chemistry of Materials*, v. 17, p. 1487–1492, 2005.
16. PEAK, D.; FORD, R.G.; SPARKS, D.L. An in Situ ATR-FTIR Investigation of Sulfate Bonding Mechanisms on Goethite. *Journal of Colloid and Interface Science*, v. 218, p. 289–299, 1999.

# Capítulo 5

## Estudo da fotoluminescência

---

5.1 Materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$

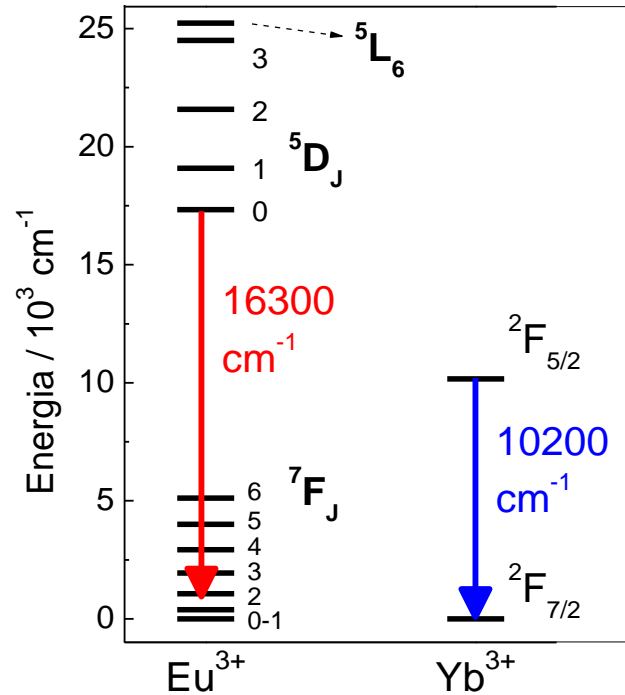
5.2 Materiais dopados com o íon  $\text{Yb}^{3+}$

## 5. ESTUDO DA FOTOLUMINESCÊNCIA

Vale destacar que neste capítulo será reportado o estudo da fotoluminescência “convencional” dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ) e dopados com  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ). Desse modo, o fenômeno da Luminescência Persistente dos materiais em questão será discutido no capítulo 6.

Os níveis de energia dos íons európio e itérbio trivalentes são muito distintos (Figura 5.1). O íon  $\text{Eu}^{3+}$  ( $4f^6$ ) apresenta 3003 níveis de energia quando submetido ao campo ligante, dos quais os principais são os níveis de menor energia  ${}^7\text{F}_{0-6}$ , onde  ${}^7\text{F}_0$  é estado fundamental, e os níveis emissores  ${}^5\text{D}_{0-3}$ . A principal banda de emissão do íon  $\text{Eu}^{3+}$  advém da transição  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$ , e a diferença de energia entre os níveis  ${}^5\text{D}_0$  e  ${}^7\text{F}_2$  gira em torno de  $16300 \text{ cm}^{-1}$ , originando bandas de emissão finas na região do vermelho. Também é possível observar bandas de emissão provenientes dos níveis mais excitados  ${}^5\text{D}_{1-3}$  e, portanto, a cor de emissão resultante pode ser deslocada para regiões de maior energia [1,2].

Por sua vez, o íon  $\text{Yb}^{3+}$  ( $4f^{13}$ ) apresenta apenas dois níveis de energia,  ${}^2\text{F}_{7/2}$  (fundamental) e  ${}^2\text{F}_{5/2}$  (excitado), cuja diferença de energia é de aproximadamente  $10200 \text{ cm}^{-1}$  (Figura 5.1), o que origina uma emissão na região do infravermelho próximo (*Near infrared* - *NIR*). Apesar deste íon apresentar apenas dois níveis de energia, pode ser observada mais de uma banda de emissão devido aos desdobramentos dos níveis intraconfiguracionais, gerados pela perturbação do campo ligante.



**Figura 5.1** Comparação entre as estruturas dos níveis de energia dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$ , apresentando os valores de energia aproximados das suas principais bandas de emissão.

Apesar da diferença na estrutura dos níveis de energia das transições 4f–4f dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$ , os níveis de energia de seus estados fundamentais ( ${}^7\text{F}_0$  e  ${}^2\text{F}_{7/2}$ , respectivamente) são bem semelhantes dentro do *band gap* de uma matriz inorgânica [3,4]. Portanto, o estudo da fotoluminescência dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) é importante devido ao íon  $\text{Eu}^{3+}$  atuar como uma sonda espectroscópica eficiente. Esta característica fotônica auxiliará na elucidação de diversas propriedades sobre a estrutura e simetria dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ).

## 5.1 Materiais dopados com o íon $\text{Eu}^{3+}$

### 5.1.1 Espectros de excitação

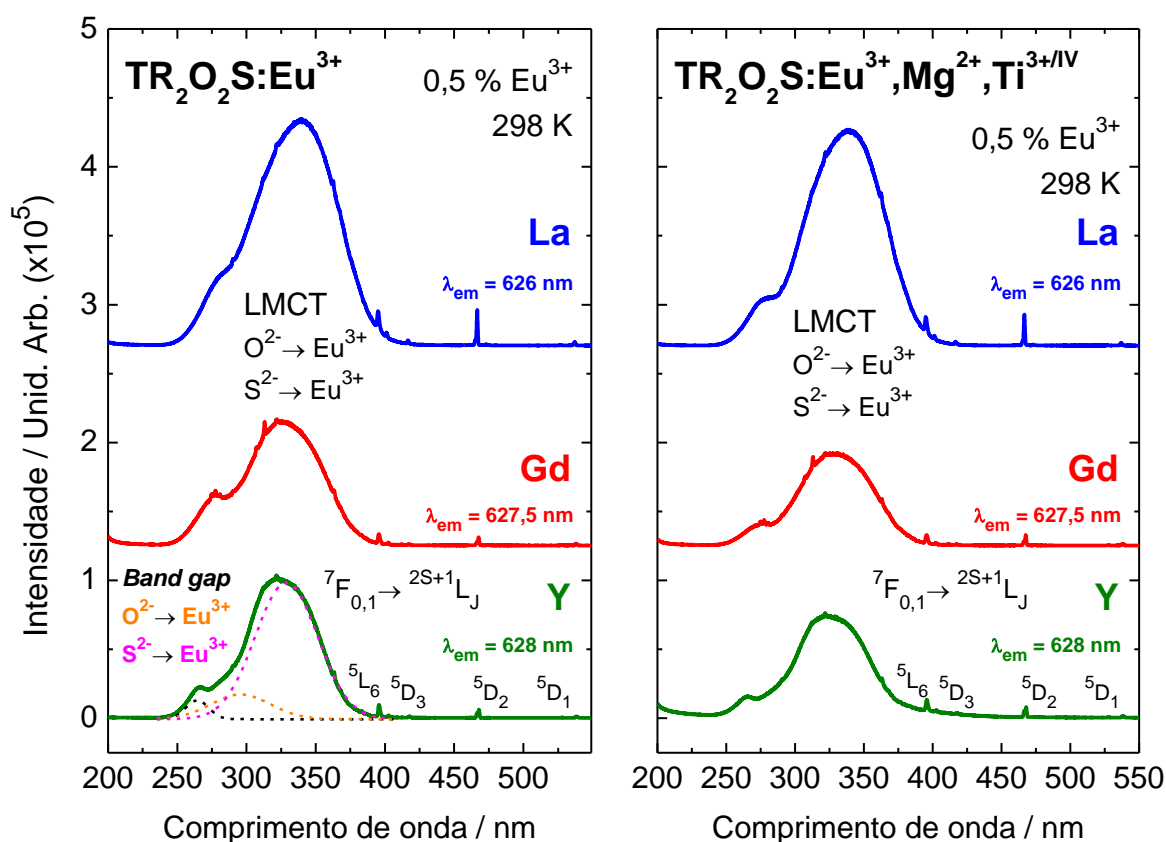
Na [Figura 5.2](#) estão ilustrados os espectros de excitação dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y), registrados a temperatura ambiente (298 K) e monitorados na transição hipersensível  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  (~627 nm). Os espectros apresentam perfis semelhantes e exibem três bandas de absorção largas sobrepostas, uma de menor intensidade na região de maior energia (250–280 nm) e duas de maior intensidade, localizadas em menor energia (275–420 nm).

As bandas de absorção largas localizadas em maior energia ([Figura 5.2](#)) são atribuídas à absorção das matrizes  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  e encontram-se centradas em 280, 275 e 265 nm, respectivamente [5,6]. Os valores de energia encontrados estão em concordância com os dados de *band gap* de 4,4 ( $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ), 4,6 ( $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ ) e 4,8 eV ( $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ ) reportados nas referências [7–9].

As bandas de absorção largas encontradas na região de menor energia são atribuídas às transições de transferência de carga ligante-metal (LMCT)  $\text{O}^{2-}(2p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$  e  $\text{S}^{2-}(3p) \rightarrow \text{Eu}^{3+}(4f^6)$ , centradas em 337 ( $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ), 328 ( $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ) e 320 nm ( $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ). Estas bandas estão sobrepostas e deslocam-se para o vermelho com o aumento do raio do cátion da matriz. A influência do campo ligante torna-se maior devido à diminuição das distâncias de ligação TR–O e TR–S. O espectro de excitação do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  foi deconvoluído na [Figura 5.2](#), apresentando as contribuições das bandas relativas ao *band gap* (264 nm), e às transições LMCT  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  (290 e 328 nm, respectivamente).

Ademais, é possível notar bandas de absorção finas de baixa intensidade relativas às transições intraconfiguracionais 4f do íon  $\text{Eu}^{3+}$ :  $^7\text{F}_{0,1} \rightarrow ^5\text{L}_6$  (396 nm) e  $^7\text{F}_{0,1} \rightarrow ^5\text{D}_J$ , sendo  $J = 3$  (417 nm),  $J = 2$  (466 nm) e  $J = 1$  (538 nm). Vale ressaltar que a alta intensidade das bandas

de absorção atribuídas às transições LMCT comparadas às transições 4f–4f do íon  $\text{Eu}^{3+}$  indicam uma eficiente transferência de energia matriz– $\text{Eu}^{3+}$ .



**Figura 5.2** Espectros de excitação dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (esquerda) e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (direita) ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y) registrados a temperatura ambiente. As linhas pontilhadas no interior do espectro de excitação do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  correspondem à deconvolução deste espectro nas curvas relativas ao band gap e às bandas LMCT  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ .

Nos materiais co-dopados com  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$  também estão presentes as bandas LMCT  $\text{O}^{2-}(2p) \rightarrow \text{Ti}^{3+}(3d^1)$  e  $\text{S}^{2-}(3p) \rightarrow \text{Ti}^{3+}(3d^1)$ , sobrepostas na mesma faixa de energia que as transições LMCT para o íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Nota-se também que a banda de menor energia estende-se até 430 nm para o composto  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , indicando que as transições  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$  estão presentes em energias um pouco menores que as transições  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  [6].

As bandas de absorção finas observadas em 313 nm nos materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  são atribuídas à transição  $^8\text{S}_{7/2} \rightarrow ^6\text{P}_{7/2}$  do íon  $\text{Gd}^{3+}$  [10]. A intensidade desta banda em comparação com as bandas LMCT indica que o processo de transferência de energia  $\text{Gd}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  também ocorre nestes materiais.

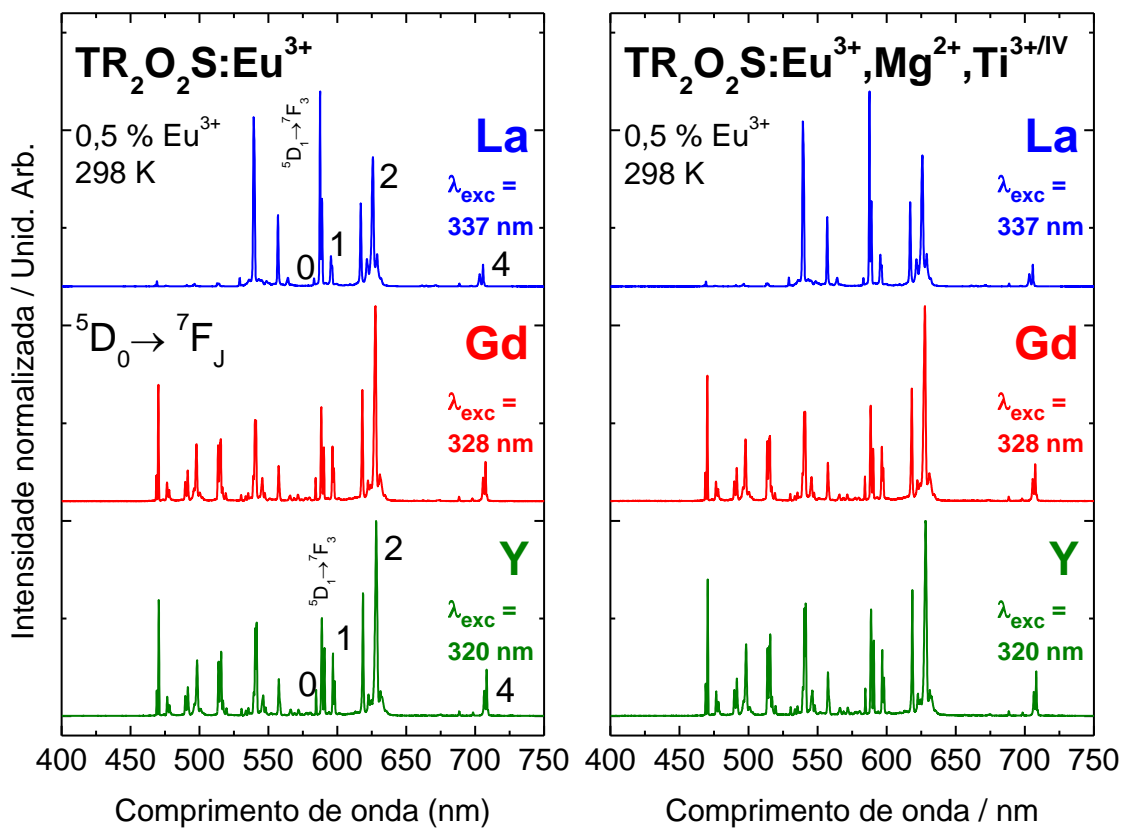
### 5.1.2 Espectros de emissão

Os espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) registrados 298 K (Figura 5.3) apresentam uma grande quantidade de bandas finas de emissão. As bandas relativas à transição hipersensível  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  estão localizadas em 626 ( $15974 \text{ cm}^{-1}$ ), 627 ( $15948 \text{ cm}^{-1}$ ) e 628 nm ( $15923 \text{ cm}^{-1}$ ) para os materiais baseados em  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , respectivamente. Estes valores de energia representam um significativo deslocamento dessas bandas de emissão para regiões de menor energia quando comparados com o valor de 613 nm atribuído a transição  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  dopado em matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_3$  [1,10]. O deslocamento para o vermelho sugere um maior grau de covalência das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  em relação aos compostos  $\text{TR}_2\text{O}_3$ .

Os íons terras raras nas matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  ocupam o sítio de simetria  $\text{C}_{3v}$  heptacoordenado [9,11]. A presença de apenas uma banda centrada em  $17112 \text{ cm}^{-1}$  nos espectros de emissão, atribuída a transição  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_0$  (Figura 5.3), indica que o íon  $\text{Eu}^{3+}$  ocupa apenas um sítio de simetria. É possível observar que a banda relativa a transição  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$ , (~627 nm) apresenta maior intensidade do que a banda de emissão atribuída a transição  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_1$  (~597 nm), indicando que realmente o ambiente químico em torno do íon  $\text{Eu}^{3+}$  não possui centro de inversão.

Nota-se que os espectros de emissão dos materiais de diferentes matrizes  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  são bastante semelhantes, porém diferem dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  devido a supressão dos níveis emissores na região espectral de 450 a 550 nm. Isso pode estar relacionado tanto à simetria

local quanto à modos vibracionais das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ . Como os raios dos íons  $\text{Gd}^{3+}$  e  $\text{Y}^{3+}$  são próximos, as matrizes  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentam simetrias locais e modos vibracionais mais semelhantes entre si. No caso da matriz  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ , o maior raio iônico do  $\text{La}^{3+}$  pode gerar diferentes modos vibracionais, além de uma simetria local mais distinta em torno do íon  $\text{TR}^{3+}$ . O pequeno deslocamento para o vermelho observado das bandas  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$  em relação às diferentes matrizes também é função da diminuição do raio do íon terra rara da matriz:  $\text{La}^{3+}$  (1,10) >  $\text{Gd}^{3+}$  (1,00) >  $\text{Y}^{3+}$  (0,96 Å) para NC = 7 [6,18].



**Figura 5.3** Espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (esquerda) e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (direita) registrados a 298 K ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y).

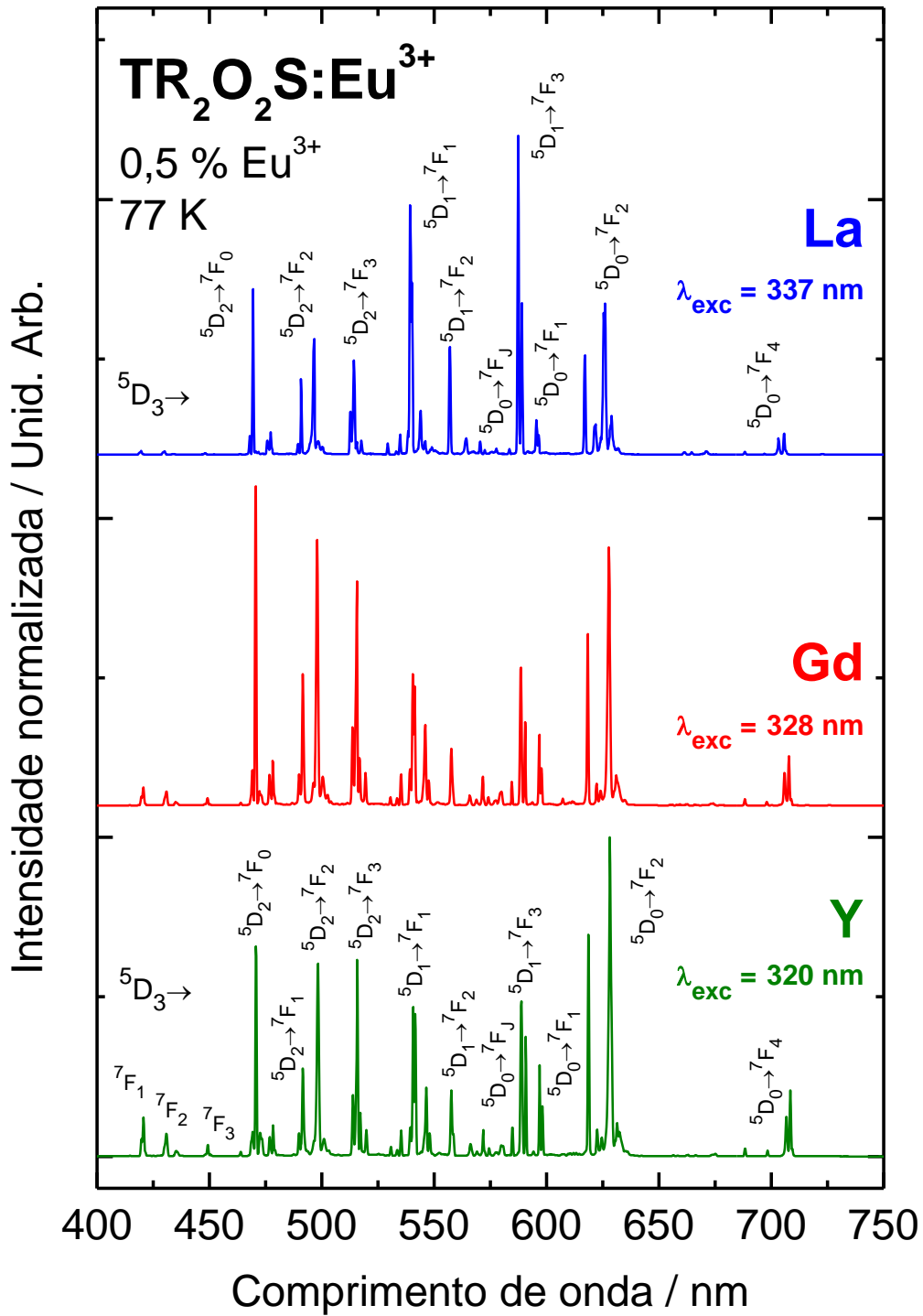
Os espectros de emissão dos materiais (Figura 5.3) apresentam um grande número de bandas finas em toda a faixa do visível (460–710 nm). Nesta figura estão atribuídas as bandas oriundas do principal nível emissor  ${}^5\text{D}_0$  para os níveis  ${}^7\text{F}_{0-4}$ , que se estendem de 584 ( ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_0$ ) até 710 nm ( ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_4$ ). Por outro lado, as bandas de emissão localizadas em maiores energias



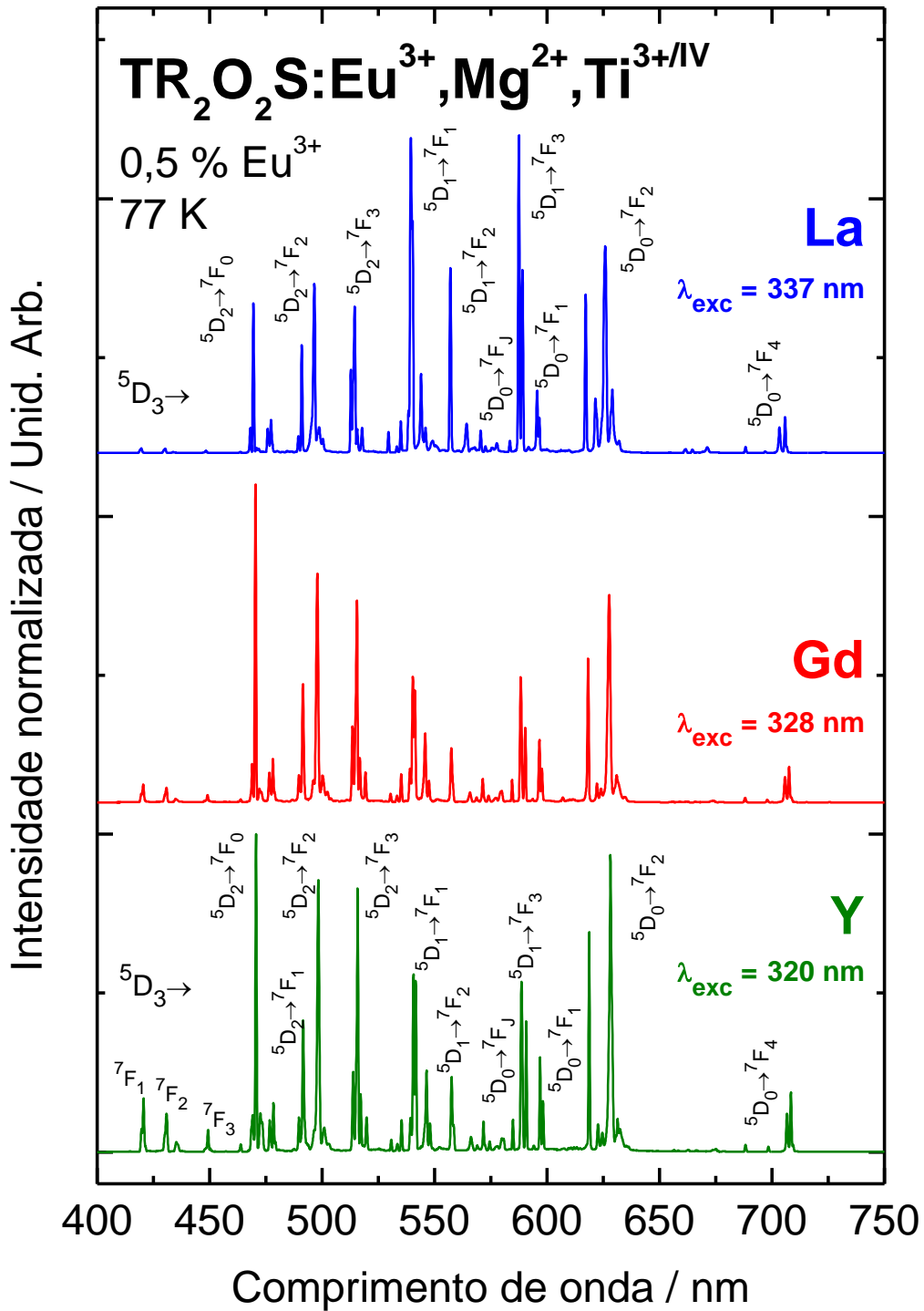
são provenientes de decaimentos radiativos dos níveis mais energéticos  $^5D_1$  e  $^5D_2$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  (Figura 5.3), indicando que as matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentam um baixo acoplamento vibrônico ou baixa energia de fônons [1].

O baixo acoplamento vibrônico das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  é evidenciado a partir dos espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) registrados a baixa temperatura (Figuras 5.4 e 5.5). Os espectros de emissão registrados a 77 K são muito semelhantes aos registrados a 298 K, mostrando que não houveram grandes mudanças nos modos vibracionais das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  com a diminuição de temperatura. Nota-se um aumento de intensidade das bandas provenientes de transições do nível  $^5D_2$ , especialmente nos materiais baseados em  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ , além do aparecimento de bandas oriundas do nível  $^5D_3$ , que não são observadas à temperatura ambiente devido à relaxação vibrônica.

Para atribuir as bandas de emissão do íon európio é necessário o cálculo das faixas de energia onde cada transição  $^5D_{0-3} \rightarrow ^7F_{0-4}$  pode ocorrer e considerar as regras de seleção caso duas transições distintas ocupem a mesma faixa. Para isso, primeiramente foram determinadas experimentalmente as energias das transições  $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$  e  $^5D_2 \rightarrow ^7F_2$ , a partir dos espectros de emissão a 77 K. Em seguida, em posse dos dados de campo cristalino para o íon  $\text{Eu}^{3+}$  presentes na literatura [12,13], calculou-se a energia das transições  $^5D_{0-3} \rightarrow ^7F_{0-4}$  e foi feita a atribuição das bandas presentes nos espectros de emissão (Figuras 5.4 e 5.5). As bandas atribuídas estão de acordo com a referência [17].

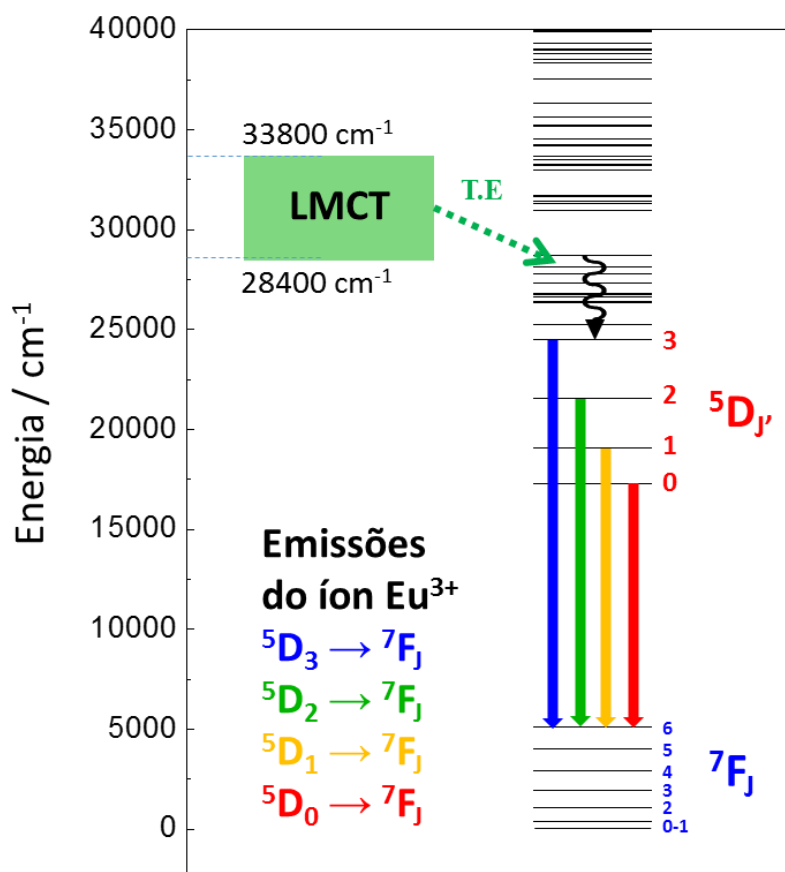


**Figura 5.4** Espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  registrados a 77 K ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y), com atribuição das bandas relativas as transições  $^5\text{D}_{0-3} \rightarrow ^7\text{F}_{0-4}$ .



**Figura 5.5** Espectros de emissão dos materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ti<sup>3+/IV</sup> registrados a 77 K (TR<sup>3+</sup>: La, Gd, e Y), com atribuição das bandas relativas as transições <sup>5</sup>D<sub>0-3</sub> → <sup>7</sup>F<sub>0-4</sub>.

As bandas emissão relativas as transições  ${}^5D_{3,2,1,0} \rightarrow {}^7F_{0-4}$  dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  são observadas não só devido à baixa energia de fônons das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ , mas também devido a posição da energia das bandas LMCT largas atribuídas as transições  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ , que se encontram acima e próximas dos níveis excitados  ${}^5D_{2,3}$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , como ilustrado na Figura 5.6.



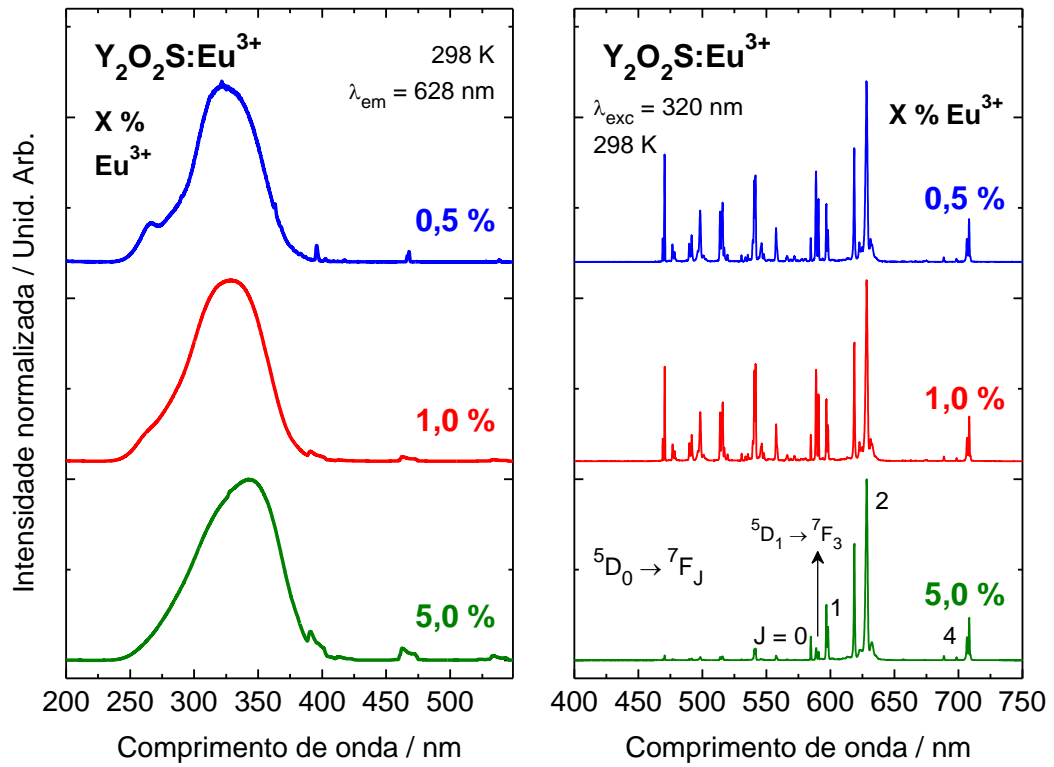
**Figura 5.6** Diagrama dos níveis de energia do íon  $\text{Eu}^{3+}$  e das bandas de transferência de carga LMCT ( $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ ), indicando a transferência de energia (T.E) LMCT $\rightarrow$  $\text{Eu}^{3+}$ . A faixa de energia da transição LMCT, (28400–33800  $\text{cm}^{-1}$ ) foi definida a partir da largura a meia altura dessa banda.

### 5.1.3 Fotoluminescência de $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ e $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ em função da concentração do dopante $\text{Eu}^{3+}$

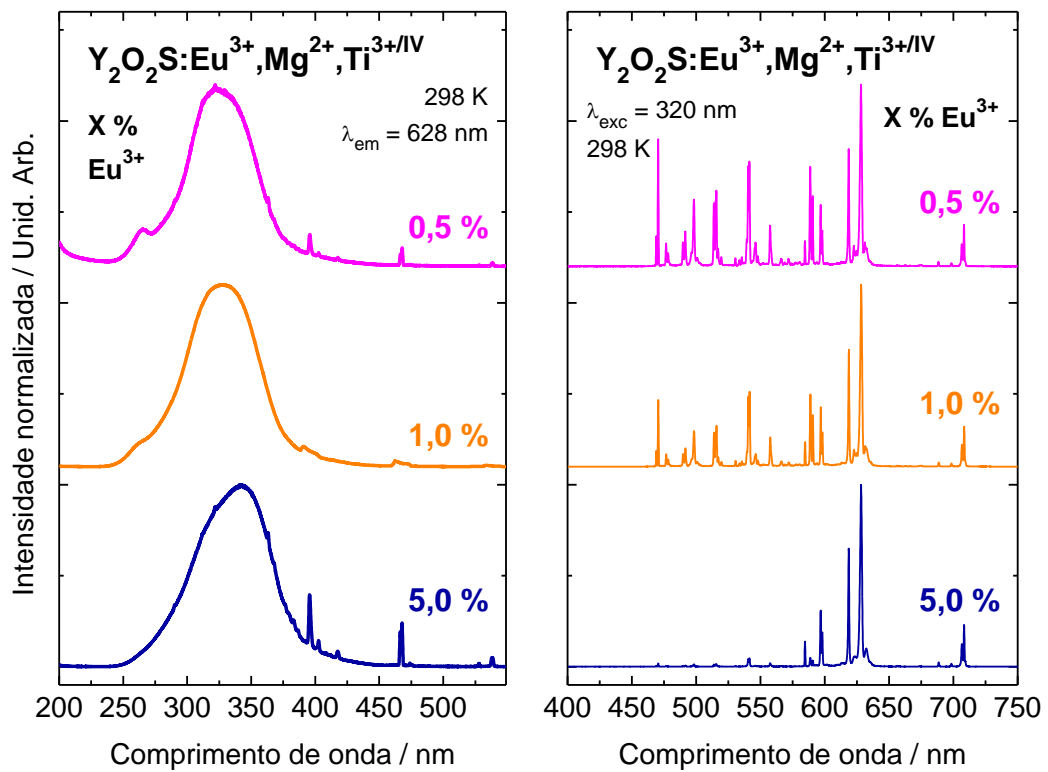
Para verificar o efeito da concentração do íon ativador, os materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foram preparados, além da dopagem de 0,5 %, com concentrações de  $\text{Eu}^{3+}$  iguais a 1,0 e 5,0 %. Ressalta-se que a concentração dos co-dopantes no material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foi mantida (4,5 %  $\text{Mg}^{2+}$  e 1,5 %  $\text{Ti}^{3+/IV}$ ). Os espectros de excitação e emissão dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , dopados com diferentes concentrações de  $\text{Eu}^{3+}$ , estão apresentados nas Figuras 5.7 e 5.8, respectivamente.

Os espectros de excitação e emissão dos materiais dopados com 0,5 e 1,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$  são bastante semelhantes. Com o aumento da concentração de 0,5 para 1,0 %, observa-se nos espectros de excitação um aumento de intensidade das bandas de absorção referentes as transições LMCT em relação à intensidade das bandas 4f–4f do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , indicando uma maior transferência de energia  $\text{LMCT} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ . Além disso, nota-se no espectro de emissão do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  com 1,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$  (Figura 5.8) uma pequena diminuição nas intensidades das bandas provenientes dos níveis  $^5\text{D}_{1,2}$ , uma vez que a probabilidade de ocorrer relaxações cruzadas aumenta com o aumento da concentração do íon ativador [1,2].

Por outro lado, os espectros de excitação e emissão dos materiais dopados com 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$  são distintos dos materiais com menores concentrações. É observado nos espectros de excitação um deslocamento das bandas LMCT para o vermelho, devido à maior contribuição dos processos de transferência de energia  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ . Os espectros de emissão apresentam apenas bandas de emissão provenientes do nível  $^5\text{D}_0$ , pois nesta elevada concentração de  $\text{Eu}^{3+}$  a probabilidade de ocorrência de relaxações cruzadas torna-se muito alta [2,19]. A banda relativa a transição  $^5\text{D}_1 \rightarrow ^7\text{F}_3$  está presente mas apresenta baixa intensidade, ao contrário dos materiais dopados com 0,5 e 1,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$ .



**Figura 5.7** Espectros de excitação (esquerda) e emissão (direita) dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$ , registrados a 298 K.



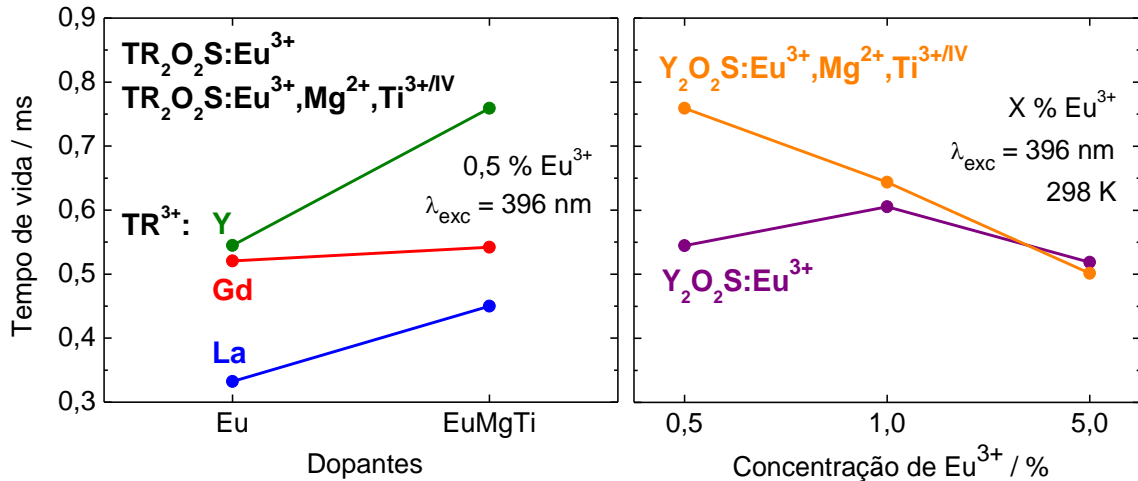
**Figura 5.8** Espectros de excitação (esquerda) e emissão (direita) dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$ , registrados a 298 K.

#### 5.1.4 Parâmetros de intensidades experimentais ( $\Omega_\lambda$ )

Com base nas equações 1.4, 1.5 e 1.6 do capítulo 1 e nos dados espectrais de emissão, foram determinados os valores dos parâmetros de intensidades experimentais ( $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ ), das taxas radiativas, não radiativas e totais ( $A_{\text{rad}}$ ,  $A_{\text{nrad}}$  e  $A_{\text{tot}}$ , respectivamente), dos tempos de vida de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\tau$ ) e, por fim, das eficiências quânticas de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\eta$ ) para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y).

Os valores dos coeficientes de emissão espontânea  $A_{0j}$  foram determinados experimentalmente a partir dos espectros de emissão dos materiais (Figuras 5.3, 5.7 e 5.8), tomando a transição  $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$  como referência devido ao seu caráter de baixa sensibilidade ao ambiente químico [1,2]. Desse modo, o valor do coeficiente de emissão espontânea desta transição ( $A_{01}$ ), que é sempre próximo de  $50 \text{ s}^{-1}$  [10], é utilizado como parâmetro para determinar o índice de refração dos materiais preparados. Utilizando o valor de índice de refração  $n = 1,5$ , os valores de  $A_{01}$  calculados para todos os materiais foi cerca de  $50 \text{ s}^{-1}$ , sendo assim satisfatório o valor de  $n$  empregado. Em seguida, foram calculados os valores de  $A_{00}$ ,  $A_{02}$  e  $A_{04}$ , determinando-se o valor da taxa radiativa ( $A_{\text{rad}}$ ) para todos os materiais. Os valores de  $A_{\text{nrad}}$  foram determinados por simples subtração da taxa total ( $A_{\text{nrad}} = A_{\text{tot}} - A_{\text{rad}}$ ), sendo esta obtida a partir dos valores de tempo de vida de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\tau$ ).

Os valores de  $\tau$  foram determinados a partir do ajuste de uma monoexponencial às curvas de decaimento da luminescência da transição  $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . O ajuste monoexponencial mostrou-se mais exato ao biexponencial, o que indica que os íons  $\text{Eu}^{3+}$  estão alocados em apenas um sítio de simetria, corroborando com os dados da literatura [11]. Na Figura 5.9 estão apresentados os gráficos dos valores de tempo de vida calculados para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) em função dos dopantes (esquerda), e para os materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  em função da concentração de  $\text{Eu}^{3+}$  (direita).



**Figura 5.9** Tempos de vida do nível emissor  $^5D_0$  dos materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+}$  e  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  em função dos dopantes (esquerda) e dos materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+}$  e  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  em função da concentração de  $Eu^{3+}$  (direita).

O tempo de vida de emissão do nível  $^5D_0$  nos materiais preparados aumenta no sentido  $La_2O_2S < Gd_2O_2S < Y_2O_2S$ , tanto para os materiais sem co-dopantes quanto para os co-dopados. É observado que o tempo de vida de emissão aumenta com a introdução dos co-dopantes  $Mg^{2+}$  e  $Ti^{3+/IV}$  (Figura 5.9 esquerda). Isso ocorre devido à contribuição não radiativa do íon  $Ti^{3+}$ , sugerindo um mecanismo de transferência de energia  $Ti^{3+} \rightarrow Eu^{3+}$  eficiente. Os maiores valores tempos de vida são observados para os materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+}$  dopado com 1,0 % de  $Eu^{3+}$  e  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  dopado com 0,5 e 1,0 % de  $Eu^{3+}$ .

Com o aumento da concentração de  $Eu^{3+}$  de 0,5 para 1,0 % observa-se que o tempo de vida de emissão do material  $Y_2O_2S:Eu^{3+}$  aumenta e do material  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  diminui (Figura 5.9 direita), indicando que 1,0 % é a quantidade ótima de  $Eu^{3+}$  para os materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+}$  sem co-dopantes. Por outro lado, os valores de tempos de vida de emissão são mais baixos nos materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+}$  e  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  quando a concentração de  $Eu^{3+}$  é de 5,0 % devido aos processos de relaxação cruzada.

A Tabela 5.1 apresenta os valores calculados dos parâmetros de intensidades experimentais  $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ , as taxas radiativas, não radiativas e totais ( $A_{rad}$ ,  $A_{nr}$  e  $A_{tot}$ , respectivamente), os



tempos de vida de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\tau$ ) e as eficiências quânticas de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\eta$ ) dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$ .

**Tabela 5.1** Parâmetros de intensidades experimentais  $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ , taxas radiativas ( $A_{\text{rad}}$ ), não radiativas ( $A_{\text{nrad}}$ ) e totais ( $A_{\text{tot}}$ ), tempos de vida ( $\tau$ ) e eficiências quânticas de emissão do nível  $^5D_0$  ( $\eta$ ) para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y).

X % $\text{Eu}^{3+}$	Material	$\Omega_2$ ( $10^{-20}$ $\text{cm}^2$ )	$\Omega_4$ ( $10^{-20}$ $\text{cm}^2$ )	$A_{\text{rad}}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$A_{\text{nrad}}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$A_{\text{tot}}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\tau$ (ms)	$\eta$ (%)
0,5	$\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	18,4	4,5	645	2363	3008	0,332	21
	$\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	12,9	5,3	494	1427	1921	0,521	26
	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	11,7	5,5	464	1372	1836	0,545	25
	$\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	18,3	4,2	637	1585	2222	0,450	29
	$\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	11,9	5,0	461	1384	1845	0,542	25
	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	12,6	4,6	478	839	1317	0,759	36
1,0	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	13,0	4,5	487	1165	1652	0,605	29
	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	13,5	4,2	494	1059	1553	0,644	32
5,0	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$	13,2	4,1	485	1442	1928	0,519	25
	$\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$	12,9	4,0	475	1520	1995	0,501	24

Ao comparar os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$ , nota-se a redução do valor de  $\Omega_2$  com a diminuição do raio do cátion da matriz, sugerindo que a diminuição do raio do cátion da matriz aumenta a simetria local em torno do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Observa-se também que os valores de  $\Omega_2$  sofrem um leve aumento quanto maior for a concentração de  $\text{Eu}^{3+}$  nos materiais baseados em  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , indicando que os sistemas dopados em concentrações mais altas de  $\text{Eu}^{3+}$  são mais influenciados pelas pequenas mudanças angulares da geometria local do íon terra rara. [10,14]

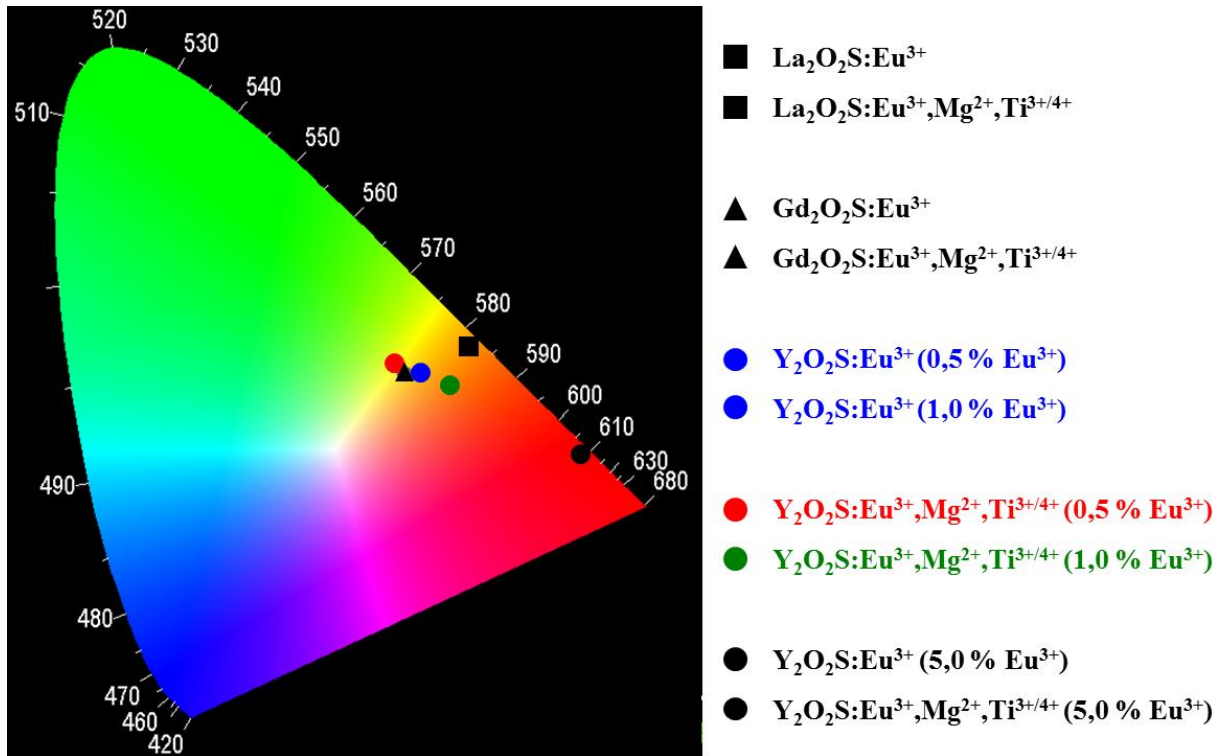
O parâmetro  $\Omega_4$  é sensível às distâncias de ligação e à polarizabilidade do sistema [2]. É observado que os valores calculados para o parâmetro  $\Omega_4$  são semelhantes dentre os materiais e são consideravelmente altos quando comparados à compostos  $\text{TR}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$  [10], indicando o

maior grau de covalência e de polarizabilidade das matrizes de oxissulfetos em relação aos óxidos de terras raras. Os valores de  $\Omega_4$  dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  aumentam com a diminuição do raio do cátion da matriz, mostrando que a covalência das matrizes aumenta no sentido  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S} < \text{Gd}_2\text{O}_2\text{S} < \text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  [15]. Isso também é visível pelo deslocamento das bandas de emissão  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_2$  para o vermelho neste mesmo sentido (Figura 5.3). A introdução dos co-dopantes  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$  altera sutilmente as tendências de ambos os parâmetros  $\Omega_2$  e  $\Omega_4$ , indicando mudanças nos sítios de simetria ocupados pelo  $\text{Eu}^{3+}$  e no grau covalência das matrizes.

Os valores de eficiências quânticas de emissão do nível  $^5\text{D}_0$  ( $\eta$ ) para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y) variam na faixa de 21 a 36 %, (Tabela 5.1), sendo o maior valor de  $\eta$  relacionado ao material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopado com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  (36 %). É importante ressaltar que, como os materiais desenvolvidos neste trabalho apresentam uma grande quantidade de emissões oriundas dos níveis  $^5\text{D}_1$  e  $^5\text{D}_2$ , o real “rendimento quântico de emissão” destes materiais será superior aos valores calculados, uma vez que  $\eta$  refere-se apenas à eficiência quântica de emissão do nível  $^5\text{D}_0$ . Essa característica possibilita a aplicação desses materiais como eficientes dispositivos luminescentes.

### 5.1.5 Diagrama de cromaticidade CIE

A partir do diagrama de cromaticidade CIE (*Commission Internationale de l'Éclairage*) dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) (Figura 5.10), obtido sob excitação na região de máxima intensidade da banda LMCT de cada material, observa-se que a introdução dos co-dopantes altera muito pouco as coordenadas de emissão para os materiais baseados em  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ . Nota-se também a maior pureza de cor para os materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , pois estes apresentam poucas emissões oriundas do nível excitado de maior energia  $^5\text{D}_2$ .



**Figura 5.10** Diagrama de cromaticidade dos materiais preparados  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) sob excitação na banda LMCT.

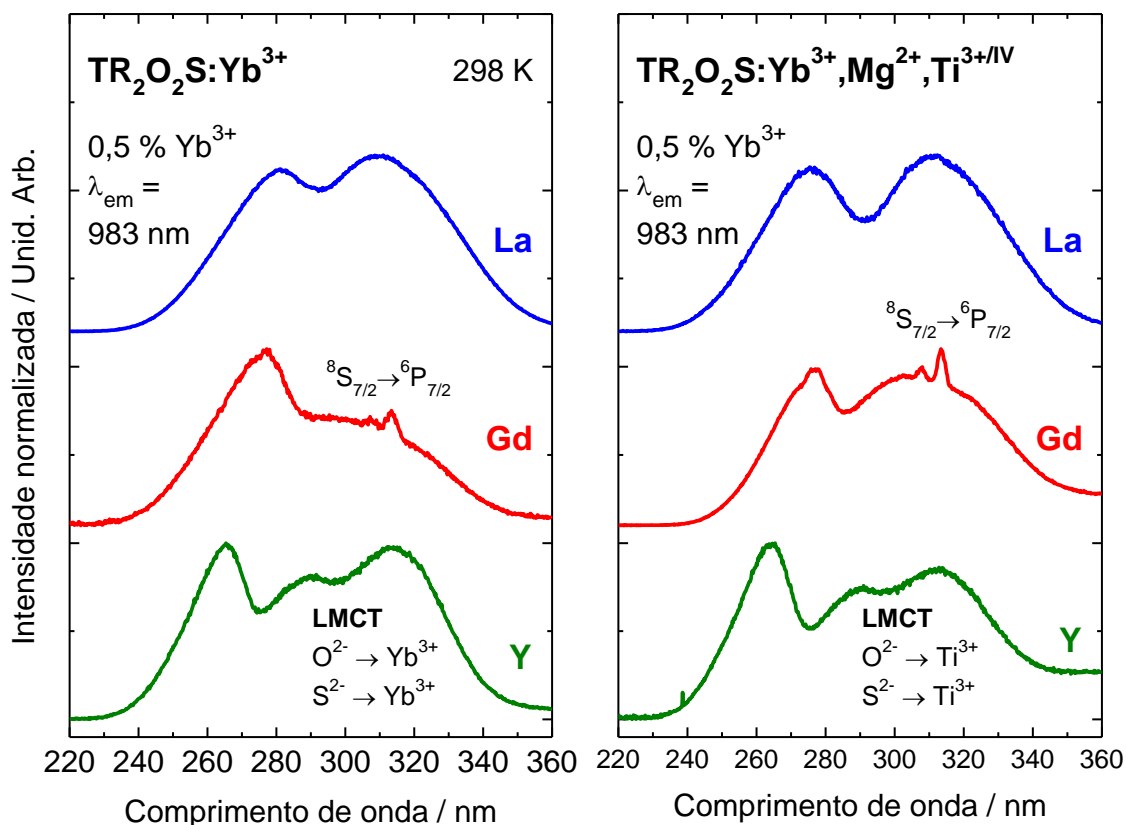
Em relação aos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ , a posição do diagrama de cromaticidade é a mesma para as dopagens de 0,5 e 1,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$ , corroborando com os espectros de emissão desses dois materiais, que são praticamente idênticos. Porém, quando os co-dopantes são inseridos as posições no diagrama se afastam, sendo que o material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (1,0 %) é deslocado para a região do vermelho e o  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  (0,5 %) para o verde. Os materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$  estão localizados próximo à extremidade vermelha, visto que seus espectros de emissão contém apenas as emissões provenientes no nível emissor  $^5\text{D}_0$ .

## 5.2 Materiais dopados com o íon $\text{Yb}^{3+}$

### 5.2.1 Espectros de excitação

Os espectros de excitação dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  (Figura 5.11) apresentam as mesmas características que os espectros de excitação dos materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Isto é, as bandas de absorção largas localizadas em maior energia (240–280 nm) são referentes ao *band gap* das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ , e as bandas sobrepostas em menor energia (280–360 nm) são atribuídas às transições de transferência de carga LMCT  $\text{O}^{2-}(2p) \rightarrow \text{Yb}^{3+}(4f^{13})$  e  $\text{S}^{2-}(3p) \rightarrow \text{Yb}^{3+}(4f^{13})$ . É importante destacar que as bandas relativas às transições LMCT  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$  dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  encontram-se sobrepostas na mesma região que as bandas de transferência de energia para o íon  $\text{Yb}^{3+}$ .

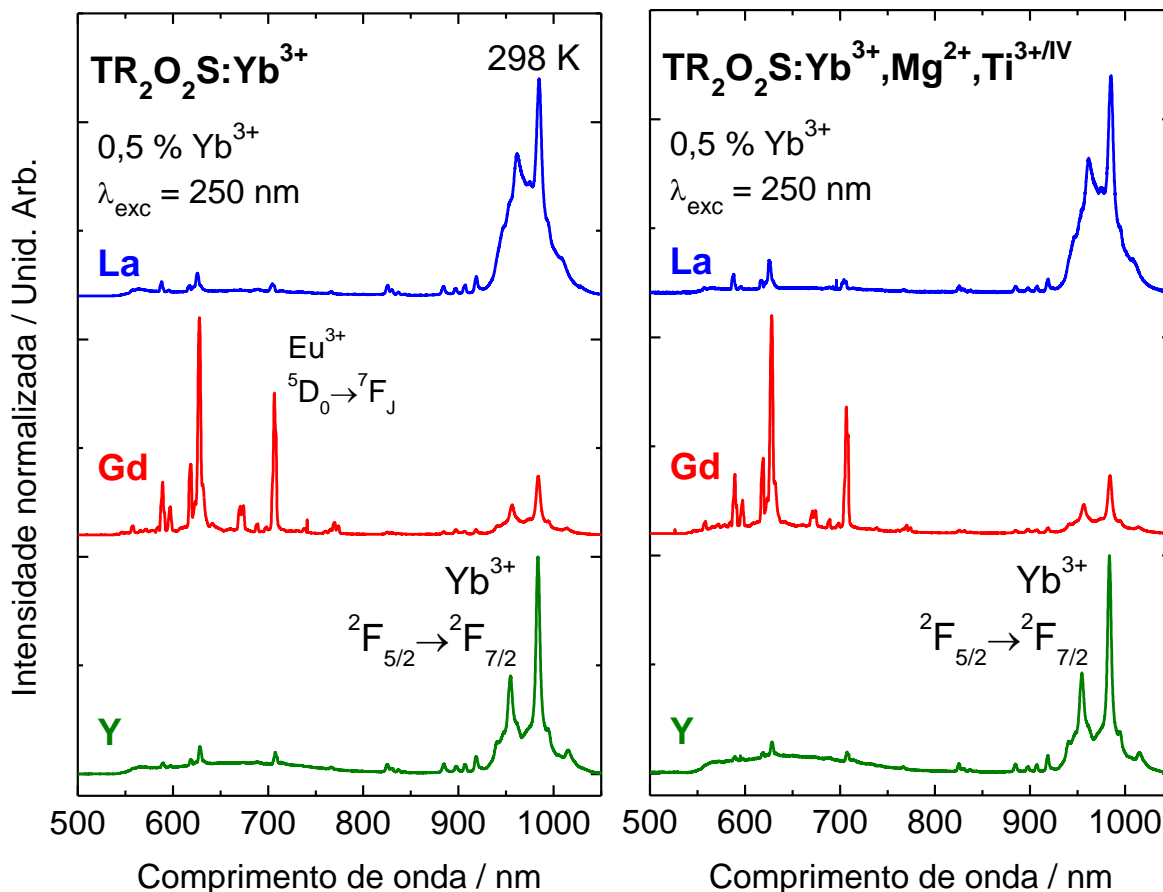
Observa-se na Figura 5.11 que a intensidade das bandas relativas às transições LMCT é semelhante em relação à intensidade das bandas de absorção da matriz, mostrando que a transferência de energia para o íon  $\text{Eu}^{3+}$  é mais eficiente do que para o íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Este resultado é esperado, tendo em vista a posição dos níveis de energia 4f–4f excitados destes íons terras raras. Devido a essa menor intensidade das bandas LMCT, é possível distinguir essas bandas para os materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ . Nesses compostos, as bandas centradas em 290 e 312 nm são atribuídas às transições LMCT  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ , respectivamente. As bandas de absorção finas observadas em 308 e 313 nm nos materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  são atribuídas às transições  $^8\text{S}_{7/2} \rightarrow ^6\text{P}_J$  do íon  $\text{Gd}^{3+}$ , sugerindo que o processo de transferência de energia  $\text{Gd}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  também ocorre nestes materiais.



**Figura 5.11** Espectros de excitação dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  (esquerda) e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (direita) dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y).

### 5.2.2 Espectros de emissão

Os espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  estão apresentados na [Figura 5.12](#). As duas bandas de emissão finas situadas na região do *NIR*, na faixa 900–1050 nm, são atribuídas a transição intraconfiguracional  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . De acordo com as referências [9,11] e com os dados espectrais de emissão para os materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$ , o sítio ocupado pelos íons  $\text{TR}^{3+}$  nas matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  possui simetria  $C_{3v}$ . No caso do íon  $\text{Yb}^{3+}$ , a transição  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  originou duas bandas de emissão devido aos desdobramentos de J (acoplamento spin-órbita) causado pelo campo ligante neste sítio de baixa simetria [16].

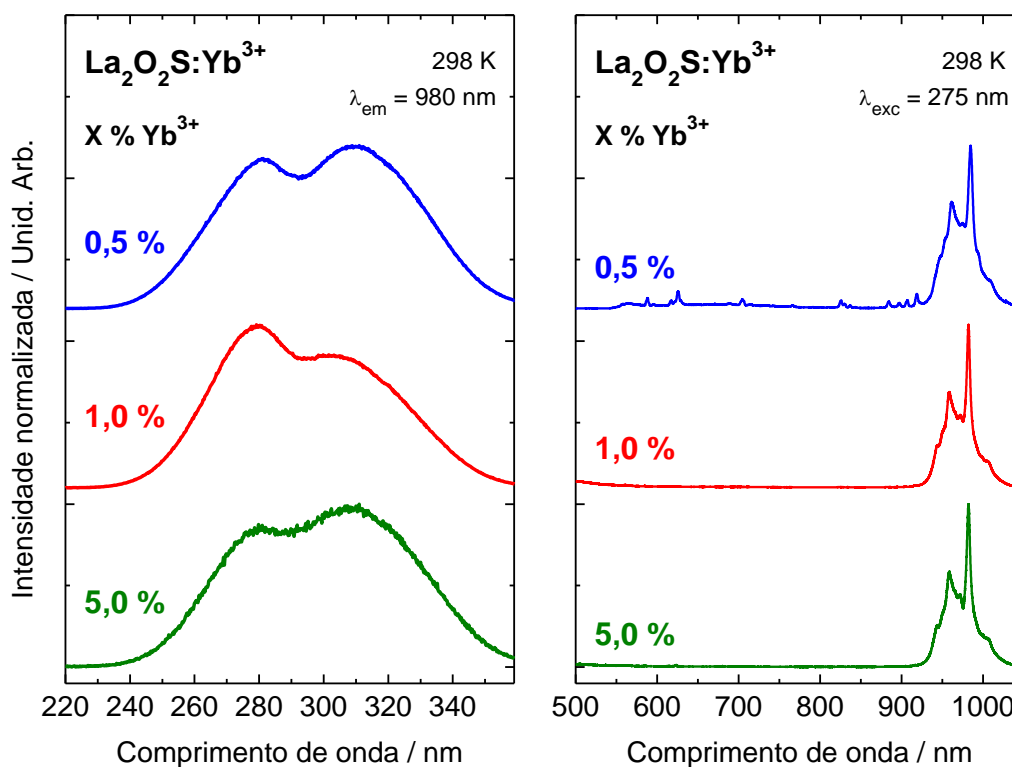


**Figura 5.12** Espectros de emissão dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  (esquerda) e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (direita) dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd, e Y), apresentando as bandas de emissão relativas às transições  ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$  e  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_{0-4}$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ .

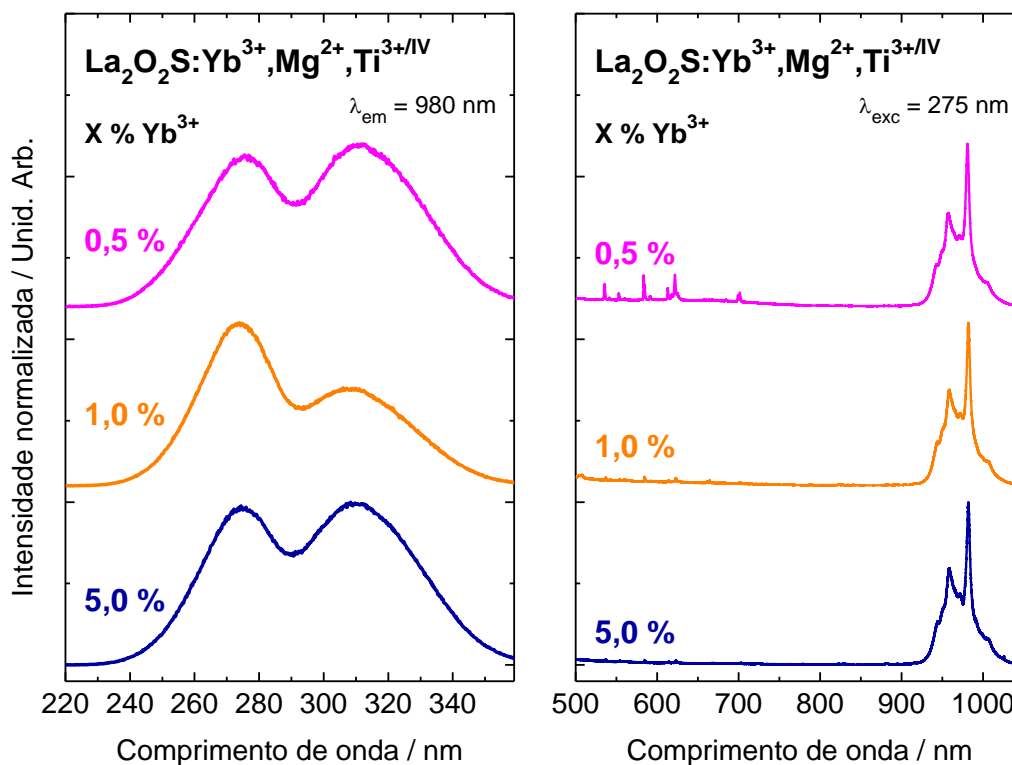
Também é possível observar bandas de emissão finas presentes na faixa 550–710 nm (Figura 5.12) correspondentes às transições  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_j$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , cuja presença nestes materiais é oriunda de impureza nos reagentes de partida  $\text{TR}_2\text{O}_3$ . Deve ressaltar que os materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  apresentam a maior quantidade de  $\text{Eu}^{3+}$  e, também, como a transferência de energia para este íon é mais eficiente do que para os íons  $\text{Yb}^{3+}$  neste sistema. Ademais, os co-dopantes  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$  exercem pouca influência nos espectros de emissão dos materiais dopados com o íon  $\text{Yb}^{3+}$ , assim como nos materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$ .

### 5.2.3 Fotoluminescência de $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ e $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ em função da concentração do dopante $\text{Yb}^{3+}$

Os efeitos da concentração do íon  $\text{Yb}^{3+}$  foram estudados a partir dos espectros de excitação e emissão dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  (Figura 5.13) e  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 5.14) dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$ . Os espectros de emissão são bastante semelhantes e, conforme os resultados anteriores, são pouco influenciados pelos co-dopantes. O aumento da concentração de  $\text{Yb}^{3+}$  aprimorou a eficiência de transferência de energia para este íon, de modo que as bandas de emissão oriundas das impurezas de  $\text{Eu}^{3+}$  não foram mais detectadas. Nestes materiais, portanto, não foram detectadas nenhuma emissão na região do visível, apenas as bandas de emissão na região do *NIR* provenientes do íon  $\text{Yb}^{3+}$ .



**Figura 5.13** Espectros de excitação (esquerda) e emissão (direita) dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$ , registrados a 298 K.



**Figura 5.14** Espectros de excitação (esquerda) e emissão (direita) dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$ , registrados a 298 K.

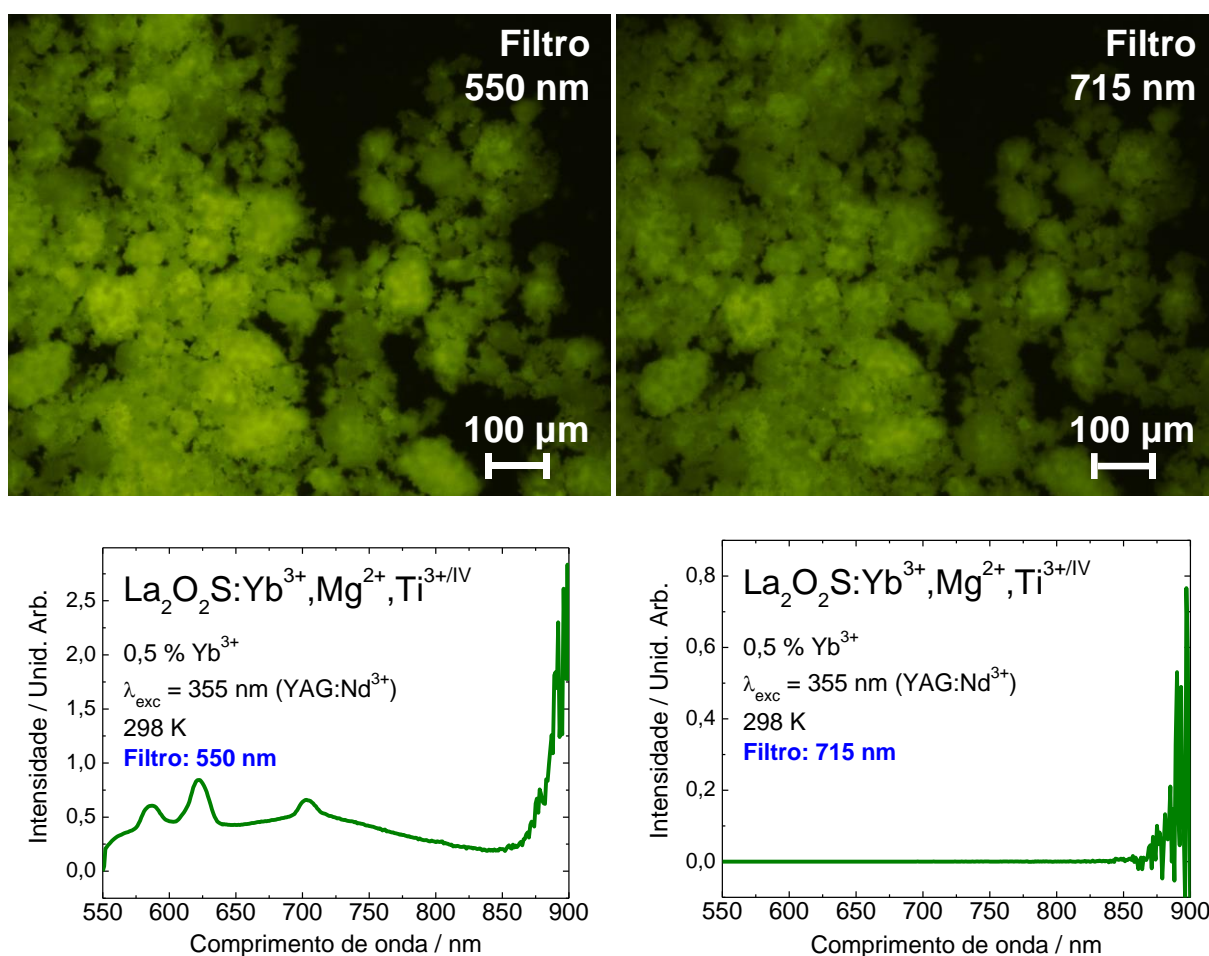
#### 5.2.4 Micrografias de fluorescência na região visível–NIR

Afim de visualizar a emissão na região do *NIR*, foram registradas micrografias de fluorescência do material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopado com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  (Figura 5.15), utilizando um microscópio óptico acoplado a uma câmera digital. É imprescindível dizer que as condições experimentais disponíveis para a realização deste ensaio não foram ótimas para adquirir as imagens e os espectros. Primeiramente, o laser de  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) não consiste em uma boa fonte de excitação, visto que este o comprimento de onda está localizado no fim da banda de excitação do material. Além disso, a sensibilidade da câmera na região de interesse (900–1000 nm) é cinco vezes menor que na região de máxima sensibilidade (~500 nm). Em relação aos espectros registrados, o limite de sensibilidade da fotomultiplicadora disponível é de 950 nm, que corresponde apenas ao início das bandas de emissão no *NIR*



relativas ao íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Entretanto, apesar destas dificuldades experimentais, as imagens foram obtidas com sucesso, através do ajuste do tempo de integração da câmera para 4,0 segundos, e os espectros foram capazes de fornecer as informações necessárias.

As micrografias foram registradas empregando filtros tipo *edge* de 550 (Figura 5.15 esquerda) e 715 nm (Figura 5.15 direita) para analisar a contribuição da luminescência na formação das imagens.



**Figura 5.15** Micrografias de fluorescência do material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (0,5 %  $\text{Yb}^{3+}$ ) utilizando filtros de 550 (esquerda) e 715 nm (direita). Abaixo de cada imagem segue o espectro registrado pela fotomultiplicadora empregando o filtro em questão.

No caso das imagens obtidas empregando o filtro de 550 nm, o espectro registrado indicou que a imagem é formada principalmente pelas emissões na região do *NIR*, mas há uma contribuição das emissões na faixa do visível, provenientes das impurezas de  $\text{Eu}^{3+}$ . Ao usar o filtro de 715 nm, o espectro registrado prova que a imagem é formada apenas pela emissão do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . O material apresenta emissão homogênea na região do *NIR*, indicando uma boa formação de fase e uma eficiente transferência de energia para o íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Tentou-se registrar o fenômeno da luminescência persistente deste material ao remover a fonte de excitação, contudo, as condições experimentais disponíveis não foram satisfatórias o suficiente para promover este teste.

## Referências

1. BINNEMANS, K. Interpretation of europium(III) spectra. *Coordination Chemistry Review*, v. 295, p. 1–45, 2015.
2. BRITO, H.F.; MALTA, O.L.; FELINTO, M.C.F.C.; TEOTONIO, E.E.S. Luminescence phenomena involving metal enolates. In: ZABICKY, J., (ed.) *The chemistry of metal enolates*. England: John Wiley & Sons, 2009, p. 131–184.
3. DORENBOS, P. Locating lanthanide impurity levels in the forbidden band of host crystals. *Journal of Luminescence*, v. 108, p. 301–305, 2004.
4. RODRIGUES, L.C.V. *Preparação e desenvolvimento do mecanismo da luminescência persistente de materiais dopados com íons terras raras*. 2012, 208f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.
5. ZHANG, P.; HONG, Z.; WANG, M.; FANG, X.; QIAN, G.; WANG, Z. Luminescence characterization of a new long afterglow phosphor of single Ti-doped Y<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S. *Journal of Luminescence*, v. 113, p. 89–93, 2005.
6. CARVALHO, J. M. *Síntese e investigação espectroscópica de novos fósforos dopados com Ti e Ce<sup>3+</sup> para aplicação em luminescência persistente e iluminação de estado sólido*. 2015, 220f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.
7. VALI, R. Electronic, dynamical, and dielectric properties of lanthanum oxysulfide. *Computational Materials Science*, v. 37, p. 300–305, 2006.
8. WANG, F.; CHEN, X.; LIU, D.; YANG, B.; DAI, Y. Experimental and theoretical study of pure and doped crystals: Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S, Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup>, Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb<sup>3+</sup>. *Journal of Molecular Structure*, v. 1020, p. 153–159, 2012.
9. MIKAMI, M.; OSHIYAMA, A. First-principles band-structure calculation of yttrium oxysulfide. *Physical Review B*, v. 57, n. 15, p. 8939–8944, 1998.
10. SILVA, I.G.N.; RODRIGUES, L.C.V.; SOUZA, E.R.; KAI, J.; FELINTO, M.C.F.C.; HÖLSÄ, J.; BRITO, H.F.; MALTA, O.L. Low temperature synthesis and optical properties of the R<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Eu<sup>3+</sup> nanophosphors (R<sup>3+</sup>: Y, Gd and Lu) using TMA complexes as precursors. *Optical Materials*, v. 40, p. 41–48, 2015.
11. SOVERS, O.J.; YOSHIOKA, T. Fluorescence of Trivalent-Europium-Doped Yttrium Oxysulfide. *The Journal of Chemical Physics*, v. 49, p. 4945–4954, 1968.
12. KARBOWIAK, M.; ZYCH, E.; HÖLSÄ, J. Crystal-field analysis of Eu<sup>3+</sup> in Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 15, p. 2169–2181, 2003.
13. ANTIC-FIDANCEV, E.; HÖLSÄ, J.; LASTUSAARI, M. Crystal field energy levels of Eu<sup>3+</sup> and Yb<sup>3+</sup> in the C<sub>2</sub> and S<sub>6</sub> sites of the cubic C-type R<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 15, p. 863–876, 2003.

14. TEOTONIO, E.E.S. *Síntese e investigação das propriedades fotoluminescentes de dispositivos moleculares conversores de luz ( DMCL ) de complexos dicetonatos de terras raras com ligantes amidas*. 2004, 268f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2004.
15. MOURA JR., R.T.; CARNEIRO NETO, A.N.; LONGO, R.L.; MALTA, O.L. On the calculation and interpretation of covalency in the intensity parameters of 4f–4f transitions in  $\text{Eu}^{3+}$  complexes based on the chemical bond overlap polarizability. *Journal of Luminescence*, v. 170, p. 420–430, 2016.
16. CARATTO, V.; LOCARDI, F.; COSTA, G. A.; MASINI, R.; FASOLI, M.; PANZERI, L.; MARTINI, M.; BOTTINELLI, E.; GIANOTTI, E.; MILETTO, I. NIR persistent luminescence of lanthanide ion-doped rare-earth oxycarbonates: The effect of dopants. *ACS Applied Materials & Interfaces*, v. 6, p. 17346–17351, 2014.
17. CHENG, B.-M.; DUAN, C.-K.; TANNER, P.A. Vacuum ultraviolet and visible spectra of  $\text{Eu}^{3+}$  in  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{S}$  and  $\text{Eu}_2\text{O}_3\text{S}$ . *Optical Materials*, v. 31, p. 902–903, 2009.
18. SHANNON, R.D. Revised effective ionic-radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Crystallographica Section A*, v. 32, n. SEP1, p. 751–767, 1976.
19. TARELHO, L.V.G. *Estudos espectroscópicos dos processos de transferência de energia relevantes para obtenção de ação laser de hólmio no cristal Er:Tm:Ho:YLF*. 1995, 156f, Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) - Instituto de Pesquisas Energéticas Nucleares, autarquia associada à Universidade de São Paulo, São Paulo, 1995.

# Capítulo 6

## Fenômeno da luminescência persistente

---

6.1 Luminescência persistente dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$

6.2 Luminescência persistente dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$

## 6. FENÔMENO DA LUMINESCÊNCIA PERSISTENTE

A luminescência persistente é um fenômeno no qual um material emite luz por um longo período de tempo, que pode variar de minutos a várias horas, após cessada a excitação. É um caso especial da luminescência termoestimulada, onde o material armazena energia nas armadilhas e a libera de maneira gradual, principalmente a temperatura ambiente [1,2]. Este fenômeno tem uma dependência direta com a estrutura de defeitos do material, de modo que a intensidade e a duração da luminescência persistente são influenciadas por fatores como: matriz hospedeira, íons dopantes e co-dopantes, método de preparação, energia do *band gap*, dentre outros. O desenvolvimento dos mecanismos de luminescência persistente consiste no estado da arte desta ciência, visto que é essencial para a compreensão das propriedades fotônicas deste fenômeno, além de possibilitar o *design* de novos materiais.

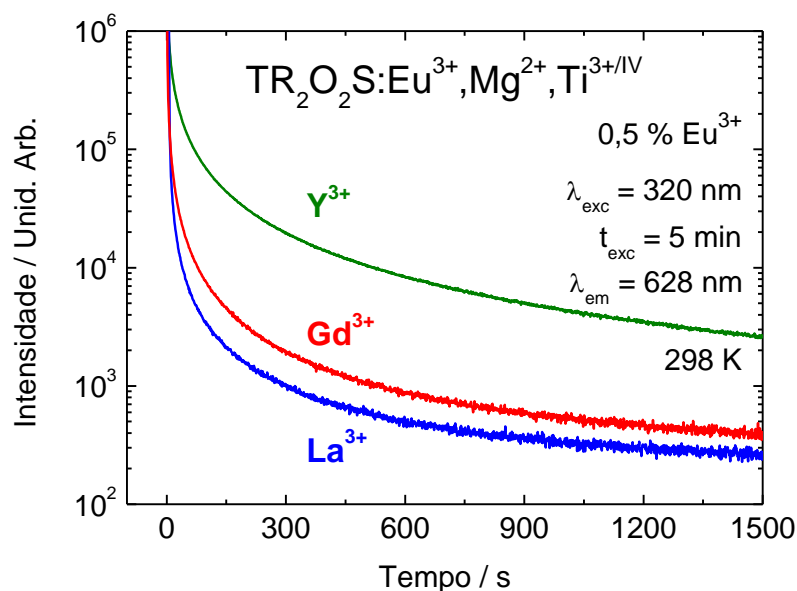
A construção do mecanismo de luminescência persistente de um material demanda das seguintes etapas: *i*) determinação da energia do *band gap* entre a banda de valência (BV) e banda de condução (BC) das matrizes, *ii*) da posição dos níveis de energia dos íons dopantes e co-dopantes e *iii*) da energia das armadilhas. Em geral, a energia do *band gap* pode ser determinada por meio das técnicas de espectroscopia UV convencional ou na região do UV vácuo. A posição dos níveis de energia dos íons dopantes e co-dopantes é determinado a partir das bandas de transferência de carga LMCT e dos diagramas de níveis de energia dos metais de transição *d* e do bloco *f*. Os níveis de energia das armadilhas são obtidos por medidas de termoluminescência em relação às bandas de valência (BV) e de condução (BC) [1–3].

Este capítulo apresenta as propriedades da luminescência persistente exibida pelos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y). Os mecanismos de luminescência persistente desenvolvidos para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  foram propostos a partir dos resultados experimentais e dos dados disponíveis na literatura [1,3,4].

## 6.1 Luminescência persistente dos materiais dopados com $\text{Eu}^{3+}$

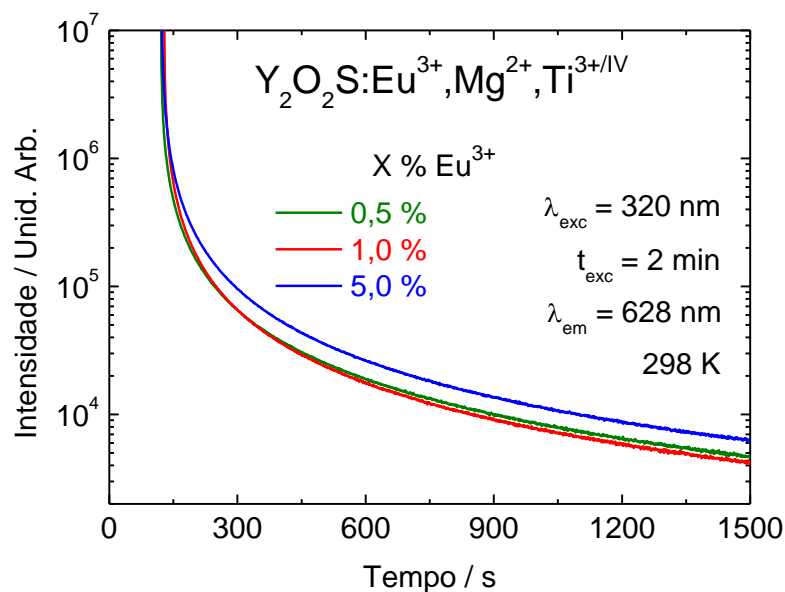
### 6.1.1 Curvas de decaimento da luminescência persistente

A partir das curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  (Figura 6.1), é observado que o tempo de luminescência persistente é maior para os materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  comparado aos sistemas com íons  $\text{La}^{3+}$  e  $\text{Gd}^{3+}$ . A diferença entre estes comportamentos pode estar relacionada com a natureza dos defeitos, que será mais detalhada com base nas curvas de termoluminescência.



**Figura 6.1** Curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y), registradas em 628 nm, após cessada a excitação em 320 nm por 5 min.

O comportamento da luminescência persistente dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  varia muito pouco com a variação da concentração de  $\text{Eu}^{3+}$ , conforme as curvas de decaimento dos materiais dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$  (Figura 6.2), indicando que a concentração do íon ativador influencia pouco na luminescência persistente desse sistema.



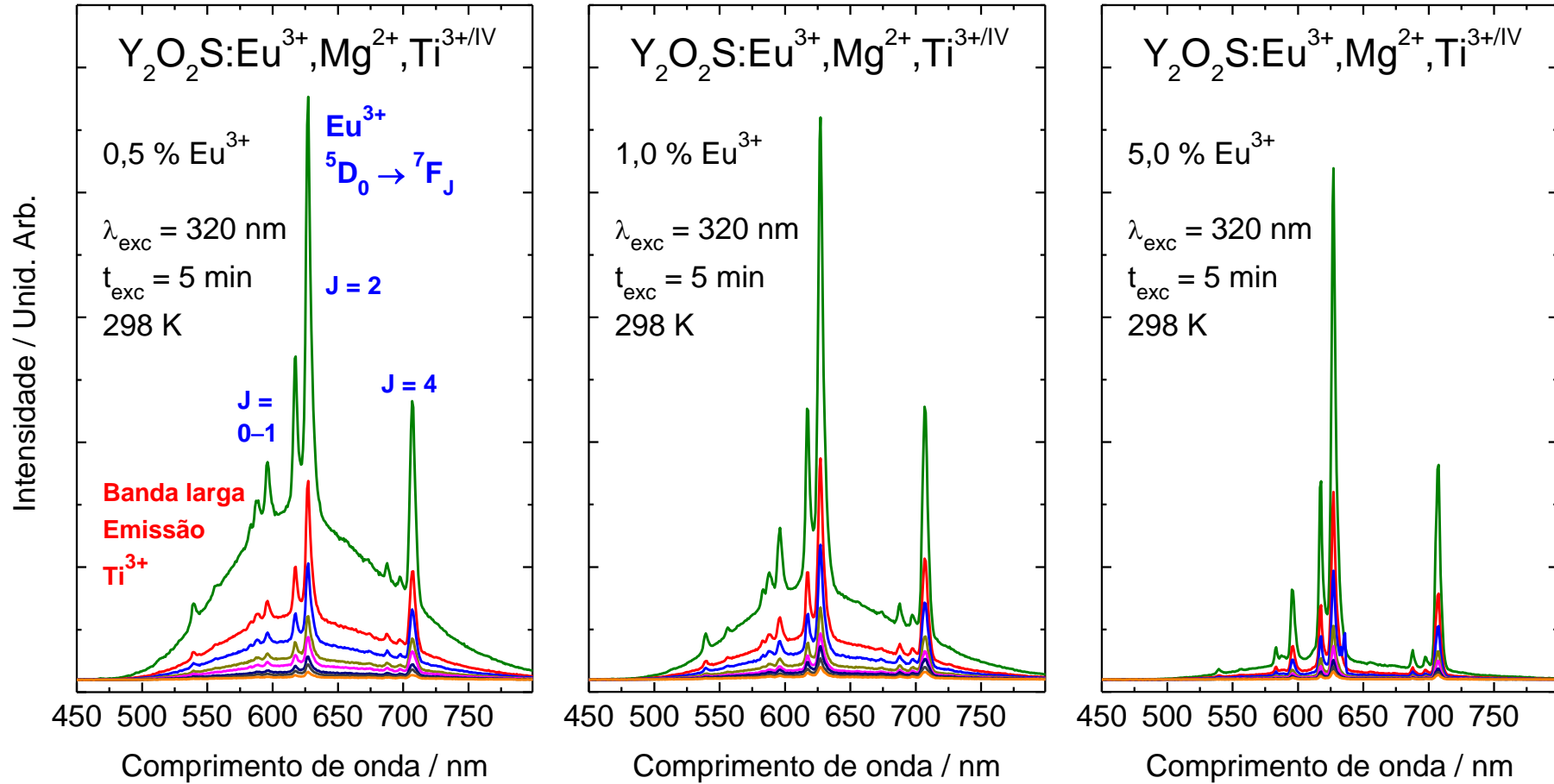
**Figura 6.2** Curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais Y<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ti<sup>3+/IV</sup> dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de Eu<sup>3+</sup>, registradas em 628 nm, após cessada a excitação em 320 nm por 2 min.

### 6.1.2 Espectros de emissão da luminescência persistente

A [Figura 6.3](#) apresenta os espectros de emissão da luminescência persistente dos materiais Y<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ti<sup>3+/IV</sup> dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de Eu<sup>3+</sup> ([Figura 6.3](#)). Os materiais foram previamente excitados a 320 nm por 5 minutos, e os espectros de emissão foram registrados nos instantes de tempo iguais a 0, 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210 e 240 s após remover a excitação sobre os materiais. Observam-se bandas de emissão finas na faixa 580–710 nm, atribuídas às transições <sup>5</sup>D<sub>0</sub> → <sup>7</sup>F<sub>0-4</sub> do íon Eu<sup>3+</sup>, além de uma banda de emissão larga na faixa espectral de 500 a 800 nm sobreposta às transições 4f–4f do íon Eu<sup>3+</sup>.

Diferentemente dos espectros de emissão convencional destes materiais ([Figuras 5.3 e 5.8](#)), não são observadas as bandas de emissão oriundas dos níveis de maior energia <sup>5</sup>D<sub>1,2</sub>. É possível que estes níveis sofram decaimento não radiativo no mecanismo da luminescência persistente destes materiais, devidos aos processos de transferência de energia intramoleculares.



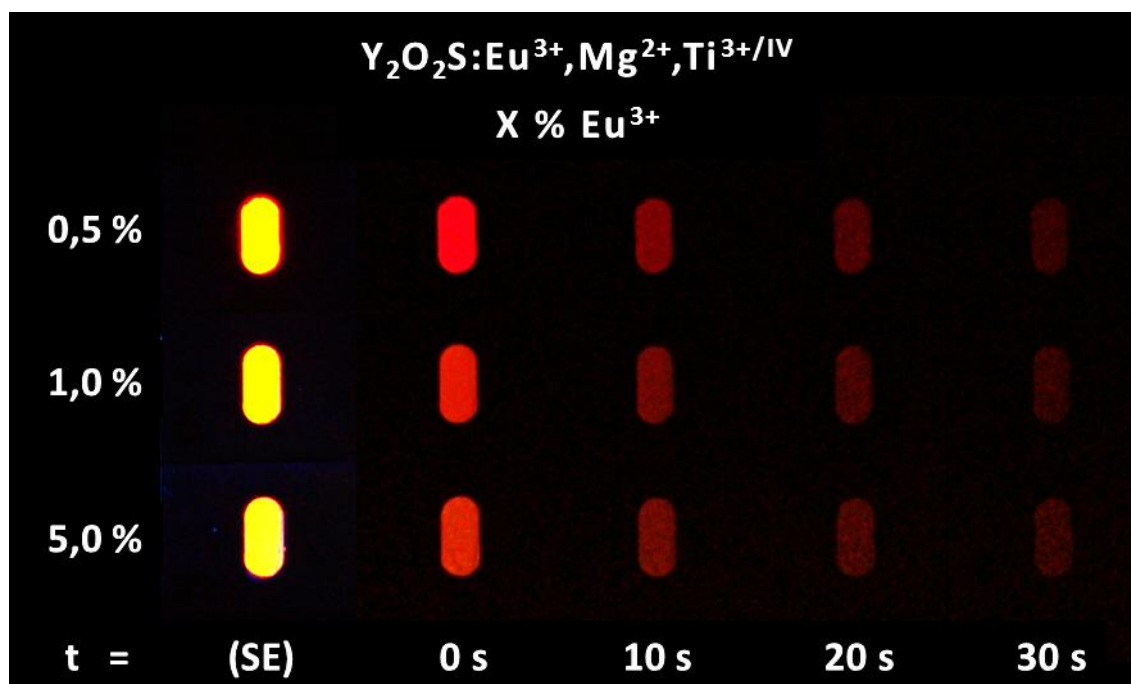


**Figura 6.3** Espectros de emissão da luminescência persistente dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Eu}^{3+}$ . Os espectros de emissão foram registrados nos instantes de tempo de 0, 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210 e 240 s após cessada a excitação.

A banda de emissão larga observada nos espectros da [Figura 6.3](#) é atribuída à transição  $d-d$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  [3,5], comprovando a presença de íons titânio trivalentes oriundos da dopagem com  $\text{TiO}_2$ . É importante ressaltar que esta banda de emissão do  $\text{Ti}^{3+}$  é ausente nos espectros de emissão convencional destes materiais ([Figuras 5.3 e 5.8](#)), e este fato ocorre por dois fatores. Primeiramente, os processos de transferência de energia LMCT para o  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ ) são mais eficientes do que a transferência de energia LMCT para o  $\text{Ti}^{3+}$  ( $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$ ).

O outro fator consiste no processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  observado nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$ , uma vez que, conforme discutido no capítulo 5, o tempo de vida de emissão desses materiais é maior que o dos materiais sem co-dopantes. Durante a excitação, as armadilhas encontram-se preenchidas, e a energia fornecida pela excitação garante uma transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  eficiente. Ao remover a excitação, a fonte de energia do sistema consiste basicamente nos elétrons armadilhados próximos à BC, que ao retornarem aos estados excitados do  $\text{Ti}^{3+}$  podem gerar a emissão ou transferir energia para o  $\text{Eu}^{3+}$ , o que gera uma luminescência persistente composta tanto pelas bandas de emissão finas do íon  $\text{Eu}^{3+}$  quanto pela banda larga de emissão do íon  $\text{Ti}^{3+}$ . A diminuição da intensidade das bandas de emissão do  $\text{Ti}^{3+}$  com o aumento da concentração de  $\text{Eu}^{3+}$  ([Figura 6.3](#)) também é um indicativo do processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ , pois o processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  torna-se mais favorecido com o aumento da quantidade de  $\text{Eu}^{3+}$ .

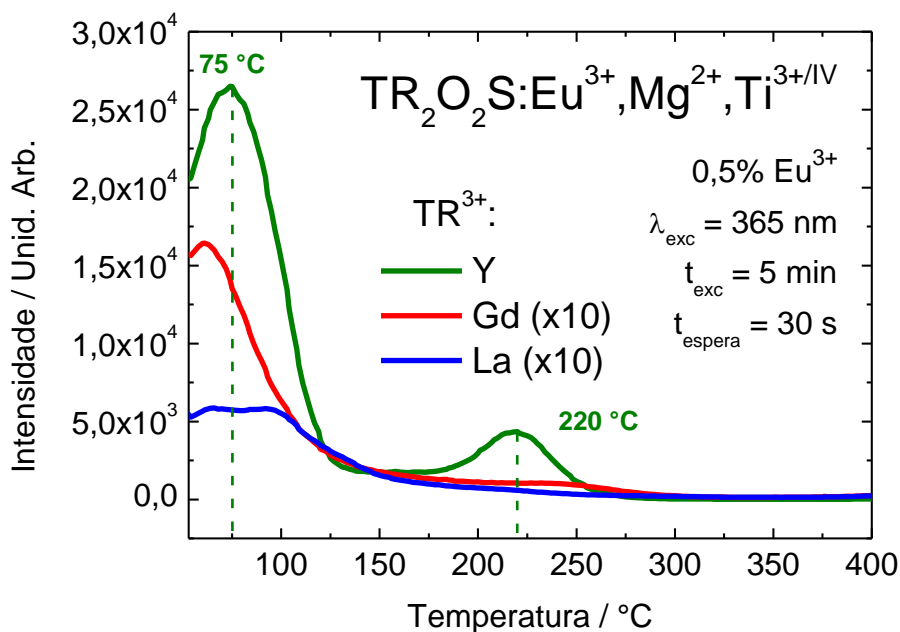
A presença da banda do  $\text{Ti}^{3+}$  e a ausência das bandas de emissão  ${}^5\text{D}_{1,2} \rightarrow {}^7\text{F}_J$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  desloca a cor de emissão para regiões de menores energias, de modo que a cor emitida pela luminescência persistente é mais avermelhada que a cor da emissão oriunda da excitação direta destes materiais ([Figura 6.4](#)). Nota-se também que a intensidade da emissão não varia muito com a concentração de  $\text{Eu}^{3+}$  ([Figura 6.4](#)), corroborando com as curvas de decaimento da luminescência persistente para esses materiais ([Figura 6.2](#)).



**Figura 6.4** Fotografias da luminescência persistente dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 de  $\text{Eu}^{3+}$ , registradas sob excitação (SE), imediatamente após remover a excitação (0 s) e em intervalos de 10 s.

### 6.1.3 Termoluminescência

As curvas de termoluminescência dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) apresentam diferenças significativas em relação à intensidade das bandas de emissão termoluminescentes. A intensidade da curva de termoluminescência referente ao material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.5, linha verde) é maior que as curvas dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.5, linha azul) e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.5, linha vermelha) por pelo uma ordem de grandeza, o que confirma o maior tempo de luminescência persistente para este material. Deve-se destacar que todas as curvas de emissão de termoluminescência foram registradas nas mesmas condições experimentais e instrumentais.



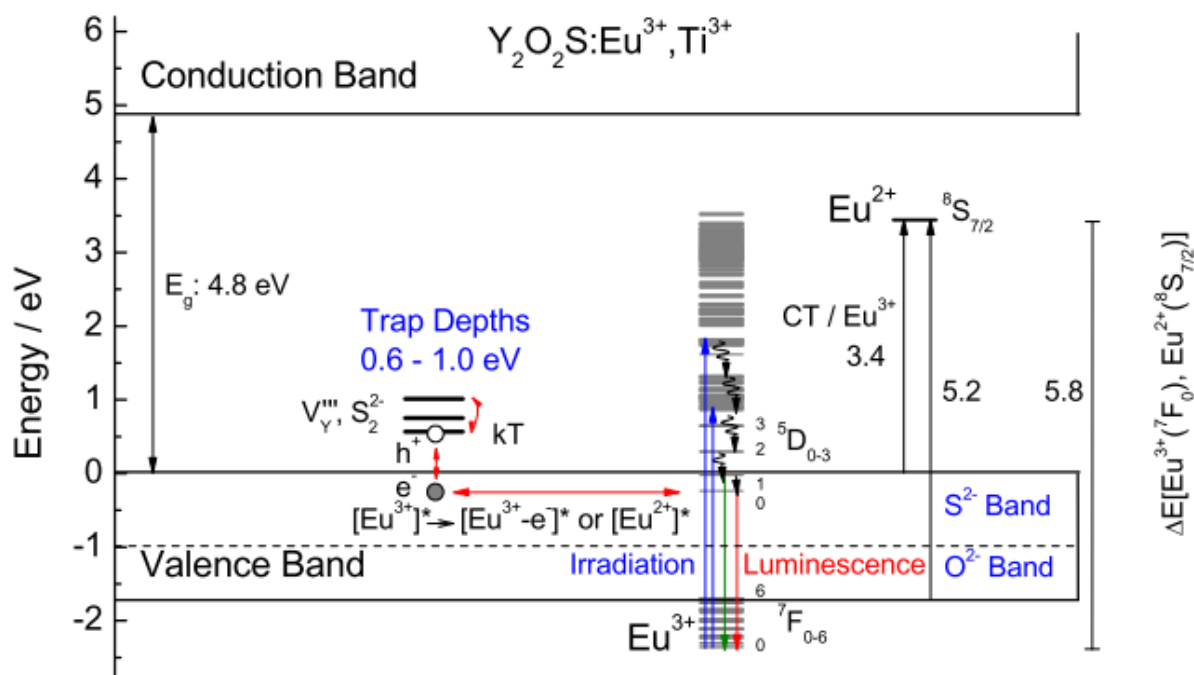
**Figura 6.5** Curvas de emissão termoluminescente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y), registradas após cessada a excitação em 365 nm por 5 min. A intensidade das curvas dos materiais  $\text{TR}^{3+}$ : La e Gd foi multiplicada por 10.

O perfil da curva de termoluminescência do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.5, linha verde) é semelhante com os resultados da literatura [3,6]. É possível observar duas bandas de termoluminescência com aspecto de segunda ordem, a primeira de maior intensidade centrada em temperatura de 75 °C, e a segunda apresenta menor intensidade localizada em torno de 220 °C. A banda de emissão termoluminescente situada em 75 °C encontra-se em uma temperatura próxima da ideal para a liberação da energia armazenada nas armadilhas do material a temperatura ambiente [2,7]. Por outro lado, a banda de menor intensidade em torno de 220 °C indica armadilhas mais profundas, que não contribuem para a liberação de energia a temperatura ambiente, podendo contribuir na capacidade de armazenamento do material e, portanto, aumentando uma luminescência persistente mais eficiente. No caso dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$ , observa-se um pequeno deslocamento das bandas de emissão termoluminescentes em relação ao material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$ .

Uma das maneiras de se determinar a energia das armadilhas consiste no método da deconvolução das curvas de termoluminescência [7]. No entanto, de acordo com Aitasalo e colaboradores [1], este método apresenta-se muitas vezes incerto na determinação da quantidade de bandas e da energia real das armadilhas. Ademais, devido às restrições instrumentais, as curvas de termoluminescência dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  só puderam ser registradas a partir de 50 °C, o que impede a deconvolução das bandas mais intensas presentes em 75 °C. Portanto, os níveis de energia das armadilhas presentes nos materiais em questão foram inferidas a partir das curvas de termoluminescência registradas (Figura 6.5) e com base nos dados das referências [1,3,6,8].

Hölsä e colaboradores [8] foram os primeiros a propor que o mecanismo de luminescência persistente do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ocorre via armadilhamento de buracos próximo à banda de valência (Figura 6.6). Este mecanismo considera que os níveis de energia  ${}^7\text{F}_J$  e  ${}^5\text{D}_J$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  estão parcialmente sobrepostos à BV da matriz  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  (Figura 6.6). Esta proposta é coerente, pois implica na formação de armadilhas próximas ao topo BV, que justificam a existência do fenômeno da luminescência persistente para materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  sem co-dopantes, ainda que pouco pronunciado.

Outro ponto importante consiste na luminescência persistente para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y), cujos mecanismos ocorrem via armadilhamento de elétrons excitados para a BC [3,5]. O mecanismo via armadilhamento de elétrons é mais eficiente que o por armadilhamento de buracos, devido à maior mobilidade dos elétrons pela BC em relação à mobilidade dos buracos pela BV, além do menor número de armadilhas para buracos. Portanto, as bandas de termoluminescência referentes às armadilhas de elétrons são mais intensas do que as bandas referentes às armadilhas de buracos, de modo que as bandas de emissão termoluminescentes dos materiais preparados (Figura 6.5) são relacionadas principalmente à energia das armadilhas de elétrons próximas à BC [9].



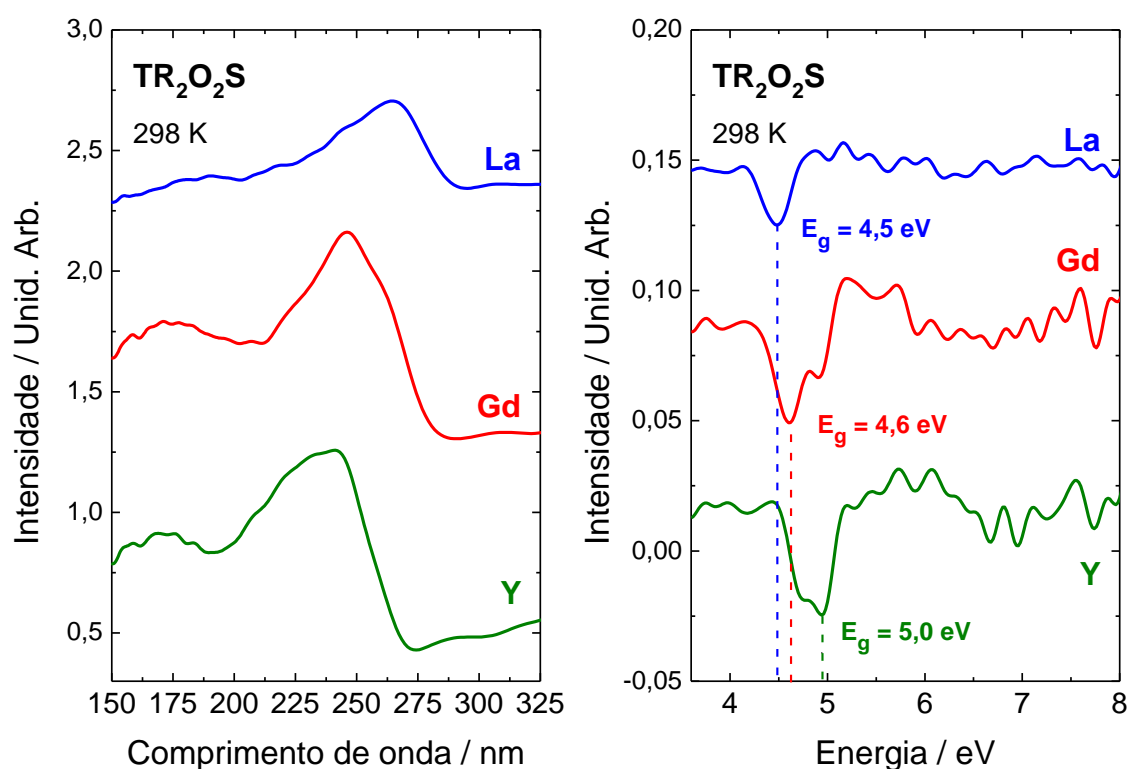
**Figura 6.6** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Ti}^{3+/\text{IV}}$  proposto por Hölsä e colaboradores [8].

Em resumo, de acordo com os dados das referências [3,6,8] e com as curvas de termoluminescência dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/\text{IV}}$  (Figura 6.5) é provável que haja armadilhas de buracos próximas à BV na faixa de energia 0,6–1,0 eV. Em relação às armadilhas de elétrons próximas à BC, devem haver armadilhas com energia 0,6–0,7 eV, referentes à banda de 75 °C, além de armadilhas mais profundas relativas à banda termoluminescente localizada em 220 °C, com energia de cerca de 1,2 eV.

Por fim, é importante ressaltar que o fenômeno da luminescência persistente foi observado nos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/\text{IV}}$  a baixas temperaturas. Realizou-se um teste qualitativo sobre estes materiais, resfriando-os a 77 K e excitando-os com uma lâmpada UV (365 nm) por 5 minutos. Ao removê-los do  $\text{N}_2(\text{l})$  e cessar a excitação sobre os materiais, observou-se o fenômeno da luminescência persistente até que a temperatura ambiente fosse atingida. Esta liberação de energia luminosa ainda que a baixas temperaturas sugere a presença de armadilhas de baixa energia (0,1–0,2 eV) próximas à BC destes materiais [1,2].

### 6.1.4 Espectroscopia de excitação na região UV–UV vácuo

Os espectros de excitação na região do UV–UV vácuo das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) (Figura 6.7, esquerda) foram registrados a 298 K, na faixa espectral 150–325 nm. Nota-se uma borda de absorção semelhante nos materiais, que é deslocada para regiões de maior energia com a diminuição do raio  $\text{La}^{3+} > \text{Gd}^{3+} > \text{Y}^{3+}$ . Esta borda é atribuída à absorção da matriz, correspondendo à diferença de energia entre o topo da BV e a base da BC, ou seja, a energia do *band gap* ( $E_g$ ). Para uma melhor estimativa, a primeira derivada dos espectros foi plotada (Figura 6.7, direita). O mínimo da derivada de cada curva fornece os valores de  $E_g$  iguais a 4,4, 4,5 e 5,0 eV para as matrizes  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , respectivamente, que estão próximos aos valores de *band gap* encontrados na literatura [10–12].

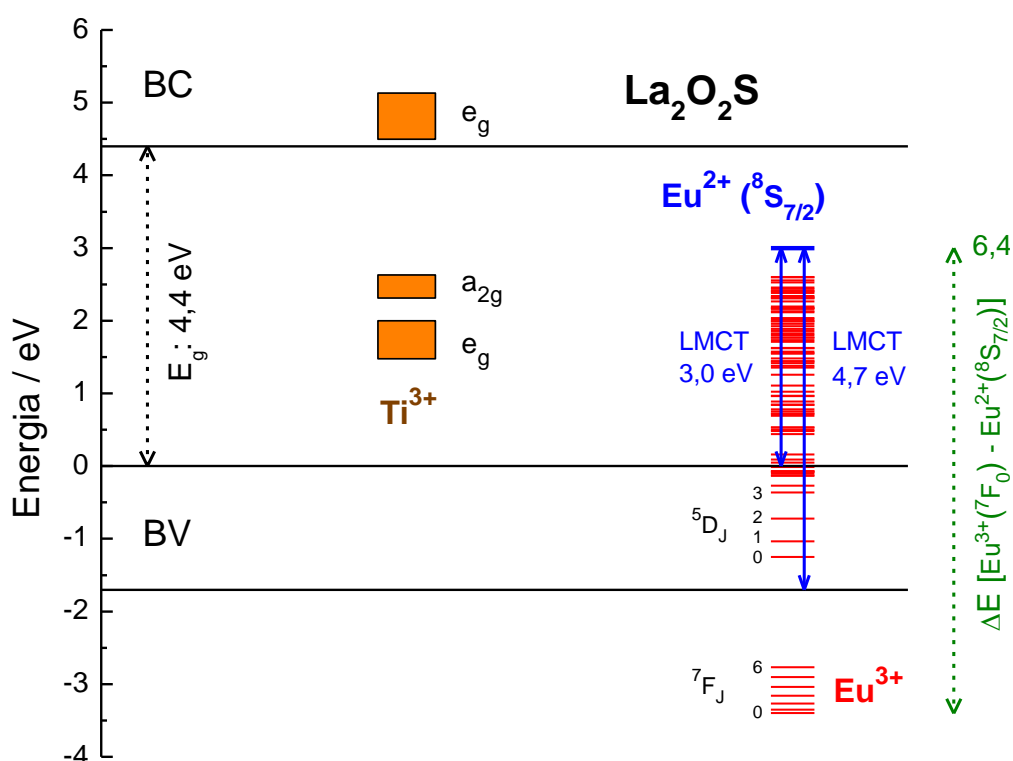


**Figura 6.7** Espectros de excitação na região do UV–UV vácuo das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) sem dopantes (esquerda); primeira derivada dos espectros de excitação, indicando o valor de energia do *band gap* ( $E_g$ ) (direita).

### 6.1.5 Posição dos níveis de energia dos íons $\text{Eu}^{3+}$ e $\text{Ti}^{3+}$

Com o objetivo de desenvolver os mecanismos de luminescência persistente, é necessário também determinar a posição dos níveis de energia dos íons dopantes e co-dopantes ( $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Ti}^{3+}$ , respectivamente) em relação ao *band gap* das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y). Para a determinação desses níveis de energia foram utilizados os dados espectrais de excitação dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 5.2), isto é, as energias das bandas de transferência de carga LMCT  $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  destes materiais. Na determinação da energia nos níveis *d* do  $\text{Ti}^{3+}$  utilizou-se os dados reportados na referência [3].

A Figura 6.8 apresenta o diagrama das posições das bandas de valência e de condução (BV e BC) e da posição dos níveis de energia dos íons  $\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{2+}$  ( $^8\text{S}_{7/2}$ ) e  $\text{Ti}^{3+}$  na matriz  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ , cuja construção foi detalhada a seguir.



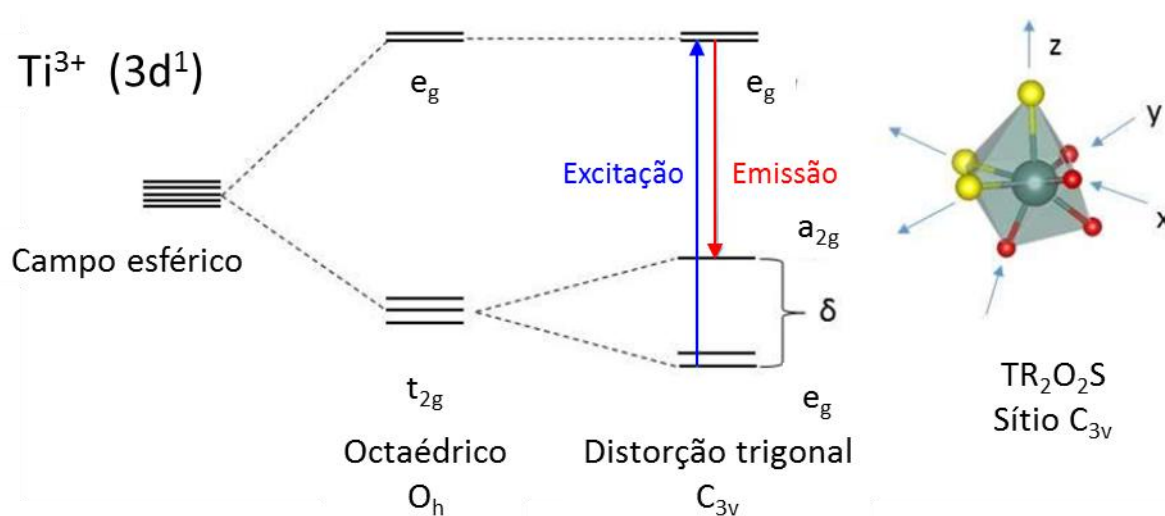
**Figura 6.8** Posição dos níveis 4f<sup>n</sup> dos íons,  $\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{2+}$  ( $^8\text{S}_{7/2}$ ) e dos níveis *d* do íon  $\text{Ti}^{3+}$  na matriz  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ .



Primeiro, o valor de *band gap* proveu a diferença de energia entre o topo da banda de valência (BV) e a base da banda de condução (BC) da matriz (Figura 6.8). Posicionando o topo da BV na posição de 0 eV, foi determinada a largura da BV a partir da largura das bandas LMCT  $O^{2-} \rightarrow Eu^{3+}$  e  $S^{2-} \rightarrow Eu^{3+}$  (Figura 5.2), isto é, dos valores de energia obtidos nos pontos de maior e menor energia desta banda. O ponto de menor energia da banda LMCT determina o valor da diferença de energia correspondente do topo da BV à posição do estado fundamental do íon  $Eu^{2+}$  ( $^8S_{7/2}$ ), que formalmente consiste no estado “ $Eu^{3+} + e^-$ ” gerado pela transição LMCT  $\rightarrow Eu^{3+}$  (Figura 6.8). Os valores encontrados para a diferença de energia do topo da BV ao nível de energia do estado  $^8S_{7/2}$  do íon  $Eu^{2+}$  foram de 3,0, 3,1 e 3,2 eV para os materiais baseados nas matrizes  $La_2O_2S$  (Figura 6.8),  $Gd_2O_2S$  (Figura 6.10) e  $Y_2O_2S$  (Figura 6.11), respectivamente. Com o ponto de maior energia da banda LMCT determinou-se a largura da BV, partindo da energia do estado  $^8S_{7/2}$  do íon  $Eu^{2+}$ , e os valores encontrados para esta energia foram de 4,7, 4,8 e 5,0 eV para os materiais baseados nas matrizes  $La_2O_2S$  (Figura 6.8),  $Gd_2O_2S$  (Figura 6.10) e  $Y_2O_2S$  (Figura 6.11).

Para determinar a posição do estado fundamental do íon  $Eu^{3+}$  ( $^7F_0$ ) a partir da posição do estado fundamental do íon  $Eu^{2+}$  ( $^8S_{7/2}$ ) deve-se levar em conta a diferença de energia entre os níveis fundamentais de um mesmo elemento terra rara com diferentes estados de oxidação (Figura 1.7). Essa energia é muito alta para o caso dos íons livres ( $\sim 18$  eV), mas é consideravelmente reduzida para os íons dopados em matrizes sólidas. No caso dos íons  $Eu^{3+}$  e  $Eu^{2+}$ , esta diferença de energia é de  $>7$  eV para fluoretos, entre 6 e 7 eV para óxidos e  $<6$  eV para sulfetos [13,14], isto é, a diferença de energia  $\Delta E [Eu^{2+}(^8S_{7/2}) - Eu^{3+}(^7F_0)]$  é dependente da matriz. A partir das referências [13,14] utilizou-se um valor de 6,4 eV para a diferença de energia  $\Delta E [Eu^{2+}(^8S_{7/2}) - Eu^{3+}(^7F_0)]$  nas matrizes  $TR_2O_2S$  ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y). Dessa maneira, o nível fundamental  $^7F_0$  do íon  $Eu^{3+}$  foi posicionado abaixo da BV, e os níveis  $^5D_J$  encontram-se sobrepostos à BV (Figura 6.8).

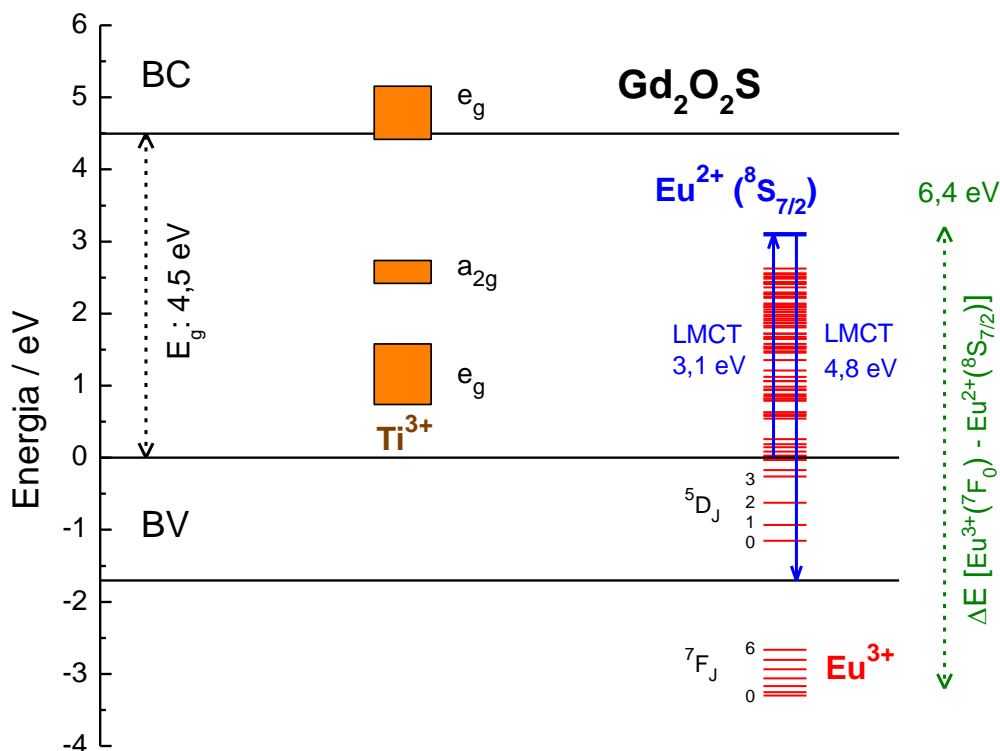
Por fim, o posicionamento nos níveis de energia do íon  $Ti^{3+}$  no diagrama da [Figura 6.8](#) deve considerar o desdobramento dos orbitais  $d$  devido a influência do campo ligante em um sítio de simetria  $C_{3v}$ . A [Figura 6.9](#) apresenta o desdobramento dos orbitais  $d$  do  $Ti^{3+}$  ( $3d^1$ ) em um ambiente químico contendo sítios de coordenação com simetrias  $O_h$  e  $C_{3v}$  [3]. Em sítios octaédricos, o estado  $^2D$  dos íons  $3d^1$  é desdobrado nos níveis  $^2T_2$  (fundamental) e  $^2E$  (excitado), com a separação de energia dada por  $10Dq$ . Em simetria trigonal, o estado fundamental  $^2T_2$  é desdobrado nos estados  $^2A_2$  e  $^2E_2$ . De acordo com a referência [3], atribui-se a banda excitação dos materiais à transição  $^2E \rightarrow ^2E$ , enquanto que a emissão do  $Ti^{3+}$  se dá pela transição  $^2E \rightarrow ^2A_2$ , o que explica a absorção em maiores energias ( $\sim 30000 \text{ cm}^{-1}$ ) e a emissão de banda larga centrada em 600 nm.



**Figura 6.9** Desdobramento dos orbitais  $d$  do íon  $Ti^{3+}$  ( $3d^1$ ) sobre campos de simetria  $O_h$  e  $C_{3v}$ . À direita o poliedro de coordenação relativo aos sítios  $C_{3v}$  nos oxissulfetos [3].

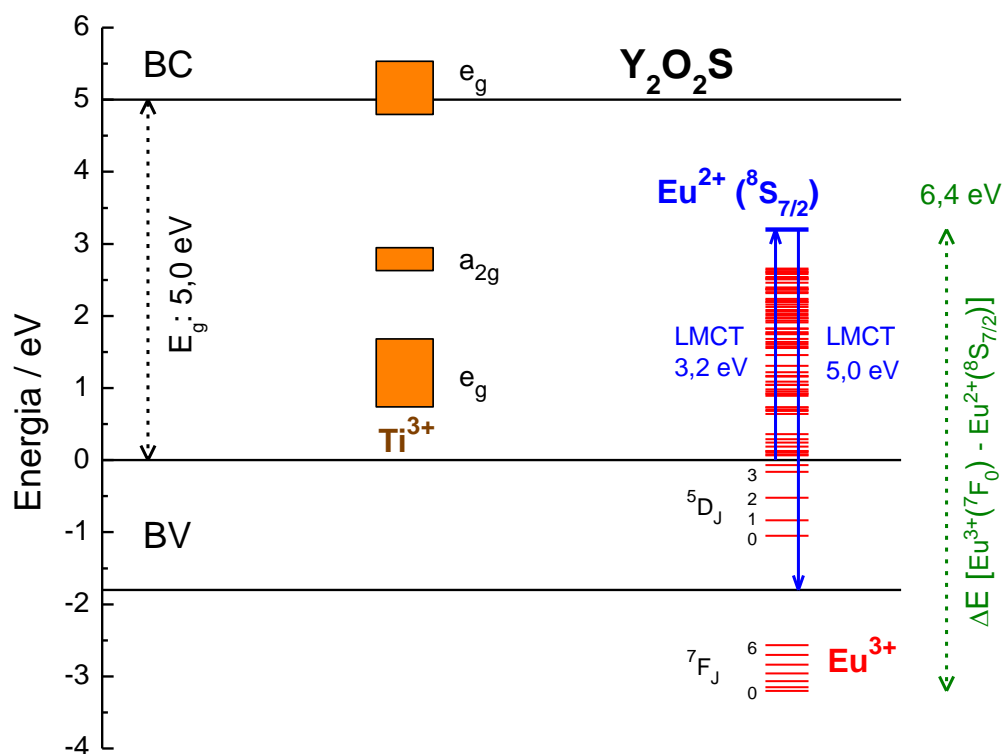
As posições dos níveis de energia dos íons  $Eu^{3+}$ ,  $Eu^{2+}$  ( $^8S_{7/2}$ ) e  $Ti^{3+}$  dentro do *band gap* das matrizes  $Gd_2O_2S$  ([Figura 6.10](#)) e  $Y_2O_2S$  ([Figura 6.11](#)) foram determinadas da mesma maneira que para o diagrama de níveis de energia da matriz  $La_2O_2S$  ([Figura 6.8](#)). Observa-se nos diagramas de níveis de energia das matrizes  $Gd_2O_2S$  e  $Y_2O_2S$  que o nível excitado do íon  $Ti^{3+}$  encontra-se parcialmente sobreposto à BC ([Figuras 6.10 e 6.11](#)), posição adequada para os

mecanismos de luminescência persistente via armadilhamento de elétrons [1,2]. No caso da matriz  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  o nível excitado do íon  $\text{Ti}^{3+}$  encontra-se totalmente sobreposto à BC (Figura 6.8), o que induz a decaimentos não radiativos, diminuindo a eficiência da luminescência persistente.



**Figura 6.10** Posição dos níveis  $4f^n$  dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Eu}^{2+}$  ( $^8\text{S}_{7/2}$ ) e dos níveis  $d$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  na matriz  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ .

O desdobramento dos níveis  $d$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  em função do campo ligante aumenta com a diminuição do raio do cátion da matriz, ou seja, a maior diferença de energia entre os estados  $^2\text{E}$  fundamental e  $^2\text{E}$  excitado é observada para no sistema  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ . Seria esperado que o estado excitado  $^2\text{E}$  estivesse localizado dentro da BC desta matriz, devido ao maior valor de *band gap* do  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  (5,0 eV) e que este nível encontra-se parcialmente sobreposto à BC (Figura 6.11). Observa-se também que os níveis de energia do íon  $\text{Eu}^{3+}$  variam muito pouco entre as diferentes matrizes, evidenciando o pequeno efeito do campo ligante na subcamada  $4f^6$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ .



**Figura 6.11** Posição dos níveis  $4f^n$  dos íons,  $Eu^{3+}$ ,  $Eu^{2+}$  ( $8S_{7/2}$ ) e dos níveis  $d$  do íon  $Ti^{3+}$  na matriz  $Y_2O_2S$ .

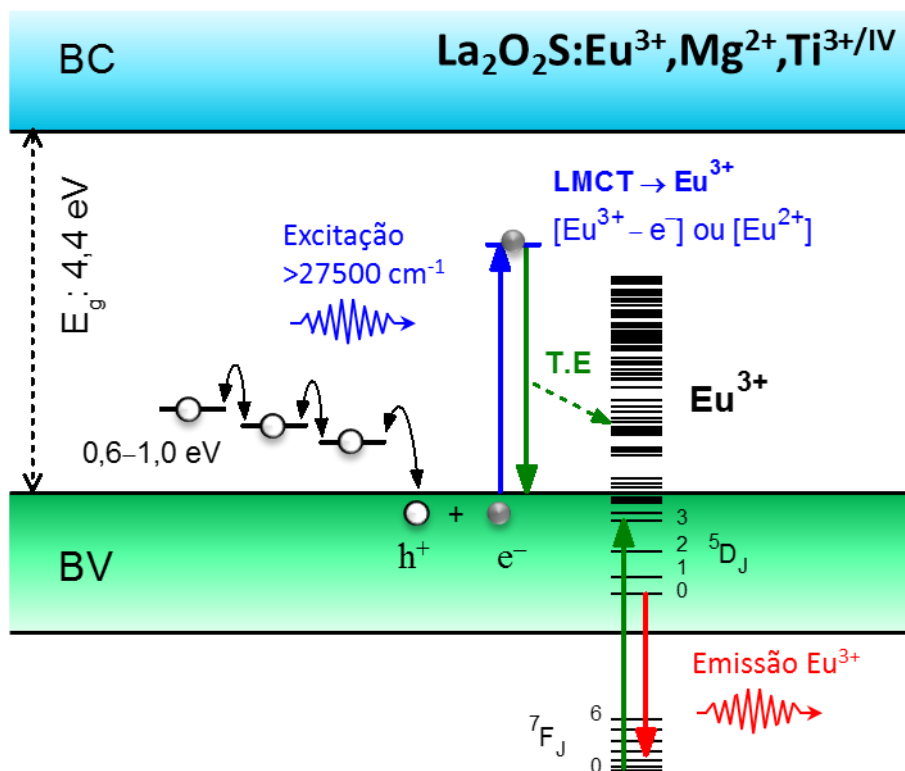
### 6.1.6 Mecanismo de luminescência persistente

Os mecanismos de luminescência persistente para os materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y) foram desenvolvidos com base nos dados experimentais obtidos da: i) energia do *band gap* (Figura 6.7), ii) posição dos níveis de energia dos íons dopantes e co-dopantes ( $Eu^{3+}$  e  $Ti^{3+}$ ) nas matrizes (Figuras 6.9–11) e iii) energia das armadilhas obtidas pelas curvas de termoluminescência (Figura 6.5) e pelos dados das referências [3,6,8]. O trabalho de Aitasalo e colaboradores [1] foi usado como base na construção dos mecanismos da luminescência persistente das matrizes dopadas com íons  $Eu^{3+}$  e co-dopadas com  $Ti^{3+}$  abordadas nesta dissertação.

É importante ressaltar que existem dois tipos possíveis de mecanismos de luminescência persistente para cada um desses materiais, o mecanismo via armadilhamento de buracos e o

mecanismo via armadilhamento de elétrons, portanto, esses mecanismos serão representados em modelos separados. O mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de buracos pode ser descrito pelas seguintes etapas (Figura 6.12).

- I) O material é excitado na região da banda LMCT  $\text{S}^{2-} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ , promovendo um elétron ( $e^-$ ) da BV do material para o estado “LMCT  $\rightarrow \text{Eu}^{3+}$ ” ( $^8\text{S}_{7/2}$  do íon  $\text{Eu}^{2+}$ ), criando um buraco ( $h^+$ ) livre na BV;
- II) O buraco ( $h^+$ ) é capturado pelas armadilhas presentes próximas a BV. Este processo ocorre com perda de energia térmica da ordem de  $kT$ . O buraco pode migrar de uma armadilha para outra com perda ou ganho de energia térmica devido à proximidade entre os níveis das armadilhas;
- III) O buraco ( $h^+$ ) retorna à BV com ganho de energia térmica, recombinando-se com o elétron do estado LMCT ( $^8\text{S}_{7/2}$  do íon  $\text{Eu}^{2+}$ ), que decai não radiativamente transferindo a energia para os íons  $\text{Eu}^{3+}$  presentes.
- IV) Os principais níveis excitados  $^5\text{D}_{3,2,1}$  dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  decaem não radiativamente para o nível emissor  $^5\text{D}_0$ , gerando a luminescência persistente oriunda das transições  $^5\text{D}_0 \rightarrow ^7\text{F}_j$ .



**Figura 6.12** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de buracos (T.E: Transferência de Energia).

A energia de excitação utilizada também pode estar na região do *band gap* das matrizes, visto que o elétron promovido à BC cria da mesma maneira um buraco na BV. Neste caso, a intensidade da luminescência persistente é um pouco menor, pois a transferência de energia  $\text{LMCT} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  é mais eficiente do que a transferência matriz  $\rightarrow \text{Eu}^{3+}$ . Por outro lado, de acordo com este mecanismo, não é possível obter a luminescência persistente destes sistemas ao excitar diretamente nas transições  $^7F_{0,1} \rightarrow ^5D_J$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  porque não são gerados buracos livres na BV. Esta constatação está de acordo com as observações experimentais deste trabalho.

Este mecanismo ocorre sem a assistência dos íons  $\text{Ti}^{3+}$  e, portanto, explica o fenômeno da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  sem co-dopantes ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y). A intensidade e duração da luminescência persistente são menores nos materiais não co-dopados

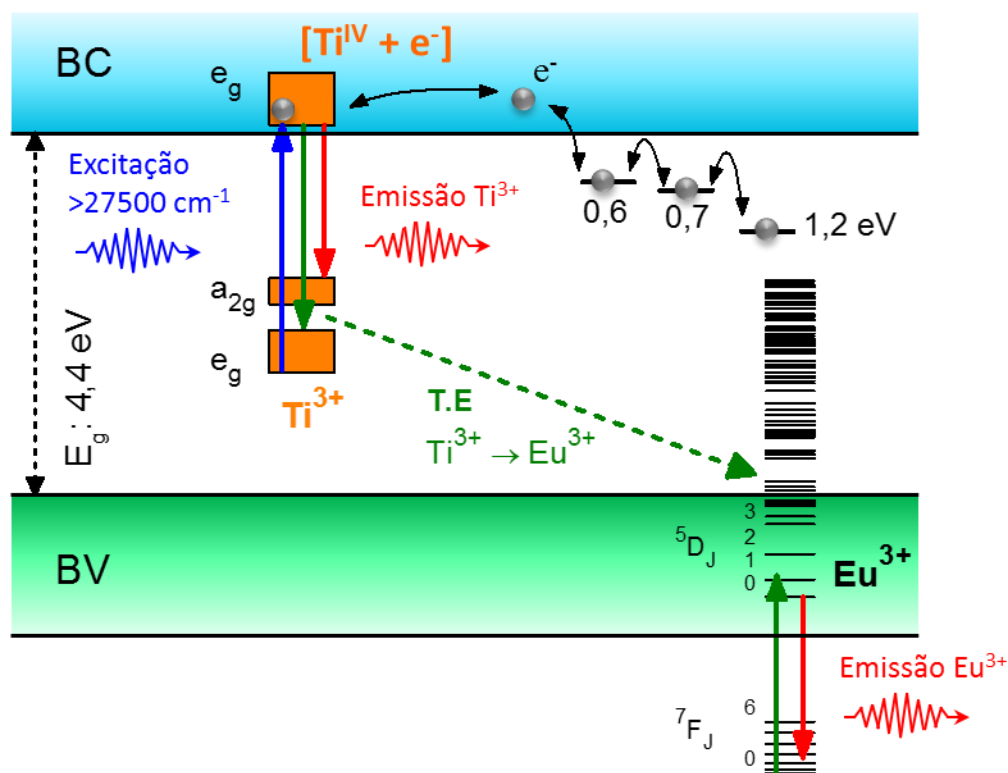
devido exatamente à baixa eficiência do mecanismo via armadilhamento de buracos quando comparado ao mecanismo via armadilhamento de elétrons.

No caso do mecanismo de luminescência persistente via armadilhamento de elétrons para os materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.13) ocorre através das seguintes etapas:

- I) O material é excitado na região das bandas LMCT, promovendo um elétron ( $e^-$ ) do nível fundamental  ${}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  para os estados excitados  ${}^2E$  sobrepostos à BC, gerando a espécie  $[\text{Ti}^{IV}-e^-]$ ;
- II) Devido à sobreposição dos estados excitados  ${}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  com a BC, o elétron é transferido para a BC, onde pode ser capturado pelas armadilhas, migrando de uma armadilha a outra com perda ou ganho de energia térmica da ordem de  $kT$ ;
- III) O elétron retorna à BC com ganho de energia térmica e em seguida sofre decaimento, recombinando com a espécie  $[\text{Ti}^{IV}-e^-]$ . Este decaimento ocorre tanto por um processo radiativo quanto não radiativo.
- IV) No decaimento radiativo é produzida a luminescência persistente de banda larga oriunda da transição  ${}^2E \rightarrow {}^2A_2$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$ .
- V) No decaimento não-radiativo a energia da transição  ${}^2E \rightarrow {}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  é transferida para os níveis de energia  $4f^6-4f^6$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  fisicamente próximo.
- VI) Os níveis dos estados excitados  ${}^5D_{3,2,1}$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$  decaem não radiativamente para o nível emissor  ${}^5D_0$ , gerando a luminescência persistente oriunda das transições  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_J$ .

Os mecanismos de luminescência persistente para os materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.14) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.15) são semelhantes ao do material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , tanto via armadilhamento de buracos quanto de elétrons. No caso dos mecanismos por armadilhamento de buracos, os tempos de luminescência persistente dependem basicamente de dois fatores: do valor da energia da transição  $\text{LMCT} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e da

energia das armadilhas de buracos próximas à BV. Como estes fatores são oriundos da natureza das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) e da posição dos níveis de energia do íon  $\text{Eu}^{3+}$ , os tempos de luminescência persistente por este mecanismo são muito semelhantes para os três materiais em questão.



**Figura 6.13** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de elétrons (T.E: Transferência de Energia, neste caso,  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ ).

Por outro lado, o tempo de luminescência persistente pelo mecanismo via armadilhamento de elétrons é muito distinto entre os materiais em questão, pois depende de três outros fatores: a posição do nível excitado do  $\text{Ti}^{3+}$  em relação à BC, a eficiência da transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  e as armadilhas de elétrons.

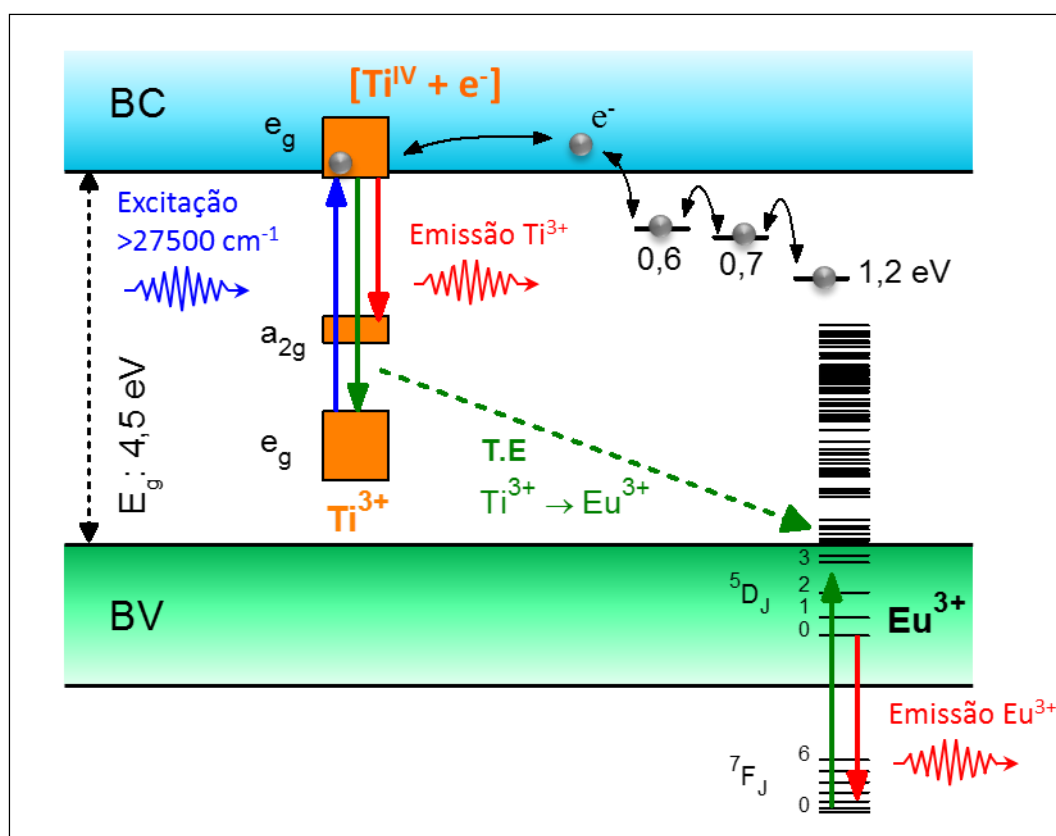
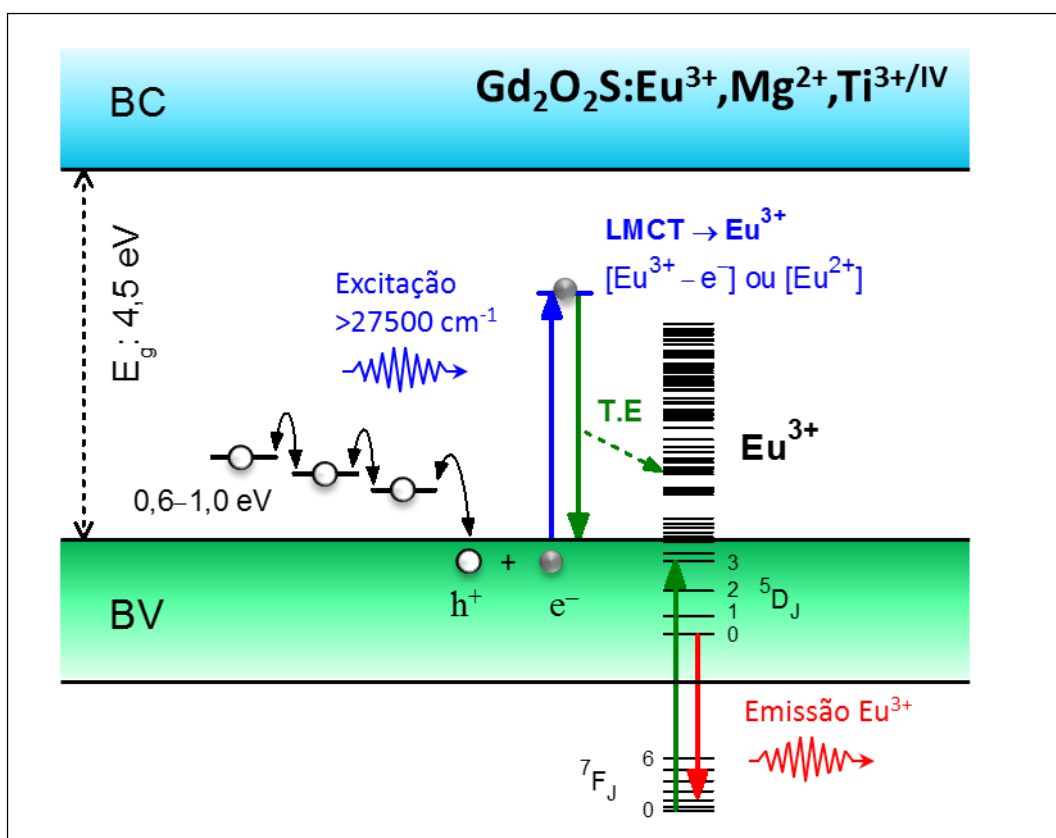
A posição do nível excitado  ${}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  é ideal para luminescência persistente quando está parcialmente sobreposto à BC, que é o caso dos materiais de  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.14, inferior) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.15, inferior). Além disso, a melhor



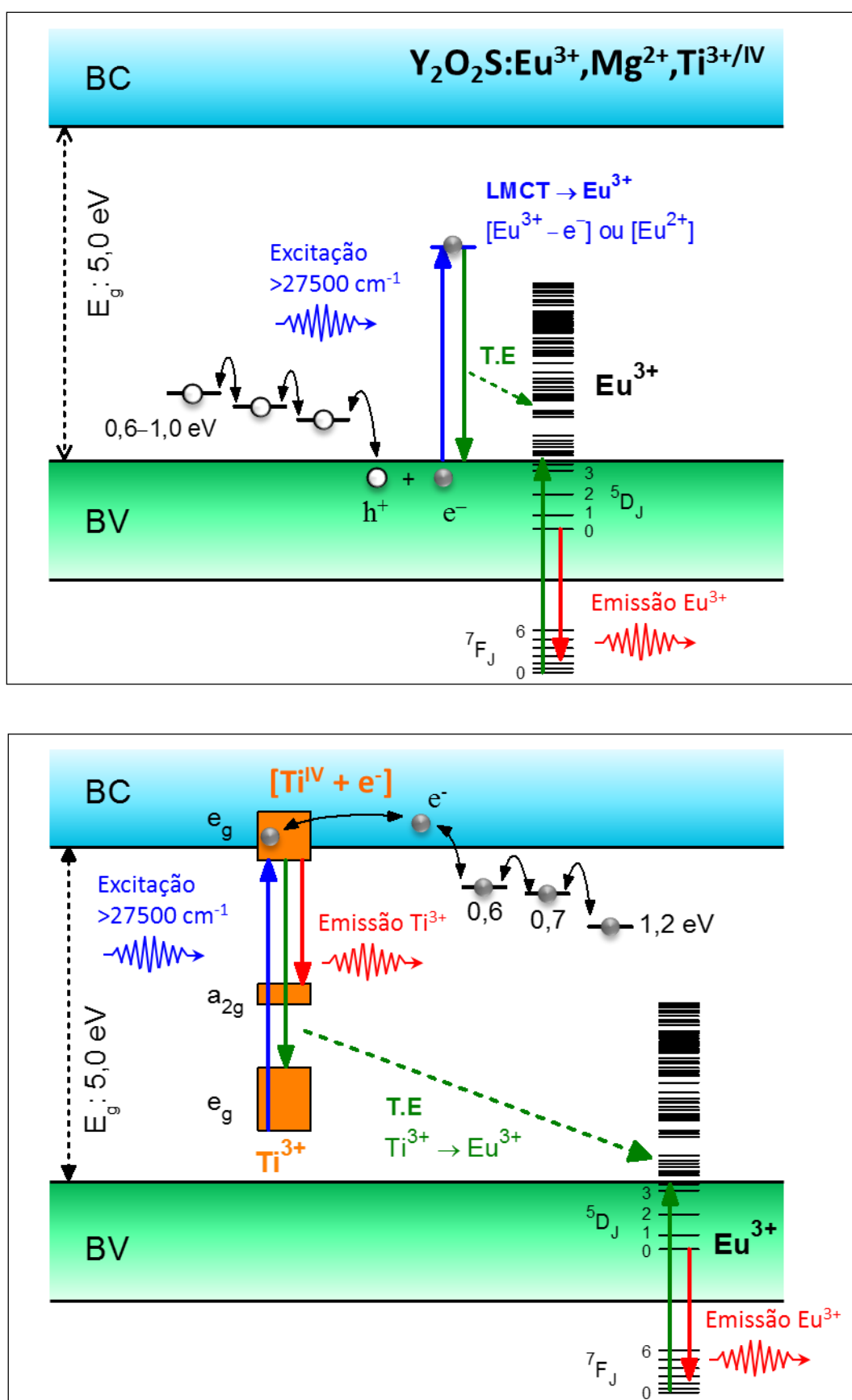
eficiência da transferência de energia  $Ti^{3+} \rightarrow Eu^{3+}$  ocorre nos materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ , confirmado pelo valor do tempo de vida de emissão deste material (Figura 5.8). Em relação às armadilhas, as curvas de emissão termoluminescente indicam uma quantidade de defeitos muito maior para os materiais  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  (Figura 6.5). Considerando estas características e levando em conta as incertezas nos cálculos dos níveis de energia, o maior tempo de luminescência persistente pelo mecanismo via armadilhamento de elétrons e referente ao material  $Y_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$ , corroborados pelas curvas de decaimento da luminescência persistente (Figura 6.1).

Tanto a emissão do íon  $Ti^{3+}$  quanto a do íon  $Eu^{3+}$  são assistidas pelo mecanismo via armadilhamento de elétrons, explicando a maior eficiência da luminescência persistente nos materiais co-dopados. A emissão do íon  $Ti^{3+}$  e a transferência de energia  $Ti^{3+} \rightarrow Eu^{3+}$  ocorrem de maneira simultânea, o que explica a observação das bandas de emissão provenientes desses dois íons nos espectros de emissão da luminescência persistente (Figura 6.3).

Vale ressaltar que o mecanismo proposto via armadilhamento de elétrons nesta dissertação foi o primeiro mecanismo para o fenômeno da luminescência persistente para os materiais  $TR_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{3+/IV}$  ( $TR^{3+}$ : La, Gd e Y).



**Figura 6.14** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/\text{IV}}$  via armadilhamento de buracos (superior) e via armadilhamento de elétrons (inferior).

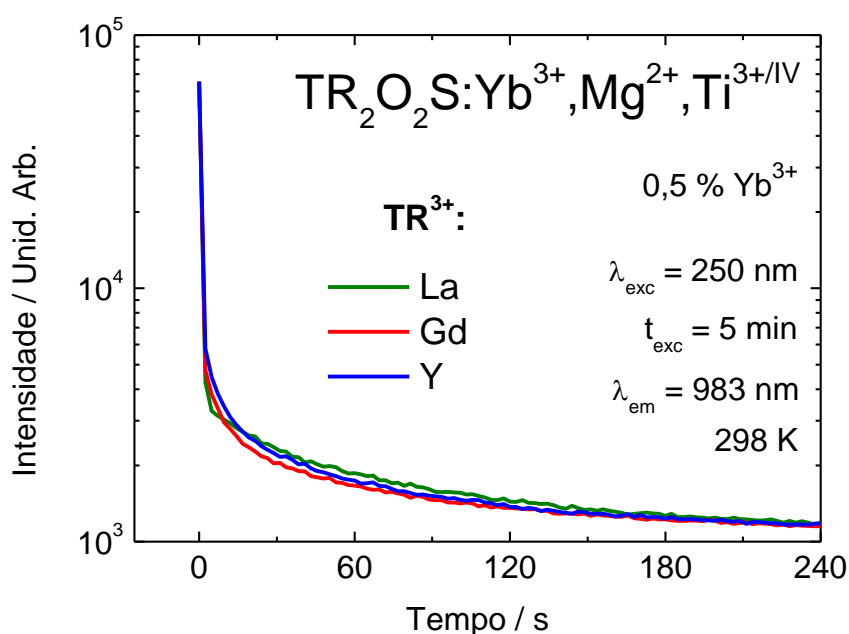


**Figura 6.15** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de buracos (superior) e via armadilhamento de elétrons (inferior).

## 6.2 Luminescência persistente dos materiais dopados com $\text{Yb}^{3+}$

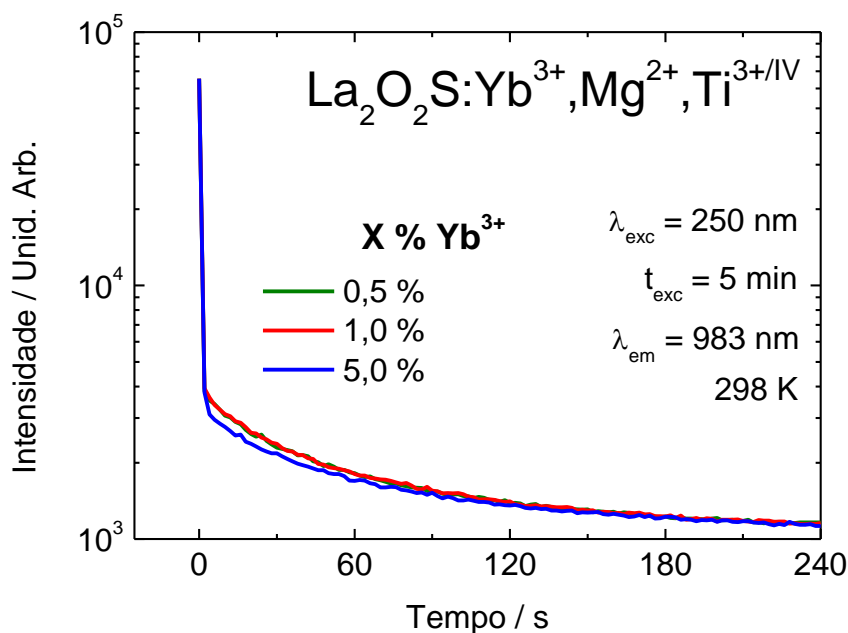
### 6.2.1 Curvas de decaimento da luminescência persistente

Assim como nos materiais ativados pelo íon  $\text{Eu}^{3+}$ , observa-se o fenômeno da luminescência persistente para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) evidenciadas por meio das curvas de decaimento de luminescência persistente (Figura 6.16). As curvas apresentam comportamento exponencial e são bastante similares, apresentando um decaimento mais rápido em relação às curvas de decaimento dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ ), indicando que a luminescência persistente dos materiais dopados com  $\text{Eu}^{3+}$  é mais longa.



**Figura 6.16** Curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) registradas em 983 nm, após cessada a excitação em 250 nm por 5 minutos.

O comportamento da luminescência persistente dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  varia muito pouco com a variação da concentração de  $\text{Yb}^{3+}$ , conforme as curvas de decaimento dos materiais dopados com 0,5, 1,0 e 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$  (Figura 6.17), indicando que a concentração do íon  $\text{Yb}^{3+}$  influencia pouco na luminescência persistente desse sistema.

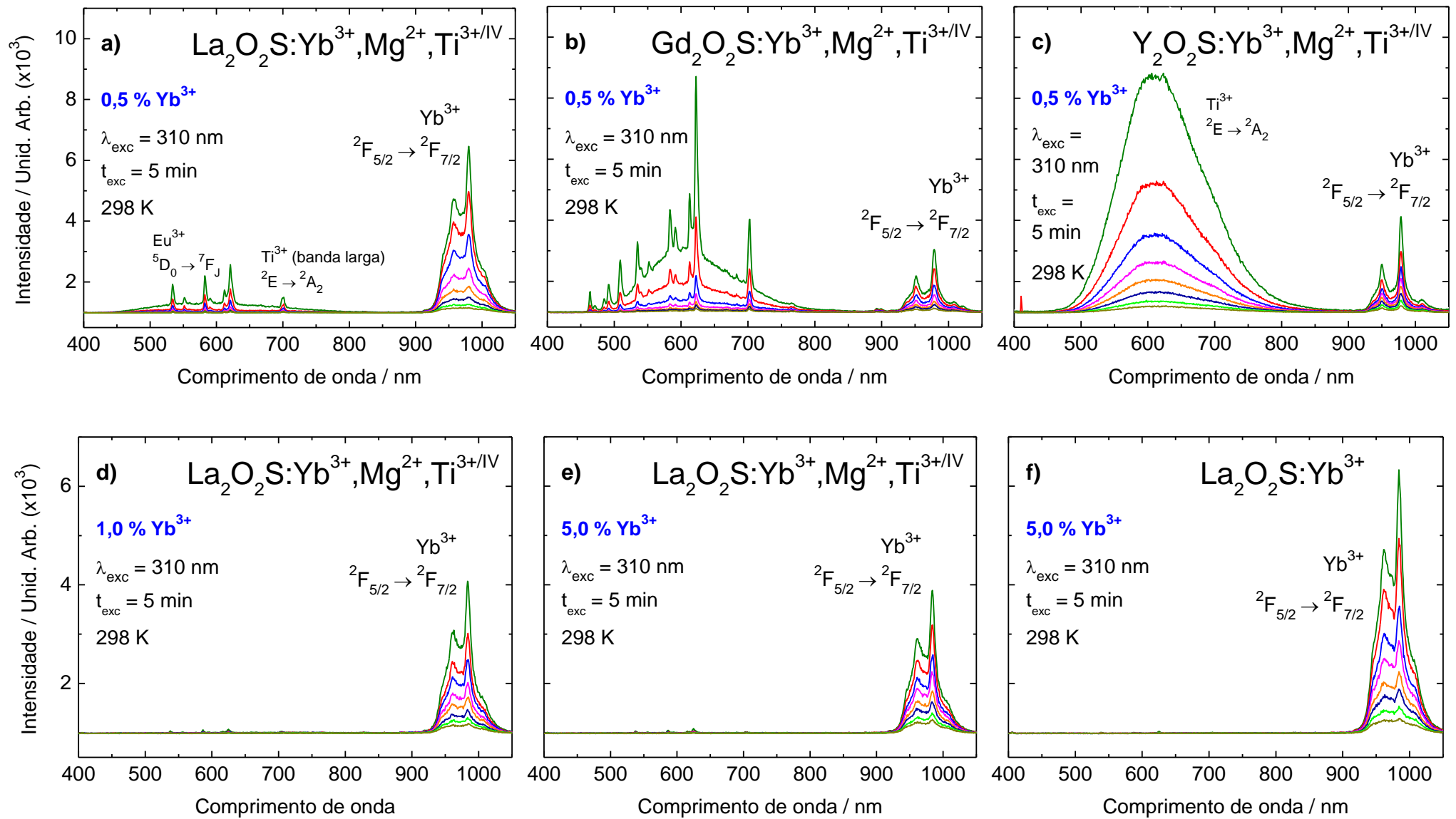


**Figura 6.17** Curvas de decaimento da luminescência persistente dos materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $X \% \text{Yb}^{3+}$ : 0,5, 1,0 e 5,0) registradas em 983 nm, após cessada a excitação em 275 nm por 5 minutos.

### 6.2.2 Espectros de emissão da luminescência persistente

A [Figura 6.18](#) apresenta os espectros de emissão da luminescência persistente dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$ . Estes espectros foram registrados da mesma forma que os espectros de emissão da luminescência persistente dos materiais  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ([Figura 6.3](#)). Isto é, os materiais foram previamente excitados em 310 nm por 5 minutos, e os espectros de emissão foram registrados nos instantes de tempo iguais a: 0, 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210 e 240 s, após removida a excitação.

Os materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ([Figura 6.18a](#)),  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ([Figura 6.18b](#)) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ([Figura 6.18c](#)) dopados com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$  apresentam bandas de emissão finas na faixa 900–1050 nm atribuídas às transições eletrônicas  ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Observa-se também a banda emissão da larga atribuída ao íon  $\text{Ti}^{3+}$ , que se estende de 500 a 800 nm. Nos materiais de  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  com concentrações de 1,0 e 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$  ([Figuras 6.18 d,e,f](#)) não são observadas as bandas de emissão da impureza de  $\text{Eu}^{3+}$ .



**Figura 6.18** Espectros de emissão da luminescência persistente – **a)**  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{YbMgTi}$ , **b)**  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{YbMgTi}$ , **c)**  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{YbMgTi}$  (estes com 0,5 % de  $\text{Yb}^{3+}$ );  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{YbMgTi}$  com **d)** 1,0 e **e)** 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$ ; **f)**  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}$  com 5,0 %  $\text{Yb}^{3+}$ .

Nota-se que as intensidades das bandas de emissão referentes às transições  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$  são semelhantes na luminescência persistente em todos os materiais (Figura 6.18). Ao comparar os materiais com 5,0 % de  $\text{Yb}^{3+}$  com co-dopantes ( $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , Figura 6.18e) e sem co-dopantes ( $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ , Figura 6.18f) observa-se um aumento da intensidade da banda de emissão do íon  $\text{Yb}^{3+}$  no material sem co-dopantes. Esses resultados mostram que a presença dos co-dopantes, mais precisamente do  $\text{Ti}^{3+}$ , não influencia na luminescência persistente oriunda dos íons  $\text{Yb}^{3+}$ . Para elucidar essas características dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$ , os seus mecanismos de luminescência persistente foram desenvolvidos a seguir.

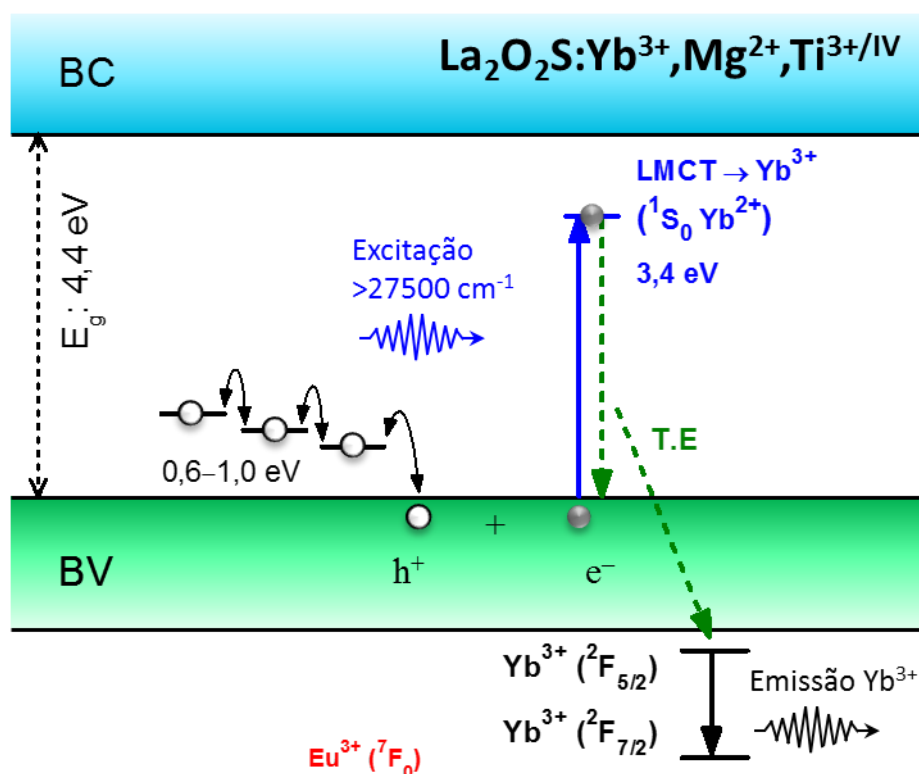
### 6.2.3 Mecanismo de luminescência persistente

Os mecanismos de luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) foram desenvolvidos seguindo o mesmo modelo dos materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Portanto, é necessário determinar a posição dos níveis de energia do íon  $\text{Yb}^{3+}$  dentro do *band gap* das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ , além do nível de energia da banda de transferência de carga  $\text{LMCT} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  (ou estado  ${}^1\text{S}_0$  do íon  $\text{Yb}^{2+}$ ).

De acordo com Dorenbos [14,15], a diferença de energia entre os níveis fundamentais dos íons  $\text{Yb}^{3+}$  ( ${}^2F_{7/2}$ ) e  $\text{Eu}^{3+}$  ( ${}^7F_0$ ) é de +0,236 eV, ou seja, o nível do  ${}^2F_{7/2}$  encontra-se um pouco acima do nível  ${}^7F_0$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . Partindo dos espectros de excitação dos materiais dopados com  $\text{Yb}^{3+}$  (Figura 5.11), os valores encontrados para a diferença de energia do topo da BV ao nível de energia do estado  ${}^1\text{S}_0$  do íon  $\text{Yb}^{2+}$  foram de 3,4, 3,5 e 3,6 eV para os materiais baseados nas matrizes  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , respectivamente.

O mecanismo da luminescência persistente via armadilhamento de buracos foi construído para o material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.19), cujas etapas são idênticas às do mecanismo via armadilhamento de buracos dos materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$ :

- I) O material é excitado na região da banda LMCT  $S^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$  (ou do *band gap*) promovendo um elétron ( $e^-$ ) da BV para o estado  $^1S_0$  do íon  $Yb^{2+}$  (ou para a BC), criando um buraco ( $h^+$ ) livre na BV;
- II) O buraco ( $h^+$ ) é capturado pelas armadilhas presentes próximas a BV, com perda de energia térmica da ordem de  $kT$ . O buraco pode migrar de uma armadilha para outra com perda ou ganho de energia térmica devido à proximidade entre os níveis das armadilhas;
- III) O buraco ( $h^+$ ) retorna à BV com ganho de energia térmica, recombinando-se com o elétron do estado LMCT ( $^1S_0$  do íon  $Yb^{2+}$ ), que decai não radiativamente transferindo a energia para o estado excitado  $^2F_{5/2}$  de um íon  $Yb^{3+}$  presente.
- IV) A transição  $^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$  gera a luminescência persistente na região do infravermelho próximo (*Near Infrared – NIR*).

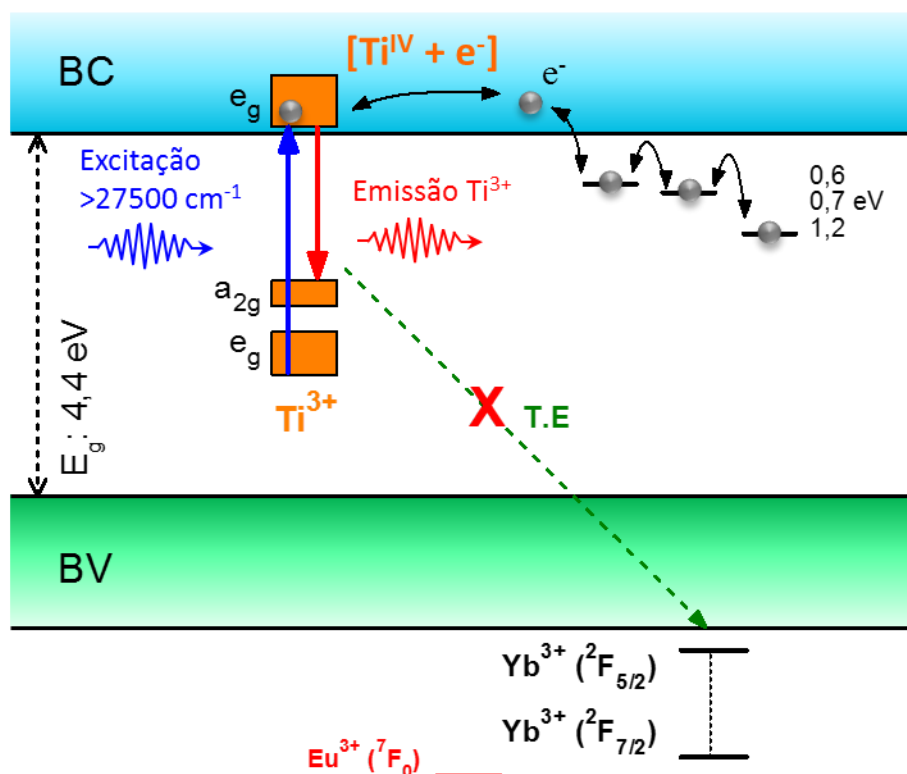


**Figura 6.19** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $La_2O_2S:Yb^{3+}, Mg^{2+}, Ti^{3+/IV}$  via armadilhamento de buracos (T.E: Transferência de Energia).



O mecanismo de luminescência persistente via armadilhamento de elétrons para os materiais  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.20) ocorre através das seguintes etapas:

- I) O material é excitado nas bandas LMCT promovendo um elétron ( $e^-$ ) do nível fundamental  ${}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  para os estados excitados  ${}^2E$  sobrepostos à BC, gerando a espécie  $[\text{Ti}^{\text{IV}}-e^-]$ ;
- II) Devido à sobreposição dos estados excitados  ${}^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$  com a BC, o elétron é transferido para a BC, onde pode ser capturado pelas armadilhas, migrando de uma armadilha a outra com perda ou ganho de energia térmica da ordem de  $kT$ ;
- III) O elétron retorna à BC com ganho de energia térmica e em seguida sofre decaimento radiativo, recombinando com a espécie  $[\text{Ti}^{\text{IV}}-e^-]$  e produzindo a luminescência persistente de banda larga oriunda da transição  ${}^2E \rightarrow {}^2A_2$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$ .



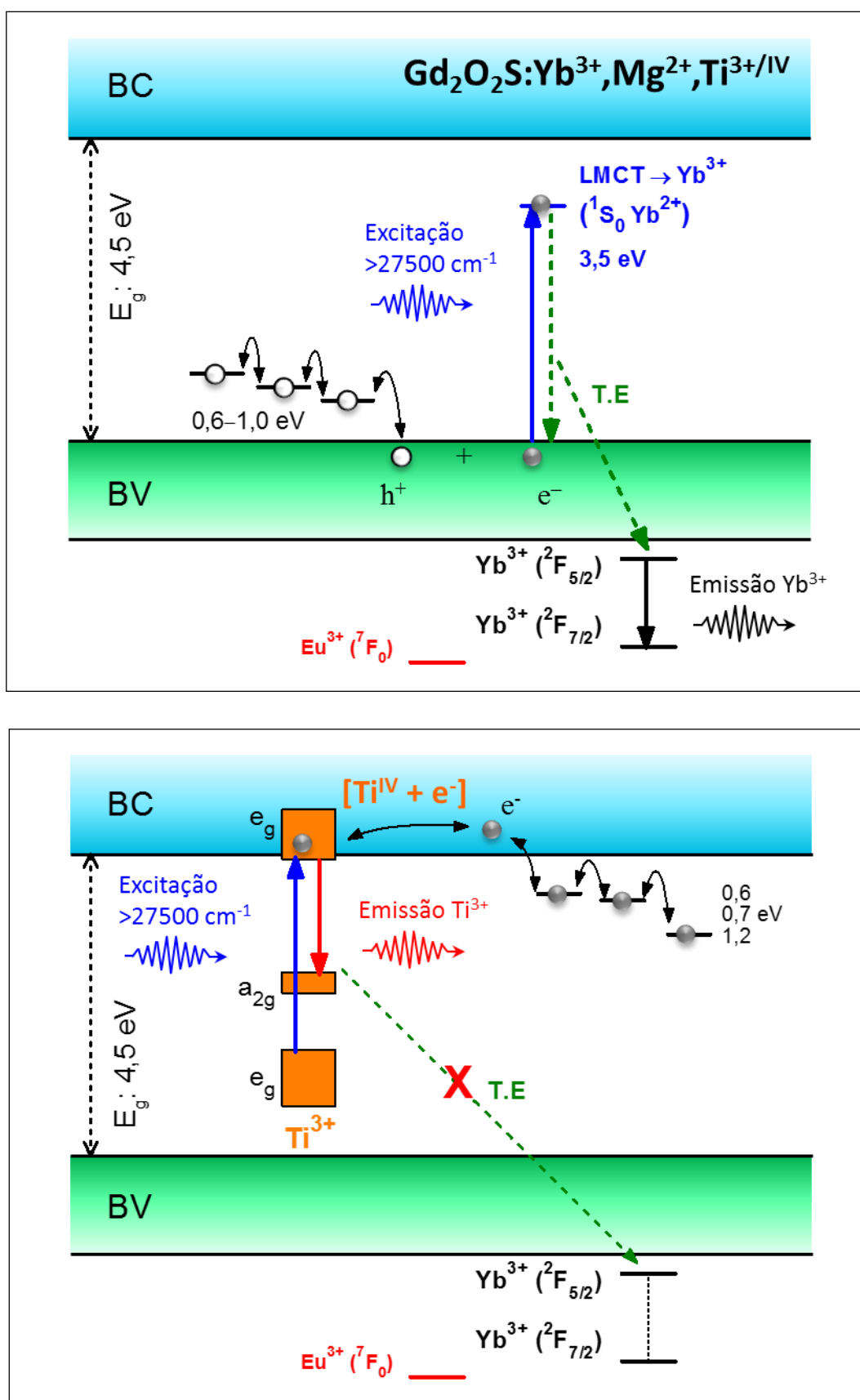
**Figura 6.20** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de elétrons. O processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  não ocorre neste material.

Devido à estrutura dos níveis de energia do íon  $\text{Yb}^{3+}$ , a diferença de energia entre os estados fundamental ( $^2F_{7/2}$ ) e excitado ( $^2F_{7/2}$ ) não é ressonante com o processo de decaimento não radiativo  $^2E \rightarrow ^2E$  do íon  $\text{Ti}^{3+}$ . Portanto, o processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$  não ocorre nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) (Figura 6.20).

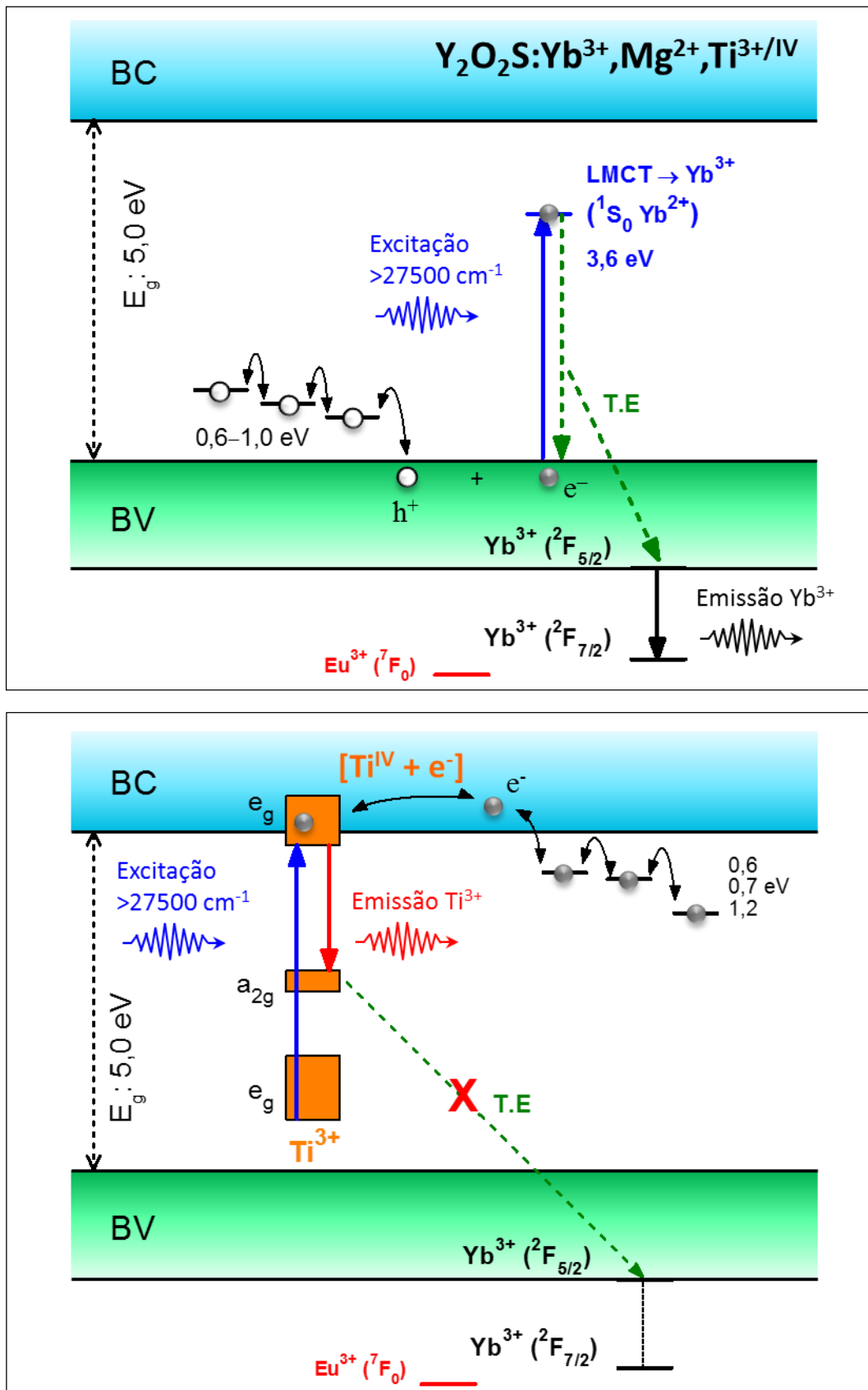
Esta consiste na principal diferença entre os mecanismos de luminescência dos materiais dopados com o íon  $\text{Eu}^{3+}$  ou com íons  $\text{Yb}^{3+}$ . A luminescência persistente dos íons  $\text{Eu}^{3+}$  nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  é pouco efetiva, pois ocorre por meio do mecanismo via armadilhamento de buracos. O mecanismo semelhante ocorre nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ , devido à posição dos níveis de energia do íon  $\text{Yb}^{3+}$  em relação a BV.

Por outro lado, os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  exibem uma luminescência persistente mais eficiente. Neste caso, tanto a emissão do íon  $\text{Ti}^{3+}$  quanto a do íon  $\text{Eu}^{3+}$  são assistidas pelo mecanismo via armadilhamento de elétrons devido ao processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$ . O mesmo não acontece nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$ . Como não existe o processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ , o mecanismo de luminescência persistente destes materiais ocorre via armadilhamento de buracos simultâneo ao de armadilhamento de elétrons, o que explica a visualização das bandas de emissão oriundas de ambos os íons  $\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{Ti}^{3+}$ , respectivamente (Figura 6.18).

Os mecanismos de luminescência persistente dos dois materiais  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.21) e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.22) ocorrem de forma idêntica ao  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  (Figuras 6.19–20), tanto em relação ao mecanismo via armadilhamento de buracos quanto via armadilhamento de elétrons.



**Figura 6.21** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/\text{IV}}$  via armadilhamento de buracos (superior) e via armadilhamento de elétrons (inferior).



**Figura 6.22** Mecanismo de luminescência persistente para o material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}, \text{Mg}^{2+}, \text{Ti}^{3+/IV}$  via armadilhamento de buracos (superior) e via armadilhamento de elétrons (inferior).

A luminescência persistente proveniente do íon  $\text{Ti}^{3+}$  é mais eficiente nos materiais contendo o íon  $\text{Y}^{3+}$  (Figura 6.18c) devido à posição dos níveis de energia do  $\text{Ti}^{3+}$  em relação ao *band gap*, assim como do material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , além do  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  reportado na referência [3]. Por outro lado, a luminescência persistente do íon  $\text{Yb}^{3+}$  é muito semelhante em todos os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  (Figura 6.18), pois a eficiência do mecanismo via armadilhamento de buracos é semelhante dentre as matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y).

## Referências

1. AITASALO, T.; HÖLSÄ, J.; JUNGNER, H.; LASTUSAARI, M.; NIITTYKOSKI, J. Thermoluminescence study of persistent luminescence materials:  $\text{Eu}^{2+}$ - and  $\text{R}^{3+}$ -doped calcium aluminates,  $\text{CaAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+},\text{R}^{3+}$ . *Journal of Physical Chemistry B*, v. 110, n. 10, p. 4589–4598, 2006.
2. RODRIGUES, L.C.V. *Preparação e desenvolvimento do mecanismo da luminescência persistente de materiais dopados com íons terras raras*. 2012, 208f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.
3. CARVALHO, J. M. *Síntese e investigação espectroscópica de novos fósforos dopados com Ti e  $\text{Ce}^{3+}$  para aplicação em luminescência persistente e iluminação de estado sólido*. 2015, 220f, Tese (Doutorado em Química) - Instituto de Química, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015.
4. BRITO, H.F.; HASSINEN, J.; HÖLSÄ, J.; JUNGNER, H.; LAAMANEN, T.; LASTUSAARI, M.; MALKAMÄKI, M.; NIITTYKOSKI, J.; NOVÁK, P.; RODRIGUES, L.C.V. Optical energy storage properties of  $\text{Sr}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7:\text{Eu}^{2+},\text{R}^{3+}$  persistent luminescence materials. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, v. 105, n. 2, p. 657–662, 2011.
5. ZHANG, P.; HONG, Z.; WANG, M.; FANG, X.; QIAN, G.; WANG, Z. Luminescence characterization of a new long afterglow phosphor of single Ti-doped  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ . *Journal of Luminescence*, v. 113, p. 89–93, 2005.
6. DENG, S.; XUEA, Z.; LIU, Y.; LEI, B.; XIAO, Y.; ZHENG, M. Synthesis and characterization of  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{4+}$  hollow nanospheres via a template-free route. *Journal of Alloys and Compounds*, v. 542, p. 207–212, 2012.
7. MCKEEVER, S. W. S. *Thermoluminescence of solids*, New York: Cambridge, 1985, 376p.
8. HÖLSÄ, J.; BRITO, H.F.; LAAMANEN, T.; LASTUSAARI, M.; MALKAMÄKI, M.; RODRIGUES, L.C.V. Persistent Luminescence of  $\text{Eu}^{3+},\text{Ti}^{3+}$  Doped  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ : A Hole Trapping Mechanism?. *International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (ICL 2011)*, Ann Arbor, MI, USA, 2011.
9. PENGYUE, Z.; ZHANGLIAN, H.; HUAXIANG, S.; ZHENXIU, X. Luminescence Characterization of Mg Doped  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ti}$  long afterglow phosphor. *Journal of Rare Earths*, v. 24, p. 115–118, 2006.
10. VALI, R. Electronic, dynamical, and dielectric properties of lanthanum oxysulfide. *Computational Materials Science*, v. 37, p. 300–305, 2006.
11. WANG, F.; CHEN, X.; LIU, D.; YANG, B.; DAI, Y. Experimental and theoretical study of pure and doped crystals:  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}^{3+}$ . *Journal of Molecular Structure*, v. 1020, p. 153–159, 2012.
12. MIKAMI, M.; OSHIYAMA, A. First-principles band-structure calculation of yttrium oxysulfide. *Physical Review B*, v. 57, n. 15, p. 8939–8944, 1998.

13. DORENBOS, P. Modeling the chemical shift of lanthanide 4f electron binding energies. *Physical Review B*, v. 85, p. 165107 (1–10), 2012.
14. DORENBOS, P. Lanthanide 4f-electron binding energies and the nephelauxetic effect in wide band gap compounds. *Journal of Luminescence*, v. 136, p. 122–129, 2013.
15. DORENBOS, P. Ce<sup>3+</sup> 5d-centroid shift and vacuum referred 4f-electron binding energies off all lanthanide impurities in 150 different compounds. *Journal of Luminescence*, v. 135, p. 93–104, 2013.

# Capítulo 7

## Conclusão e perspectivas

---



## 7. CONCLUSÃO

As matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  bem como os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu, Yb) foram preparados com sucesso pelo método de síntese no estado sólido assistida por micro-ondas. Os dados MEV indicaram que os materiais baseados em  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentam partículas bem definidas de tamanho médio de 1  $\mu\text{m}$ . Também foi possível visualizar partículas de morfologia hexagonal nos materiais de  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ , oriundas do sistema cristalino trigonal (grupo espacial  $\text{P}\bar{3}\text{m}1$ ) corroborada por DRX.

Os resultados de espectroscopia de absorção no infravermelho (IV) e de espectroscopia de absorção de raios X próximo a borda (XANES) evidenciaram a presença de espécies oxidadas de enxofre ( $\text{SO}_4^{2-}$ ) preferencialmente na superfície dos materiais, em especial nas matrizes de  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}$  e  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}$ . A oxidação do enxofre nos oxissulfetos se deve a processos de oxirredução entre o enxofre elementar e a atmosfera redutora de  $\text{CO}_{(g)}$  gerada durante a síntese assistida por micro-ondas.

Os materiais luminescentes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) apresentam bandas de emissão atribuídas às transições  $^5\text{D}_{2,1,0} \rightarrow ^7\text{F}_j$  do íon  $\text{Eu}^{3+}$ . As bandas de emissão provenientes dos níveis emissores mais energéticos  $^5\text{D}_1$  e  $^5\text{D}_2$  sugerem que as matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$  apresentam baixo acoplamento vibrônico, ou baixa energia de fônons. A eficiência quântica de emissão do nível  $^5\text{D}_0$  destes materiais varia de 21 a 36 %, sendo este maior valor observado para o material  $\text{Y}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  dopado com 0,5 % de  $\text{Eu}^{3+}$ . O tempo de vida de emissão do nível  $^5\text{D}_0$  dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  aumenta quando são adicionados os co-dopantes  $\text{Mg}^{2+}$  e  $\text{Ti}^{3+/IV}$ . Isso indica a existência do processo de transferência de energia  $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{3+}$  nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$ , que apresenta grande importância nos mecanismos de luminescência persistente destes materiais.

Os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) apresentam bandas de emissão finas na faixa 900–1050 nm atribuídas à transição  $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$  do íon  $\text{Yb}^{3+}$ .

Este resultado evidencia que os materiais ativados pelo íon  $\text{Yb}^{3+}$  exibem luminescência com emissão na região do infravermelho próximo (*Near infrared* – *NIR*). A luminescência destes materiais é favorecida em maiores concentrações de íon  $\text{Yb}^{3+}$  (1,0 e 5,0 %). De acordo com as análises de micrografias de fluorescência, estes materiais apresentam uma emissão no NIR homogênea, indicando uma boa formação de fase e uma eficiente transferência de energia para o íon  $\text{Yb}^{3+}$ .

A luminescência persistente dos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y) na região do vermelho é em torno de 1h, em especial a do matriz contendo  $\text{Y}^{3+}$  com diferentes concentrações de  $\text{Eu}^{3+}$  (0,5, 1,0 e 5,0 %). Os espectros de emissão da luminescência persistente mostram o decaimento das bandas emissão oriundas tanto do íon  $\text{Eu}^{3+}$  quanto do íon  $\text{Ti}^{3+}$ . Ademais, foi observada a luminescência persistente na região do *NIR* para os materiais dopados com o íon  $\text{Yb}^{3+}$ . Esta característica permite a aplicação destes materiais em áreas como sondas biológicas e em sensibilizadores de células solares. Também foi possível observar bandas de emissão largas na região do visível, provenientes da emissão *d-d* do íon  $\text{Ti}^{3+}$ .

Os mecanismos de luminescência persistente foram propostos para os materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Ln}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  ( $\text{TR}^{3+}$ : La, Gd e Y;  $\text{Ln}^{3+}$ : Eu, Yb). Existem dois tipos de mecanismo possíveis, o mecanismo via armadilhamento de buracos e via armadilhamento de elétrons. O mecanismo via armadilhamento de buracos é relativo aos íons  $\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{Yb}^{3+}$ , devido à sobreposição dos seus principais níveis de energia em relação à banda de valência das matrizes  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}$ . Este mecanismo possui uma eficiência mais baixa, devido à baixa mobilidade dos buracos pela banda de valência, porém explica a existência do fenômeno da luminescência persistente nos materiais sem co-dopantes ( $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+}$ ).

O mecanismo via armadilhamento de elétrons ocorre nos materiais  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  e  $\text{TR}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Yb}^{3+},\text{Mg}^{2+},\text{Ti}^{3+/IV}$  para a emissão oriunda do íon  $\text{Ti}^{3+}$  devido à posição dos seus níveis excitados em relação à banda de condução das matrizes

TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S. Este mecanismo é mais eficiente em comparação ao mecanismo via armadilhamento de buracos, devido à alta mobilidade dos elétrons pela banda de condução, além do maior número de armadilhas de elétrons disponíveis, gerando uma luminescência persistente duradoura para a emissão do Ti<sup>3+</sup>. Nos materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu<sup>3+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ti<sup>3+/IV</sup> observa-se o processo de transferência de energia Ti<sup>3+</sup> → Eu<sup>3+</sup>, o que leva a uma luminescência persistente tanto para a emissão do íon Ti<sup>3+</sup> quanto para os íons Eu<sup>3+</sup>.

Como não ocorre o processo de transferência de energia Ti<sup>3+</sup> → Yb<sup>3+</sup>, a luminescência persistente dos materiais TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Yb<sup>3+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ti<sup>3+/IV</sup> ocorre com o mecanismo de armadilhamento de buracos simultâneo ao de armadilhamento de elétrons, obtendo uma luminescência persistente oriunda de ambos os íons Yb<sup>3+</sup> e Ti<sup>3+</sup> pelos dois mecanismos.

## Perspectivas

- Dar continuidade no doutorado o estudo de materiais fotônicos à base de terras raras que apresentem o fenômeno da luminescência persistente na região do visível–*NIR*.
- Otimizar os parâmetros de síntese assistida por micro-ondas para as matrizes TR<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S (TR<sup>3+</sup>: La, Gd e Y), visando diminuir ainda mais o tempo de preparação destes materiais;
- Aperfeiçoar os mecanismos de luminescência persistente dos materiais desenvolvidos neste trabalho a partir de novos estudos;
- Investigar novos materiais que apresentam luminescência persistente com emissão no infravermelho próximo;
- Estudar as aplicações destes materiais como sensibilizadores de células solares e sondas biológicas.

# **Anexo**

## Súmula curricular

---

# SÚMULA CURRICULAR

## 1. Dados Pessoais

Nome: Ian Pompermayer Machado

Local e Data de nascimento: Vila Velha, ES – 20 de Julho de 1992

## 2. Educação

Universidade Federal do Espírito Santo (UFES)

Graduação: Química – Bacharelado

## 3. Ocupação

Núcleo de competências em Química do Petróleo (NCPQ–UFES)

Estagiário, Laboratório de Instrumentação (2012–2013)

## 4. Trabalhos apresentados em congressos

- I. Silva, I.G.N.; **Machado, I. P.**; Rodrigues, R.V.; Mustafa, D.; Brito, H.F.; “*Low Temperature Synthesis of  $Y_2O_2SO_4:Eu^{3+}$  Nanophosphor Using 5-sulfoisophthalic Acid Precursors*”. XIII Brazilian MRS Meeting (SBP-Mat) – João Pessoa, PB, Brasil (2014).
- II. **Machado, I. P.**; Carvalho, J.M.; Silva, I.G.N.; Rodrigues, L.C.V.; Brito, H.F.; “*Red Persistent Luminescence of  $R_2O_2S:Eu^{3+},Mg^{2+},Ti^{IV}$  materials ( $R^{3+}$ : La, Gd and Y) prepared by microwave-assisted synthesis*”. XIV Brazilian MRS Meeting (SBP-Mat) – Rio de Janeiro, RJ, Brasil (2015).
- III. Merízio, L.G.; **Machado, I.P.**; Rodrigues, L.C.V.; Hölsä, J.; Brito, H.F.; “*Alternative Synthesis Methods of Persistent Luminescence Materials*”. 4th Internacional Conference on the Physics of Optical Materials and Devices (ICOM) – Budva, Montenegro (2015).