

Revista cubana de Física

Vol. 27, No.1, 2010

NUMERO DEDICADO A

TECNOLASER

2009

Sociedad Cubana de Física
Facultad de Física, Universidad de La Habana



La Revista Cubana de Física (*RCF*), publica artículos originales de investigación, revisión y divulgación en el campo de la Física.

Editor

Ernesto Altshuler
Facultad de Física,
Universidad de la Habana 10400
San Lázaro y L, Vedado
Ciudad de la Habana. Cuba
ealtshuler@fisica.uh.cu

Editores asociados

María Sánchez Colina
Víctor Fajer Ávila
Augusto González
Oscar Díaz Rizo
Roberto Mulet
Arnaldo González

Edición WEB

Arnaldo González
arnaldo@fisica.uh.cu



Instrucciones a los autores

1. Los manuscritos enviados a la RCF son contribuciones originales que no están bajo la consideración de otra revista. La revista publica artículos de tres categorías (a) de revisión, conciliados previamente con el Consejo Editorial, con una extensión máxima de 10 páginas; (b) de investigación, con un máximo de 6 páginas; (c) de divulgación, con extensión no mayor de 6 páginas. Se aceptan artículos en español e inglés.
2. El manuscrito deberá ajustarse a las instrucciones y formato de la plantilla que se proporciona, a descargar del sitio www.fisica.uh.cu/biblioteca/revcubfi/index.htm, usando cualquier versión de Microsoft Office Word. No se aceptan otros formatos. También es posible solicitar el envío de la plantilla por correo electrónico al editor correspondiente.
3. Hay una plantilla para artículos/revisiones y otro para divulgación. **Las instrucciones en el cuerpo de la plantilla se deben leer detenidamente** para evitar retrasos posteriores. *Los manuscritos que no se ajusten a las especificaciones de la plantilla serán devueltos sin iniciar proceso.*
4. El procedimiento de arbitraje consta de un sólo paso. El Comité Editorial, oído el criterio de los árbitros, aceptará o rechazará el artículo de forma definitiva. En caso de aceptación, y de acuerdo al arbitraje, el artículo podrá ser remitido al autor para correcciones.
5. Enviar el manuscrito por correo electrónico a rcf@fisica.uh.cu. Las figuras en formato .jpg ó .gif, ancho no mayor de 8.0 cm (instrucciones en la plantilla). Posibles excepciones en el tamaño a conciliar con el Consejo Editorial.

Correo ordinario:

Editor Revista Cubana de Física
Facultad de Física
Universidad de la Habana
San Lázaro y L, La Habana 10400
Cuba.

Thirty-seven years of lasers in the conservation of art.	3
Towards single-molecule observation of protein synthesis.	9
Técnica de biospeckle para estudiar la dependencia de la viabilidad de semillas de lupino con la temperatura.	13
Láseres de fibra óptica con emisión en la región 2-3 μm del IR medio.	18
Diseño de un mouse óptico facial para pacientes que presentan discapacidad parapléjica.	23
Generación y aplicación de haces Bessel en trabajos de alineación.	28
Uso de la granulometría para el estudio de patrones de speckles dinámicos.	34
Single-longitudinal-mode InGaAsSb/AlGaAsSb lasers for gas sensing.	42
Caracterización del coeficiente de ganancia y electroabsorción de una muestra de pozos cuánticos de AlGaAs.	45
Estudio del incremento de la temperatura y de la profundidad de penetración óptica en tejidos humanos fotoirradiados.	50
An alternative method for obtaining distributions of submicrometric particles: analysis using virtual samples.	54
Algoritmo de extracción de las propiedades ópticas a partir de la medición de la reflexión difusa resuelta espacialmente.	59
Precise alignment of a longitudinal Pockels cell for Q-switch operation Nd:YAG laser.	63
Diagnóstico de lesiones en la piel a partir de espectros de reflexión difusa empleando algoritmos computacionales: un estudio preliminar.	66
Estabilización en longitud de onda de un laser semiconductor con aplicación en un amplificador de fibra óptica dopada con Erbio.	70
Diseño de resonadores ópticos para láseres de estado-sólido de alta potencia.	74
Libs y limpieza con láser aplicada a la conservación de objetos rescatados de la corbeta HMS Swift.	80
Sensor láser con rejillas de Bragg de fibra óptica para la medición de parámetros físicos.	84
Polarization fluctuations in stationary light beams.	89
Laser induced breakdown spectroscopy; advances in resolution and portability.	94
In vivo evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography.	99
Evaluación de densitómetro automático con diodo láser.	102
Scratch holograms drawn by computer using a laser engraver system.	107

RCF

REVISTA CUBANA DE FÍSICA

UNIVERSIDAD DE LA HABANA

Dos números al año



*Una publicación conjunta de la
Sociedad Cubana de Física y la
Facultad de Física de la Universidad de la Habana.*

San Lázaro y L. Colina Universitaria, Vedado, Ciudad Habana.

Artículos originales de investigación, revisión y divulgación en inglés y español en el campo de la Física. ISSN: 0253-9268.

RCF



Thirty-seven years of lasers in the conservation of art

J. F. Asmus

Department of Physics, University of California, San Diego

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 10/06/2010.

Sumario. En los últimos 37 años diferentes técnicas láser han mostrado ser útiles en la práctica de la conservación del arte. Incluyen la limpieza fotónica y decapado, display holográfico y análisis no destructivo, caracterización de superficies mediante fluorescencia láser, dispersión y absorción de la radiación, y ultrasonido inducido por láser. A pesar de la amplia utilidad del diagnóstico basado en láser en el arte y la arqueología, el impacto mayor ha sido en el decapado y limpieza. La ablación por láser se ha usado en la conservación de sustancias como la piedra, el terracota, bronce, hierro, plomo, artículos de madera, manuscritos, pergamino, vitela, papel, cuero, textiles, y superficies pintadas. Los contaminantes superficiales que han sido removidos incluyen depósitos calcáreos, sulfatos, óxidos, musgo, líquenes, hollín, tierra, barnices deteriorados y pinturas superpuestas. La remoción con láser se ha empleado con éxito prácticamente con cualquier tipo de objeto museable y en numerosos edificios históricos y contemporáneos. Con frecuencia se ha encontrado que el decapado con láser es menos costoso y riesgoso para las superficies sensibles y frágiles que los abrasivos tradicionales y los métodos de limpieza química.

Abstract. For the past thirty-seven years various laser technologies have demonstrated utility in the practice of art conservation, as well. These include photonic cleaning and divestment, holographic display and nondestructive analysis, surface characterization through laser fluorescence, radiation scattering and absorption, and laser-induced ultrasound. Despite the broad utility of the laser-based diagnostics in art and archaeology, the greatest impact of laser technology has been in divestment and cleaning. Laser ablation has been employed in the conservation of substances such as stone, terra cotta, bronze, iron, lead, wooden articles, manuscripts, parchment, vellum, paper, leather, textiles, and painted surfaces. The range of surface contaminants that have been removed include calcareous deposits, sulphation, oxidation, moss, lichens, soot, soils, deteriorated varnish, and over paints. Laser divestment has been employed successfully with almost every class museum object and on numerous classes of historic and contemporary buildings. Frequently, it has been found that laser divestment is both more cost effective and less hazardous to sensitive and fragile surfaces than traditional abrasive and chemical cleaning methods.

Key words. laser applications 42.62.Cf, optical holography 42.40.-i, laser impact on surfaces 79.20.Eb

1 Introduction

In the field of art conservation surface divestment frequently poses an array of vexing problems. It is not uncommon to find that an encrustation, over paint, corrosion

layer, soil, or biological growth to be removed is more durable than its submerged artistic remnant. In traditional practice the various mechanical and chemical surface treatments often attack the overburden and substrate with comparable vigor. Customarily, it is a matter of observa-

tion, skill, and timing that leads to maximum divestment with minimum damage to the fabric of the artifact itself. The problem of ancillary damage to artwork surfaces during cleaning is exacerbated by collateral health hazards to workers. Protective equipment to shield conservators from conventional chemical, mechanical, and abrasive methods. One such candidate is radiation-induced divestment employing nontoxic and environmentally friendly photons.

The past one hundred years have witnessed the emergence of scores of new photon generators spanning the entire electromagnetic spectrum from radio waves to gamma rays. The most powerful and energetic of these photon sources are nuclear and thermonuclear explosive devices. One of the peaceful (Plowshare) applications of nuclear energy was the ORION rocket for deep-space exploration. This space vehicle was to be loaded with several nuclear explosive devices. One at a time they would be ejected from the tail of the vehicle and detonated at a distance. The X-ray photon flux from the explosion then ablated material from the tail of the ORION and the reaction force propelled the rocket forward. Such a rocket was successfully flown over the California coast forty years ago. Nevertheless, the Nuclear Test Ban Treaty dimmed the prospects for carrying out an Orion deep-space exploration mission to the planet Saturn.

However, serendipity took over at that point in a chain of "Connections" straight from Burke¹. First, the laser was invented² at a site connected to the ORION Program and it became possible to simulate ORION in the laboratory with optical rather than X-ray photons³. Second, pulsed-laser holographic-interferometric techniques were developed and employed to characterize laser blow off plasmas, spacecraft dynamics, and rocket plumes⁴. Third, a massive radiation-hydrodynamic Lagrangian computer code (SPUTTER) was employed to guide the laser simulation experiments that led to the laboratory generation of micrometeorites ("surfing" the blow-off plasma) at a record velocity of 50mm/us⁵. (The computer modeling revealed that shockwave damage to laser-irradiated surfaces may be avoided by insuring that the plasma-pressure buildup time permits at least ten stress-wave transits of the body (viz., shockless acceleration)⁶. At the other extreme is thermal damage to the body which is avoided by requiring that the laser flux be high enough so that the sublimation-wave velocity is higher than that of the thermal conduction wave⁷. Fortunately, a variable pulse length Q-switched laser technology⁸ was invented so that these conditions became attainable in surface irradiation experiments.)

The fifth "connection" shifted the scene to the CNR laboratory in Venice where a version of the radiation-hydrodynamic computer code was installed to support the lagoon-closure-gate program through modeling of the wind-driven storm tides of the Adriatic⁹. That collaboration stimulated further serendipity in the guise of a joint CNR/UCSD proposal to ENI (Rome) for the funding to an exploratory study on the feasibility of in-situ

vapors, chemicals, and dust can impede the observation and control needed for precise and optimum treatment. Consequently, there has been a prolonged interest in discovering a new divestment technology that is free of the limitations

of full-scale holographic archival recording of threatened Venetian statues and monuments. Immediately thereafter, the awarding of the Nobel Prize to D. Gabor for conceiving of holography¹⁰ became the sixth link in the chain of events. With holography suddenly catapulted to the ranks of front-page news, evidently, ENI was unable to reject the proposal.



Figure 1. Dr. R. Wuerker, ruby laser, and Donatello statue.



Figure 2. Holographic interferogram revealing paint-layer detachments.

The ENI-sponsored (US\$7,000) holographic conservation study took place in the winter of 1971-72 and employed a 2J/pulse ruby oscillator/amplifier laser¹¹. The holographic arrangement in San Gregorio together with the developer of the high coherence length pulsed laser, Dr. Ralph Wuerker, appear in Figure 1. A photograph of the reconstruction of one of the first in a series of Venetian holograms and interferograms is reproduced in Figure 2. The assemblage of scientists and conservators in San Gregorio was the seventh and final event in the bizarre linkage that began with nuclear propulsion in

space and culminated in laser cleaning of stone sculpture

2 Stone cleaning in Venice

Toward the end of the holographic project in February 1972 Ms. G. Musumeci (conservator) returned to San Gregorio from a meeting of the Soprintendenza alle Gallerie e alle Opere d'Arte del Veneto with the suggestion that stone cleaning be attempted with the concentrated beam from the ruby holography laser. She explained that outdoor sculptures in Venice were being lost due to the failure of conservation projects to be granted official approval because available cleaning methods yielded unacceptable patinas.

Toward the end of the holographic project in February 1972 Ms. G. Musumeci (conservator) returned to San Gregorio from a meeting of the Soprintendenza alle Gallerie e alle Opere d'Arte del Veneto with the suggestion that stone cleaning be attempted with the concentrated beam from the ruby laser. She explained that outdoor sculptures in Venice were being lost due to the failure of conservation projects to be granted official approval because available cleaning methods yielded unacceptable patinas.

In the months following the holographic effort K. Hempel (V&A Museum) shipped large numbers of relatively large (20-40cm) British and Italian stones to California for laser divestment. In late 1972 these were placed on the roof of the V&A Museum for protracted weathering tests. Some were consolidated and others were not. Unfortunately, K. Hempel retired from the conservation field shortly thereafter, and only a very few specimens were analyzed^{12,13,14,15} before the entire set was discarded without notice by the museum.

In 1973 F. Valcanover conveyed an official request to the S.H. Kress Foundation for the acquisition of a laser statue cleaner for Venice. Toward this end the Foundation supported a one-year (1974) study at UCSD to determine the "safety of laser radiation for stone". Before and after laser irradiation, diverse Venetian stone specimens were analyzed by means of XRF, SEM, X-ray diffraction, optical microscopy, and electron microprobe. Based upon the test results¹⁶ the Kress Foundation granted US\$25,000 for the design, construction, testing, delivery, and evaluation of a first laser statue cleaner¹⁷ in 1975 for the cleaning of small sculptural elements in marble.

After three years (1978) the Venice Statue Cleaner was retired. There were technical, organizational, and financial reasons for this outcome. Unfortunately, in that era efficient solid-state switching power supplies and simmer supplies were not available, nor were long-lived optical dielectric coatings. As the Kress Foundation had not provided for system maintenance, repair, or upgrade, these responsibilities fell upon the conservator (A. Martini). When the original supply of spare optical, electri-

cal, and electronic components was exhausted he had no option but abandon the laser. Nevertheless, Mr. Martini was successful in laser-cleaning a great many small stone sculptural pieces¹⁸ and buildings (see figure 3).



Figure 3. First laser cleaner at Plaazzo Ducale, Venice.

3 Exploratory materials research

Two years after the Venetian holography project a Center for Art Science Studies (CASS) with initial funding from the S.H. Kress Foundation and The National Endowment for the Arts (NEA) was established at The Scripps Institution of Oceanography (SIO) on the UCSD campus. Its charter was to train art conservators in advanced technologies. However, it was attached to GRD/SIO (Geological Research Division of SIO): a group with strong interests in marine archaeology, and managed by a group with strong interests in computer-generated performance art (Visual Arts Department).

In spite of the widely divergent interests of the organizations participating in CASS, two things were accomplished for the field of art conservation. First, CASS engaged the late G. Stout and the late R.Buck as consultants to establish the Balboa Art Conservation Center (BACC) in 1975. Second, a laser laboratory was assembled to study the interaction of laser radiation with artistic materials.

The CASS laboratory (1974-78) was equipped with ruby (harmonic capability), Nd:glass, Nd:YAG (harmonic capability), TEA, flashlamp-pumped dye, and excimer (XeF and KrF) lasers as well as xenon flashlamps, argon theta pinchlamps, argon Z-pinchlamps, and surface flashover sparkboards. Testing could be performed in air (static or jet), vacuum, inert atmosphere, reducing atmosphere, or liquid (water or solvent). More than a thousand solicited and unsolicited specimens were sent from nineteen countries for radiation-divestment testing. Examples included parchment (see figure 4, where 350 nm radiation from excimer and YAG harmonic radiation yielded comparable results) and an embossed-leather book spine¹⁹. A large proportion of the materials received were soiled textiles. Invariably, short-pulse and short-wavelength treatment yielded the best results (see figures 5 and 6). Several of the rather large stone pieces received came from K. Hempel (1972-74). Many of these were consolidated and placed on the roof of the Victoria and Albert Museum for environmental exposure.

Tragically, these were lost following his retirement.

When oxidation, redeposition, thermal alteration, or process rate were problematical the local environment was changed. An argon gas jet directed toward the laser spot often resolved the difficulty. Simply moistening the surface prior to laser treatment frequently helped. On occasion (especially with flashlamps) the irradiation had to be performed with the piece submerged entirely in water or an organic solvent such as Freon. The most complex of these cases was concerned with recovering the color of burned pigments as in the case of the restoration of the Qin-Dynasty Terra Cotta Warriors²⁰. Other materials that were investigated included woods, papers, fossils, bones, sea shells, clay bricks, stucco, concrete, semi-precious minerals, pottery, ceramics, stained glasses, glass crystal, bronze, copper, tin, iron, silver, gold, aluminum, titanium, stainless steel, paints, fiberglass, and plastics.

On some occasions there were sufficient time and resources available to permit careful analytical analyses of the divestment results²¹. In these instances optical microscopy, electron microprobe, SEM, XRF, and X-ray diffraction observations were employed to the before and after surfaces as well as to blowoff debris. Many of these revealed that potentially hazardous gaseous and particulate substances were being ejected during the light treatment (see figure 7). Thereafter, the technology of laser pollution control has received serious attention²².

A few fragments of the work indicated above were published in the conservation literature. However, the bulk of the data remain unpublished^{22, 23} as the leading art conservation journal of that era (1973-78) would not submit the manuscripts to peer review as "...laser cleaning of artworks is too hypothetical to be taken seriously".

4 Early radiation-divestment projects

By 1978 the UCSD Visual arts Department absorbed CASS, renamed it CRCA (Center for Research on Computing in the Arts) in order to return to a focus on computer-generated art, and withdrew from BACC. The affiliated GRD/SIO personnel returned to full-time oceanography. With the demise of CASS the scientists and students who found themselves in limbo joined The Institute for Pure and Applied Physical Sciences (IPAPS) to pursue new interests in applying ultrasonic and thermal imaging to art conservation²⁴ and digital computer image enhancement to problems associated with the interpretation and restoration of paintings²⁵. (These activities contributed to the establishment of the Associazione Italiana Prove Non Distruttive in 1983.)

Requests for radiation-divestment assistance continued to be directed to UCSD in spite of the demise of CASS. In 1978 UCSD faculty and students removed 4-9 layers of overpaint from the mural paintings of the interior dome and rotunda of the California State Capitol

Building in Sacramento (see figure 8). A xenon flashlamp system was used to uncover 95 square meters of the surface and a ruby laser divested another square meter of detail. (That same year the flashlamp and laser systems were taken to the Long Beach Naval Shipyard in California to remove marine fouling and antifouling coatings from vessel hulls)



Figure 4. Manuscript cleaned by YAG harmonic (left) and excimer laser (center).

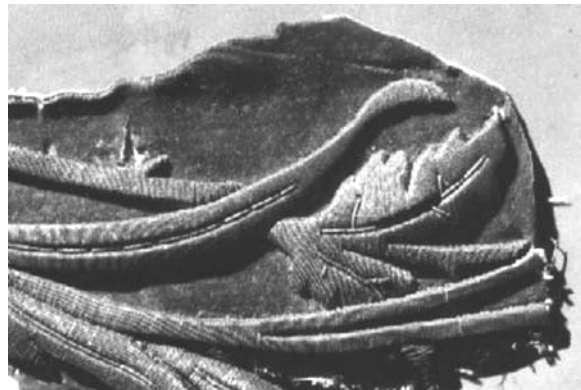
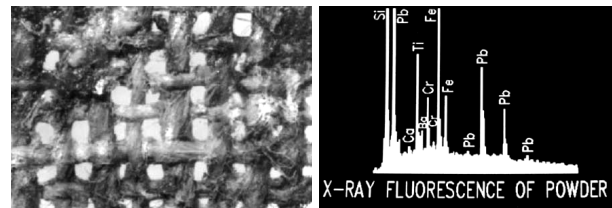


Figure 5. Cleaned silver threads (leaf, right) in Bavarian cloth.



Figures 6 and 7. Left: Hardened glue removed from Raphael-painting support canvas (center). Right: XRF analysis of paint-stripping debris.

The next historic restoration project took place in 1980 in Dallas, Texas. The flashlamp system was used to remove corrosion from several hundred square meters of hundred-year-old steel trusses in the County Courthouse. The final large-scale project in this era (1981) was con-

ducted at Arches National Park in Utah. Again, the flashlamp system was utilized (on a 200 meter cliff face) to selectively remove mineralization from portions of a 15 square meter Native American pictograph.

The fieldwork described above demonstrated both the practical viability and the advantages of the radiation-divestment process. It also illuminated numerous problems with the equipment and the manner in which it was utilized. Fortunately, Burke's "Trigger Effect"¹ struck at this juncture with the dawning of the "Microprocessor Age".

5 Current development

Throughout the 1960s and 1970s scores of highly touted industrial lasers, laser systems, and laser applications failed. Problems with reliability and maintenance were the factors cited most often in post-mortem examinations. The 1980s witnessed a dramatic turnaround in numerous fields (from medicine to semiconductor processing). Without a doubt, advances in materials and engineering played important roles in that revolution.

On the other hand the microprocessor is crucial to a great many of the modern laser-system success stories. It has become possible to achieve a high degree of real-time control of laser power and beam quality. Gas mixture and simmer control can extend life. Of comparable importance is microprocessor technology in process control through robotics, machine vision, real-time signal processing, and proximity sensors. This is not to say that laser automation will replace the human conservator in divestment procedures. To the contrary, it is evident from practical experience that automated process monitoring can greatly lessen operator fatigue, exposure to hazardous (non laser) light levels, and toxic vapors. This is especially the case when using high rep-rate and/or high-power lasers. Such automated control was found essential in the restoration of the Qin-Dynasty Terra Cotta Treasure Trove²⁶ (see figure 9). Electronic spectral camera control can be used to vary scanning speed in order to avoid substrate melting. Similarly, it facilitates uniform coating removal in hard to reach areas such as the perimeter boundary of a rivet heads in steel bridge trusses. Figure 10 shows the automated industrial YAG laser system employed for lead-paint stripping tests²⁷. This 3 kW laser system incorporates a long 100 m fiber-optic beam-delivery cable, a machine-vision spectral camera for process control, a gas-assist jet, and a debris-collection tube (all manipulated by a robot)²⁸.

6 Conclusions

During the past five years the advances in systems such as those described above have been explosive. In

the present new millennium these will undergo refinements, costs will continue to drop, and wider ranges of performance will be offered by the manufacturers. However, high-power semiconductor diode laser arrays (which have begun to appear in materials processing systems) will very likely revolutionize the field. Current advances in reducing costs, providing shorter wavelengths, interfacing with fiber-optic couplers, and increasing life at higher peak powers all bode well for the future and for eventual utilization in the field of art conservation.



Figures 8 and 9. Left: Flashlamp paint stripping Sacramento rotunda; Right: Restoring a Xi'an terra cotta warrior model.

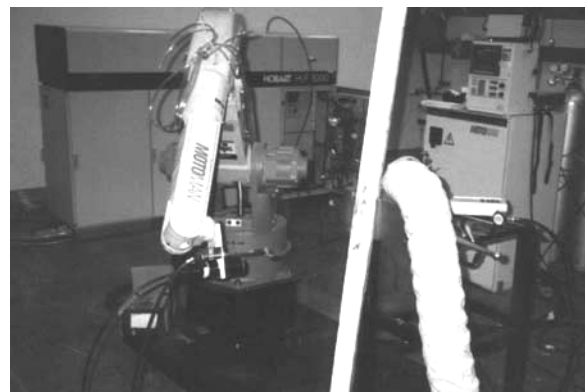


Figure 10. LIBS-automated robotic paint stripping system.

References

1. J. Burke, *Connections*, Little, Brown and Co., Boston (1978).
2. T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature* 187, pp. 493-494 (1960).
3. J. F. Asmus and A. J. Palmer, "Hypervelocity impact data from laser-accelerated pellets," *AMRAC Proceedings*, pp. 14-28 (1967).
4. L. O. Heflinger and R. F. Wuerker, "Holographic contouring via multifrequency lasers," *Applied Physics Letters* 15, pp. 28-30 (1969).
5. J. F. Asmus and A. J. Palmer, "Micrometeorite generation with a high-power laser," *Journal of Quantum Electronics QE-3*, pp. 41-42 (1967).
6. A. J. Palmer and J. F. Asmus, "A study of homogenization and dispersion of laser-induced stress waves," *Applied Optics* 9, pp. 227-229 (1970).
7. J. F. Asmus and F. S. Baker, "Nonlinear surface phenomena associated with laser beam penetration of metals," 10th symposium on electron, ion, and laser beam technology, pp.

241-246 (1969).

8. R. H. Lovberg, E. R. Wooding, and M. L. Yeoman, "Pulse stretching and shape control by compound feedback in a Q-switched ruby laser," *Journal of Quantum Electronics* QE-11, pp. 29-34 (1975).

9. J. K. Munk and W. H. Munk, "Venice Hologram," *American Philosophical Society* 116, pp. 217-251 (1972).

10. D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* 161, p. 777 (1948).

11. J. F. Asmus, G. Guattari, L. Lazzarini, G. Musumeci, and R. F. Wuerker, "Holography in the conservation of statuary," *Studies in Conservation* 18, pp. 49-63 (1973).

12. J. F. Asmus, L. Lazzarini, and L. Marchesini, "Lasers for the cleaning of statuary: initial results and potentialities," *First International Conference on the Deterioration of Building Stones* 72/1 pp. 63-68 (1972).

13. J. F. Asmus, R. F. Wuerker, and W. H. Munk, "Lasers and holography in art preservation and restoration," *NEREM* 72, pp. 172-175 (1972).

14. L. Lazzarini and J. F. Asmus, "The application of laser radiation to the cleaning of statuary," *Bulletin of the AIC* 13, pp. 39-49 (1973).

15. J. F. Asmus, C. G. Murphy, and W. H. Munk, "Studies on the interaction of laser radiation with art artifacts," *SPIE Proceedings* 41, pp. 19-27 (1973).

16. J. F. Asmus, M. Seracini, and M. Zetler, "Surface morphology of laser-cleaned stone," *Lithoclastia* 76/1, pp. 23-46 (1976).

17. J. F. Asmus, "The development of a laser statue clea-

ner," *Lithoclastia* 76/2, pp. 137-141 (1976).

18. J. F. Asmus, L. Lazzarini, A. Martini, and V. Fasina, "Performance of the Venice statue cleaner," *Bulletin American Institute for Conservation*, pp. 5-11 (1978).

19. J. R. Vitkus and J. F. Asmus, "Treatment of leather and vellum with transient heating," *Bulletin American Institute for Conservation*, pp. 111-117 (1976).

20. D. W. Reed (ed.), *Spirit of Enterprise*, Buri Druck, Bern (1990).

21. J. F. Asmus, C. Edgerton, D. Fienga, and J. R. Vitkus, "Analyses of laser-cleaned Etruscan pottery," *Report to National Museum Act of the Smithsonian Institution* (1975).

22. Fumex, *Industrial Laser Review* 12, p. 17, May (1997).

23. J. F. Asmus and M. F. Saxe, "Laser consolidation tests," *Report for the International Fund for Monuments* (1974).

24. J. F. Asmus, "Sounding out Leonardo," *Chemistry* 49, pp. 16-17 (1976).

25. J. F. Asmus, "Space photo aid technique turned toward fine arts," *Industrial Research* 21, p. 80 (1979).

26. J. F. Asmus, "Spectral Control in Laser Restoration of Archaeological Treasures," *SPIE Ultrahigh- and High-Speed Photography, Videography, and Photonics* 94, pp. 207-213 (1994).

27. P. Lovoi, "Laser/Robot paint stripper," *SPIE Optical Engineering*, pp. 159-169, Bellingham (1993).

28. A. E. Hill, "Physical requirements and methodology necessary to achieve controllable damage-free coating removal using a high energy pulsed laser," *ICALEO* 95 (1995).



Towards single-molecule observation of protein synthesis

David Dulin^a, Antoine Le Gall^a, Philippe Bouyer^a, Karen Perronet^a, Nathalie Westbrook^a, Nicolas Soler^b, Dominique Fourmy^b and Satoko Yoshizawa^b

a) Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS et Université Paris Sud 11, Campus Polytechnique RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France nathalie.westbrook@institutoptique.fr†

b) Laboratoire de Chimie et Biologie Structurales ICSN-CNRS 1 avenue de la Terrasse 91190 Gif-sur-Yvette, France

†corresponding author

Received 15/05/2009. Approved in final version 10/06/2010.

Sumario. El ribosoma es el motor molecular responsable de la síntesis de proteínas dentro de las células. El movimiento del ribosoma a lo largo del RNA mensajero (mRNA) para leer el código genético es asincrónico y ocurre a través de múltiples vías cinéticas. Consecuentemente, un estudio a nivel de una sola macromolécula es deseable a fin de poder desentrañar las complejas dinámicas involucradas. En esta comunicación, se presenta el desarrollo de una química de superficie de avanzada para fijar un ribosoma activo al cubre-objeto (coverslip) del microscopio y seguir la incorporación de aminoácidos mediante microscopía de fluorescencia. El ribosoma es etiquetado con un punto cuántico (QD) con el propósito de localizarlo en la superficie, mientras que un aminoácido específico (lisina) es marcado con Bodipy-FL. Este tinte fluorescente es lo suficientemente pequeño para acceder a los canales ribosomales, dejando así, intacta, la actividad ribosomal. De esta manera se posibilita observar la síntesis de proteínas a tiempo real a medida que los aminoácidos etiquetados son incorporados en la cadena polipeptídica

Abstract. The ribosome is the molecular motor responsible for the protein synthesis within all cells. Ribosome motions along the messenger RNA (mRNA) to read the genetic code are asynchronous and occur along multiple kinetic paths. Consequently, a study at the single macromolecule level is desirable to unravel the complex dynamics involved. In this communication, we present the development of an advanced surface chemistry to attach an active ribosome to the microscope coverslip and follow the amino-acid incorporation by fluorescence microscopy. The ribosome is labeled with a quantum dot (QD) in order to localize it on the surface while a specific amino acid (lysine) is marked with Bodipy-FL. This fluorescent dye is small enough to enter the ribosomal channel thus leaving intact ribosomal activity. It should then be possible to observe the protein synthesis in real time as the labeled amino acids are incorporated into the polypeptide chain.

Key words. Effect of visible radiation in biological systems 87.50.W, Laser diodes, 42.55.Px

1 Introduction

Proteins are synthesized in all cells by the ribosome, a molecular motor that reads the genetic code carried by the messenger RNA (mRNA) and translates it into a

chain of amino acids. The reading process takes place as the ribosome moves along the mRNA to translate successive codons, each codon of three nucleotides corresponding to one specific amino acid. The amino acids are attached to transfer RNA (tRNA) that carry the

matching anticodon. The ribosome associates the codon and anticodon and catalyses peptide bond formation. The motions of the ribosome along the mRNA required to perform these functions are asynchronous and follow multiple kinetic paths, depending for example on when the proper amino acid attached to its tRNA (aa-tRNA) will find its way into the ribosome, or whether secondary structures on mRNA will have to be melted by the ribosome to go on with the translation. Consequently, a study at the single molecule level is desirable to unravel the complex dynamics involved.

Cryo-electron microscopy and X-ray diffraction studies have given precious information about the structure of the ribosome and its factors¹⁻⁴. Optical microscopy does not have the required resolution, but it provides us with a non invasive method to study the ribosome dynamics in real time. The resolution of an optical microscope, limited by diffraction, does not allow us to observe directly molecules that are 20nm or smaller, but specific labeling either by fluorescent markers, or using micron-size beads, makes it possible to detect single molecules. The typical time scale for the ribosome motion along the mRNA is of a few aminoacids incorporated per second, and it can even be slower in vitro. This rate is well suited to the tenth of milliseconds required to observe the fluorescence of a single molecule with a good signal to noise ratio.

In recent years, single molecule fluorescence microscopy has brought new information about the motions involved in the process of one amino acid incorporation, in particular about conformational changes detected using Förster Resonance Energy Transfer (FRET)^{5,6}. A few experiments have even been able to observe several elongation steps on a single ribosome attached to a surface either directly^{7,8} or via one end of the mRNA⁹. In these experiments, ribosomal activity was monitored either via the motion of a micron size bead attached to the 3' end of the mRNA⁷ or controlled using optical tweezers⁹, or through the fluorescence of the resulting protein GFP after synthesis and folding⁸.

2 Experimental setup

Our setup uses total internal reflection single-molecule fluorescence microscopy (TIRFM) to study kinetics of amino-acid incorporation inside the growing protein. The mRNA-ribosome complex is attached to a polyethylene glycol (PEG)-modified coverslip surface by a streptavidin-biotin linkage. The ribosome is labeled with a quantum dot (QD) to be localized on the surface while a specific amino acid (lysine) is marked with Bodipy FL, a fluorescent dye small enough to enter the ribosome canal without preventing its activity. The protein synthesis can then be observed in real time as the labeled amino acids are incorporated into the polypeptide chain (See Fig. 1). In spite of its relatively low photostability, we previously showed that we are able to observe single molecules of Bodipy-FL with exposure times small

enough to allow monitoring of translation in vitro¹⁰.

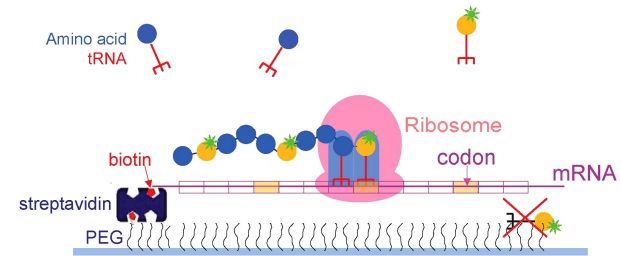


Figure 1. General principle of our experiment. A ribosome complexed with its mRNA and tRNA is attached to a PEG coated surface via a biotin-streptavidin linkage. Specific aminoacids (lysine, in yellow) are labeled with a fluorescent marker (Bodipy) making it possible to observe their incorporation into the protein by the ribosome. The PEG surface is further passivated to reduce non-specific binding of tRNA-lysine-Bodipy directly to the surface.

Excitation of the two fluorophores is performed using an objective based total internal reflection microscopy setup, based on an inverted Olympus IX70 microscope (see fig.2). The excitation laser is reflected at the interface between a microscope coverslip and the sample, so that only an evanescent wave is exciting the medium, over a distance of approximately 100nm above the surface. In that way, only the fluorophores staying very close to the surface for the whole observation time, i.e. attached to it, will be detected. The laser at 488nm can excite both the Bodipy molecules and the quantum dot, but we can use another laser at 638nm to excite the quantum dot only, so that we avoid photobleaching the bodipy prematurely. The two fluorescence spectra are well separated (the bodipy fluoresces between 510 and 600nm while our quantum dot emits around 655nm), so that we can detect them separately using different sets of beamplitters and filters. This can be performed either successively by switching beamsplitter and filter in the microscope or simultaneously using half the field of view of the camera for each fluorophore.

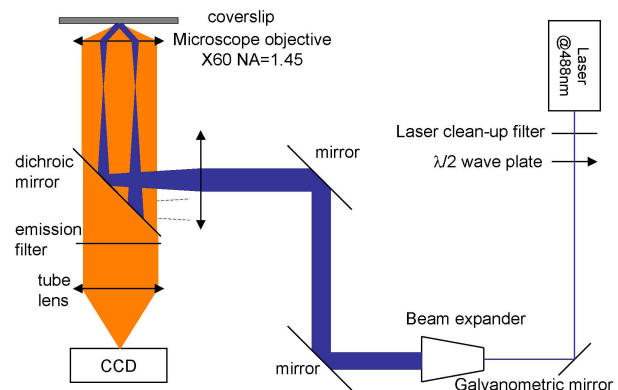


Figure 2: Schematics of our optical setup.

In figure 2 the Bodipy-FL molecules are excited by an evanescent wave from a diode-pumped frequency dou-

bled solid-state laser emitting at 488nm. The laser beam is expanded and focused in the back focal plane of a microscope objective (NA 1.45) to create a parallel beam at an angle of incidence larger than the limit angle between the microscope coverslip and the sample. The half wave plate rotates the polarization of the laser such that it ends up linearly polarized in the plane of incidence of the total internal reflection (TM polarization). The clean-up filter is centered at 488nm with a width of 10nm, to remove any higher wavelength that could end up in the fluorescence channel. The Bodipy fluorescence is collected by the large aperture microscope objective and isolated from the excitation laser thanks to a dichroic beamsplitter (HQ535/50) and an emission filter (Q505LP). It is detected by an electron multiplying charge coupled device (EMCCD) camera (C9100, Hamamatsu), which pixel resolution is 260 nm in binning 2x2. The galvanometric mirror controls the excitation time, synchronized with the camera acquisition, to avoid photobleaching the bodipy molecules prematurely. To excite the quantum dots (QD655) only, we replace the 488nm laser by a diode laser at 638nm, and switch to a different set of beamsplitter and filter (Q660LP and HQ665LP). When we wish to detect the two markers simultaneously, we can excite them both with the 488nm laser through a dichroic beamsplitter, and separate the two fluorescence spectra (using extra beamsplitters) on two separate areas of the CCD camera. The field of view is then reduced by half.

To monitor the motion of one ribosome over the whole translation process, we have to attach it to a surface, here the microscope coverslip, in such a way that it is still free enough to move and perform its function. This step is one of the main difficulties of this experiment. For that purpose we have used a polyethylene glycol (PEG)-modified glass coverslip surface where a fraction of the PEG have a biotin at their extremity, as described in ref. [11]. The surface is then covered with streptavidin, so that other biotinylated molecules can be attached to it. Several strategies have to be used to attach a biotin at the end of the mRNA: either through hybridization of the mRNA to a biotinylated single strand DNA, or by direct biotinylation of the mRNA (see figure 1). In order to observe protein synthesis in real time, we have designed a microfluidic system where we can electrically control the injection into our sample (see fig. 3).

In order to understand the influence of mRNA secondary structures on the ribosome activity we develop a complementary experiment in which we apply a control force at one end of the mRNA with an optical tweezer. For this purpose, a microsphere is attached to the end of the mRNA. It is then manipulated using the optical trap created near the coverslip by a YAG laser beam focused through the same high numerical aperture microscope objective than the one used for TIRFM. Ultimately, both methods can be applied simultaneously for studying the influence of controllable perturbations or friction on the translation kinetics (fig. 4).

3 Conclusions

We present a method, including advanced chemical, biochemical and optical techniques, to study in real time the translation at the single molecule level. Using a two-color fluorescence microscopy setup, it will be possible to co-localize a single ribosome and labeled amino-acids being incorporated to the growing protein.

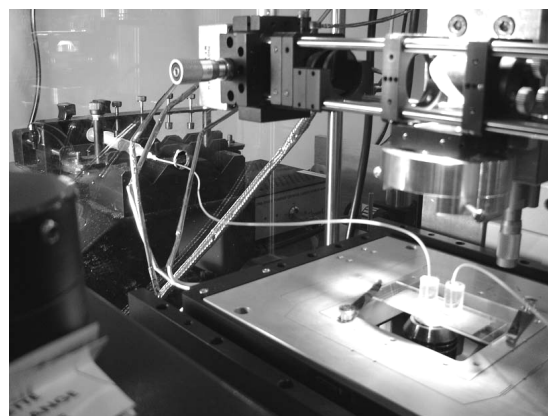


Figure 3: Picture of our microfluidic cell. The microscope coverslip is cleaned and chemically prepared and then taped to a microscope slide with small holes and PDMS blocks through which the reactants are injected for all the following steps of the surface chemistry and of the protein synthesis experiment.

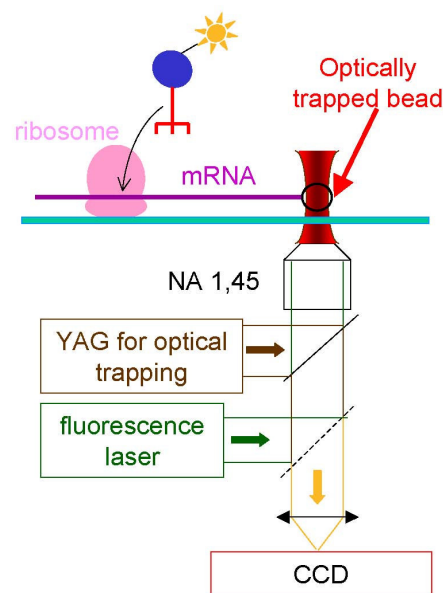


Figure 4: Design of a future experiment where we would combine fluorescence microscopy and optical tweezers to observe the aminoacid being incorporated in the protein while applying a force on the mRNA.

Acknowledgments

This work is partly supported by a grant from Région Ile de France (Cnano Uniribo) to NW and DF, and by an

ANR grant to SY. DD and AL are supported by PhD grants from the French Ministère de l'Enseignement Supérieur. We thank Y. Spadavecchia (LCFIO, Mac-SyBio group) for help with surface chemistry.

References

1. Yusupov M.M., Yusupova G.Z., Baucom A., Lieberman K., Earnest T.N., Cate J.H.D., Noller H.F., "Crystal structure of the ribosome at 5.5 Å resolution", *Science* 292, 883 (2001).
2. Selmer M., Dunham C.M., Murphy F.V., Weixlbaumer A., Petry S., Kelley A.C., Weir J.R., Ramakrishnan V., "Structure of the 70S ribosome complexed with mRNA and tRNA", *Science* 313, 935 (2006).
3. Laurberg M, Asahara H., Korostelev A., Zhu JY, Trakhanov S., Noller H.F., "Structural basis for translation termination on the 70S ribosome", *Nature* 454, 852 (2008).
4. Sengupta J, Nilsson J, Gursky R, Kjeldgaard M, Nissen P, Frank J. "Visualization of the eEF2-80S ribosome transition-state complex by cryo-electron microscopy", *J. Mol. Biol.* 382, 179 (2008).
5. Marshall RA, Aitken CE, Dorywalska M, Puglisi JD. "Translation at the Single-Molecule Level", *Ann. Rev. Biochem.* 77, 177 (2008).
6. Cornish PV, Ermolenko DN, Noller HF, Ha T. "Spontaneous intersubunit rotation in single ribosomes", *Molecular Cell* 30, 578 (2008).
7. Vanzi F., Vladimirov S., Knudsen C.R., Goldman Y.E., and Cooperman B.S., "Protein synthesis by single ribosomes", *RNA* 9, 1174 (2003)
8. Uemura S., Iizuka R., Ueno T., Shimizu Y., Taguchi H., Ueda T., Puglisi J.D., and Funatsu T. "Single-molecule imaging of full protein synthesis by immobilized ribosomes", *Nucleic Acids Research.* 36 (12), e70 (2008)
9. Wen JD, Lancaster L, Hodges C, Zeri AC, Yoshimura SH, Noller HF, Bustamante C, Tinoco I. "Following translation by single ribosomes one codon at a time", *Nature* 452, 598 (2008).
10. K. Perronet, P. Bouyer, N. Westbrook, N. Soler, D. Fourmy, and S. Yoshizawa. "Single molecule fluorescence detection of BODIPY-FL molecules for monitoring protein synthesis", *Journal of Luminescence*, 127, 264, 2007.
11. Zhuang, X., Bartley, L.E., Babcock, H.P., Russell, R., Ha, T., Herschlag, D., and Chu, S. (2000). "A single-molecule study of RNA catalysis and folding", *Science* 288, 20482051.

Técnica de biospeckle para estudiar la dependencia de la viabilidad de semillas de lupino con la temperatura

Marcia García[†], Robert Guzmán y Asticio Vargas

Depto. de Ciencias Físicas, Universidad de La Frontera, Ave. Francisco Salazar 01145, Temuco, Chile; mgarcia@ufro.cl; rguzman@ufro.cl; avargas@ufro.cl.

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 10/06/2010.

Sumario. La técnica basada en el fenómeno conocido como speckle dinámico o biospeckle es aplicada para determinar la viabilidad de semillas de *Lupinus albus* producidas en la Región de la Araucanía, Chile y analizar el efecto de la temperatura de almacenamiento en la viabilidad de las mismas. El sistema experimental utilizado para la obtención de los THSP (Time History of the Speckle Pattern) de cada muestra consta fundamentalmente de: una cabina aislante térmica provista de un circuito de establecimiento y control de la temperatura; un láser de He-Ne random, de 7 mW y una cámara CCD AVT PIKE F-032B con digitalizador de imágenes. Se presentan los resultados obtenidos con diferentes conjuntos de 100 semillas de lupino albus (en grupos de 20) comparando los cálculos de los momentos de inercia (MI) de la matriz de co-ocurrencia de los THSP con la prueba standard usando una solución acuosa de Tetrazolium (TZ) al 0,5% en el rango de temperaturas entre 5 y 25 °C, apreciándose una buena correlación entre ambos métodos.

Abstract. The dynamic speckle or biospeckle technique is applied to determine the viability of *Lupinus albus* seeds produced in The Araucanía Region, Chile and to analyze the effect of the storage temperature in the viability of the same ones. The experimental setup used for the obtaining of the THSP (Time History of the Speckle Pattern) of every sample consists fundamentally of: an insulating thermal cabin provided with a circuit of establishment and control of the temperature; a 7 mW laser of He-Ne random, and a CCD AVT PIKE F-032B camera with frame grabber. The results obtained with different sets of 100 *Lupinus albus* seeds (in lots of 20) are presented, comparing the inertia moment (MI) of the THSP co-occurrence matrix values with the standard test using Tetrazolium (TZ) 0,5% solution, in the temperature range between 5 and 25 °C. A good correlation between both methods is appreciated.

Palabras clave. speckle dinámico o biospeckle, 42.30.Ms, viabilidad

1 Introducción

Una semilla viable es aquella que es capaz de germinar y producir una planta nueva. El problema de qué tiempo pueden permanecer latentes las semillas y aún ser viables ha interesado a los botánicos, naturalistas, reforestadores y jardineros por muchos años y aún es materia de investigación. En la práctica muchas semillas son notoriamente de vida corta. Las de corteza dura son viables a más largo plazo que las de corteza suave¹.

Debido a las necesidades de comercialización y de

desarrollo de las semillas es necesario seleccionarlas de acuerdo a su actividad y mantenerlas en condiciones apropiadas de almacenamiento que garanticen la viabilidad por un largo período de tiempo. Sin embargo, la viabilidad de las semillas puede verse afectada por factores tan diversos como los insecticidas y fertilizantes usados en el proceso de obtención de la misma, así como de la temperatura, humedad, presión, etc. en la etapa de almacenamiento².

La importancia de la viabilidad radica en el aseguramiento de los resultados de producción y comercializa-

ción. Esto ha hecho que las organizaciones internacionales y locales se dediquen a la selección y almacenamiento de semillas, tanto para la producción de alimentos como para la preservación de las diversas especies. Estas organizaciones se dedican también al estudio de formas de garantizar la viabilidad de las semillas. Las prácticas más usadas para la determinación de viabilidad de las semillas son: la prueba del porcentaje de germinación³ y la prueba topográfica del Tetrazolium (o TZ test)⁴. Esta última consiste en la reacción bioquímica de las semillas al ser embebidas en una solución acuosa de cloruro o bromuro de trifenil tetrazolio al 0,5 ó 1%; las semillas viables se tiñen de un color rojo intenso y las inviables permanecen incoloras o rosa pálido.

Las pruebas utilizadas para determinar el vigor y la viabilidad de una semilla no siempre dan resultados consistentes entre sí y la confiabilidad y equivalencia de las distintas pruebas han sido objeto de estudios en los últimos años. En publicaciones recientes se han considerado nuevas técnicas basadas en interferometría láser como herramienta para el análisis de semillas⁵. Una de ellas se basa en las propiedades del speckle dinámico. El origen del fenómeno speckle se presenta cuando luz coherente con $\lambda \approx 10^{-7}$ m incide sobre un objeto que presenta una superficie rugosa para la longitud de onda del láser y se produce una interferencia aleatoria que se traduce en regiones brillantes y oscuras. El speckle dinámico o bio-speckle se manifiesta por el movimiento aleatorio o el cambio de propiedades de: fuente, dispersores, índice de refracción, detector, etc. Por ser un fenómeno que ocurre cuando la luz coherente es dispersada por objetos que presentan algún grado de actividad⁶ constituye una técnica apropiada y no destructiva para la prueba y el monitoreo sin contacto de algunos fenómenos industriales y biológicos de interés práctico^{7, 8}. Entre los trabajos encontrados se destacan aquellos que han sido aplicados a la investigación de fenómenos temporales con el fin de caracterizar cuantitativamente la actividad biológica de especímenes botánicos⁹, el secado de pintura¹⁰, etc. Al aplicarla al estudio de la viabilidad de semillas se pretende generar un mapa de cada semilla, identificando áreas con diferente actividad, de modo similar a la prueba del Tetrazolium. La información usualmente se obtiene usando estadística de primero y segundo orden en el speckle de Fresnel obtenido; por propagación libre se registra un número grande de muestras de intensidad simultáneas, que representan virtualmente el mismo estado¹¹.

Oulamara¹² propuso el uso de una cámara CCD para registrar y almacenar una columna individual de la imagen en pasos consecutivos de tiempo en un display y construir la historia temporal de un patrón de speckle (THSP, Time History of Speckle Pattern). Así la información espacial y temporal se almacena simultáneamente. Durante la última década se han desarrollado dos métodos: uno para medir la actividad dinámica usando la matriz de co-ocurrencia de la historia temporal del patrón de speckle¹³ y otro para visualizar la actividad di-

námica local de la muestra¹⁴. En este trabajo se estudia la evolución temporal del patrón de speckle de cada semilla (del conjunto de control seleccionado) a temperatura ambiente y a diferentes temperaturas en el rango comprendido entre 5 y 25 °C, considerando el método propuesto por Oulamara et al.

2 Materiales y método

El método utilizado consiste en registrar una alta cantidad (entre 256 y 512) de imágenes sucesivas digitalizadas del patrón de speckle dinámico para cada estado del fenómeno a evaluar. De cada una de las imágenes se selecciona una columna y se construye una nueva imagen juntando lado a lado las columnas extraídas de los patrones sucesivos. La imagen resultante constituye la historia temporal del patrón de speckle o THSP; sus filas representan diferentes puntos en el patrón de speckle y las columnas, sus intensidades en una secuencia de pasos temporales regularmente espaciados. La actividad de la muestra aparece como cambios de intensidad en la dirección horizontal a lo largo de las filas.

Cuando la semilla presenta baja actividad, las variaciones del patrón de speckle son lentas y el THSP muestra una forma horizontalmente alargada. En el límite, cuando la semilla está muerta, el THSP no muestra variaciones en su patrón de actividad. Por el contrario, cuando la semilla tiene alta actividad, el THSP muestra variaciones rápidas de intensidad, tal como el propio patrón espacial de speckle (ver Figura 1). De este modo se asume que el THSP es representativo del estado de la muestra que está siendo evaluada cuando fue registrado.

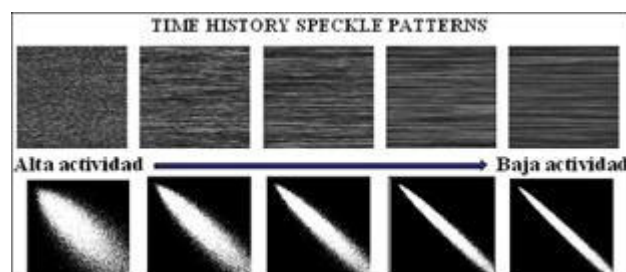


Figura 1. Comparación entre los THSP y la matriz de co-ocurrencia de muestras con diferente actividad.

Momento de Inercia y Matriz de Co-ocurrencia.

La matriz de co-ocurrencia M_{co} es una matriz cuadrada definida como $M_{co} = [N_{ij}]$, donde sus elementos son los números N_{ij} de la ocurrencia de cierto valor de intensidad i , que es seguido inmediatamente de una intensidad de valor j ; esto es un caso especial de la llamada matriz de dependencia del nivel espacial de grises que se usa para caracterizar texturas en imágenes. En el caso espacial, su diagonal principal está relacionada con regiones homogéneas y los elementos distintos de cero que están alejados de la diagonal principal representan ocurrencias de alto contraste. En este caso, la variable de interés es el tiempo y los valores involucrados son la ocurrencia de

un cierto valor de gris y en el próximo paso temporal por un valor j en el THSP. Cuando la intensidad no cambia, los únicos valores distintos de cero de la matriz pertenecen a la diagonal principal. La presencia de ruido en la fuente de iluminación y en la detección excluye esta situación.

En la medida que la muestra presente actividad los valores de intensidad cambiarán en el tiempo, el número de valores fuera de la diagonal se incrementa y la matriz pierde densidad en la zona de la diagonal principal, aunque la matriz está mayoritariamente compuesta de valores nulos. Para obtener una medida cuantitativa a partir de esta matriz es necesario normalizarla; para esto se divide cada fila de la matriz por el número de veces que el primer nivel de gris aparece, así la suma de los componentes en cada fila de la matriz resultante M con valores M_{ij} es igual a 1.

$$M_{ij} = \frac{N_{ij}}{\sum_j N_{ij}} \quad (1)$$

Esta matriz modificada es llamada la matriz de co-ocurrencia modificada y ésta corresponde a cierta generalización del histograma. Es una aproximación experimental de la matriz de probabilidad de transición entre valores de intensidad en el THSP.

Una medición de la propagación de los valores de M alrededor de la diagonal principal puede ser construida como la suma de los productos entre los valores de la matriz y la distancia entre la posición del elemento en una fila de la matriz hasta la diagonal principal al cuadrado. Éste es un momento particular de segundo orden llamado momento de inercia M_I de la matriz con respecto a la diagonal en la dirección de las filas. El nombre es sugerido por la analogía mecánica de esa operación.

$$M_I = \sum_{ij} M_{ij} |i - j|^2 \quad (2)$$

Las ocurrencias en la diagonal no contribuyen a incrementar el valor de M_I , mientras las entradas más lejanas de la diagonal de M agregan sus valores M_{ij} más altos. Por tanto, el valor de M_I es una medida de la variación de intensidad o del contraste a lo largo de las filas del patrón THSP y por tanto de la bioactividad de la muestra.

Aunque el biospeckle ya ha sido utilizado por otros autores para la determinación de la viabilidad de algunas semillas, sin embargo a partir de la revisión bibliográfica realizada, cada experimento ha sido hecho con muestras específicas y por tanto nuestro primer objetivo fue validar esta técnica para las semillas producidas en nuestra Región; además, los estudios solamente han considerado la variable humedad durante el almacenamiento, la que sin duda es importante pero ésta a su vez está íntimamente ligada a la temperatura de almacenamiento, variable relevante en la viabilidad de las semillas, por lo cual nuestro estudio se encaminó a desarrollar un sistema de medición de los THSP con control de temperatura, con el fin de establecer una correlación entre este parámetro y

el nivel de actividad de las semillas estudiadas.

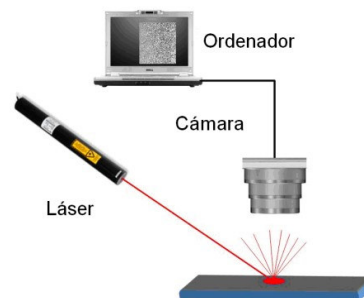


Figura 2. Esquema simplificado del sistema experimental.

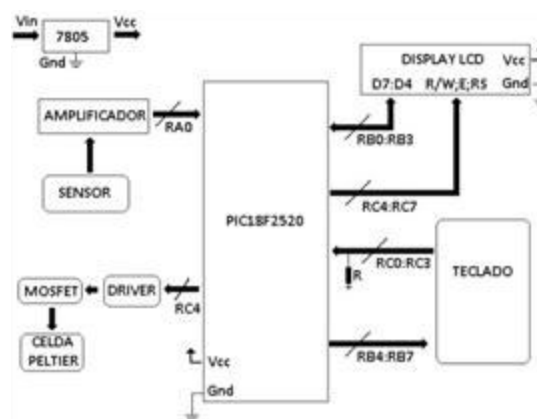


Figura 3. Esquema del circuito de establecimiento y control de la temperatura de las semillas.

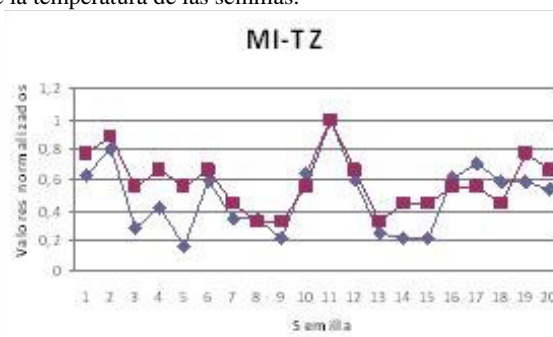


Figura 4. Comparación entre los valores calculados del momento de inercia (MI) de la matriz de co-ocurrencia de los THSP (♦) con la prueba standard del Tetrazolium (TZ) (■) obtenidos para 100 semillas de *Lupinus albus*, separadas en grupos de 20.

Entre las semillas de interés para este estudio seleccionamos el lupino blanco (*Lupinus albus*) que es cultivado en el sur de Chile, en particular por pequeños agricultores en la Región de La Araucanía (37° 30' - 39° 30') y que es exportado para consumo humano a países europeos y árabes¹⁵. Entre los factores que pueden afectar el rendimiento de los cultivos de estas semillas es un hongo que origina la antracnosis, así como la gran variación de temperatura y humedad que caracteriza a esta región durante las diferentes épocas de cada año.

Preparación de las muestras. Un lote de 100 semillas de *Lupinus albus* se embebieron en agua durante

24 horas; posteriormente fueron cortadas con bisturí, conservando la mitad del embrión en cada cotiledón. Después 100 mitades se sumergieron en una solución de Tetrazolium al 0.5 % dentro de un calorímetro, manteniendo la temperatura constante de 35 °C durante 3 horas y después de colocadas en papel absorbente se clasificaron en distintos niveles de viabilidad según la tinción, utilizando los criterios de la bibliografía consultada. Las otras 100 mitades fueron analizadas mediante la técnica de biospeckle.

Experimento. El sistema experimental utilizado para la obtención de los THSP de cada semilla consta fundamentalmente de: un láser de He-Ne random, de 7 mW, $\lambda = 633$ nm y una cámara CCD AVT PIKE F-032B con digitalizador de imágenes. Un esquema simplificado se muestra en la Figura 2.

El soporte de la semilla y parte de la óptica utilizada (espejo y cámara) se encuentran en el interior de una cabina aislante térmica provista de un circuito de establecimiento y control de la temperatura; éste consta de un microcontrolador PIC18f2520 y un sensor de temperatura LM35. El establecimiento de cada valor de temperatura se realiza mediante una celda Peltier PE-071-08-15, regulando el voltaje DC aplicado a sus terminales mediante una fuente estabilizada y un PWM (Pulse-Width Modulation) y utilizando un MOSFET de potencia, manejado por su respectivo driver. Inicialmente se coloca una temperatura como set-point y ésta puede modificarse on-line mediante una interfaz provista de un panel LCD y un teclado numérico. El esquema del controlador de temperatura diseñado específicamente para este trabajo se presenta en la Figura 3.

3 Resultados

Del cuidadoso análisis topográfico realizado con las 100 mitades de las semillas sometidas a la solución de Tetrazolium, éstas se clasificaron en diferentes niveles de viabilidad en un orden creciente entre los valores 0 y 9; la mayor cantidad de semillas del lote estudiado quedaron clasificadas entre los niveles 4 y 8 (13 semillas en el nivel 4, 18 en 5, 12 en 6, 13 en 7, 16 en 8).

Las otras 100 mitades fueron analizadas por la técnica de biospeckle y, mediante el código Matlab elaborado para el procesamiento de los patrones temporales, se efectuó el cálculo de los momentos de inercia de la matriz de co-ocurrencia correspondiente a cada semilla. Posteriormente se efectuó la clasificación de la respectiva viabilidad (entre 0 y 9) en orden creciente del valor del momento de inercia normalizado. Para cada grupo de 20 semillas se realizó la comparación entre la clasificación hecha por ambos métodos utilizados, apreciándose una buena correspondencia. Un ejemplo de ello se aprecia en la Figura 4.

A partir de los resultados obtenidos con todas las semillas de lupino estudiadas, se efectuó una correlación entre los valores calculados del momento de inercia de la matriz de co-ocurrencia de cada semilla con la clasificac-

ción efectuada de cada una por el test del Tetrazolium, lo que permitió validar la técnica del biospeckle como método alternativo y no destructivo para el estudio de la viabilidad de estas semillas. Esta correspondencia se presenta en la Figura 5.

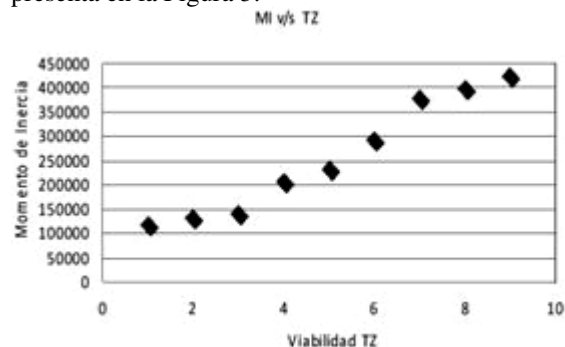


Figura 5. Correlación entre los valores calculados del momento de inercia (MI) de la matriz de co-ocurrencia de los THSP con la prueba del Tetrazolium (TZ) para la determinación de la viabilidad de las semillas de *Lupinus albus* estudiadas.

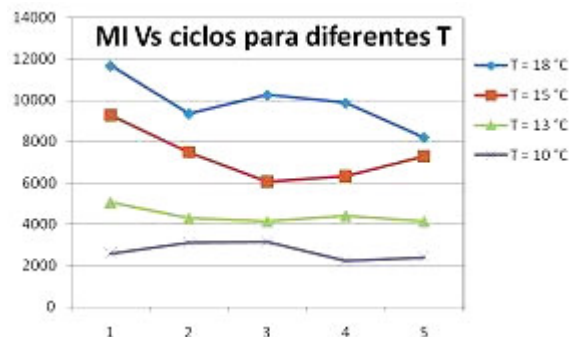


Figura 6. Dependencia del valor del momento de inercia (MI) de la matriz de co-ocurrencia de los THSP con la temperatura T para una semilla de *Lupinus albus* representativa del lote analizado.

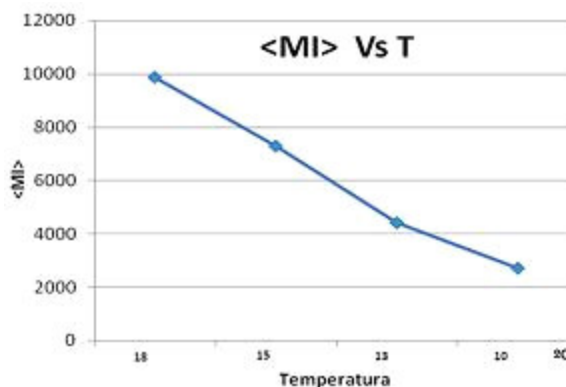


Figura 7. Momento de inercia promedio <MI> de la matriz de co-ocurrencia de los THSP en función de la temperatura para un conjunto de semillas de *Lupinus albus* del lote analizado.

Una vez validada la técnica se procedió a obtener los THSP de las semillas para diferentes temperaturas controladas en el rango entre 5 °C y 25 °C, siempre por en-

cima de la temperatura mínima y por debajo de la temperatura máxima permisibles para no afectar la viabilidad de la semilla. Primeramente se procedió a humedecer las semillas, del mismo modo que se hizo en la etapa anterior pero en este caso se mantuvieron enteras, sin cortar.

Se registraron entre 5 y 10 THSP de cada muestra a cada temperatura y se calcularon los momentos de inercia de la matriz de co-ocurrencia correspondiente, para luego hallar el valor medio y establecer su dependencia con la temperatura.

En la mayoría de las semillas se apreció poca variación en los 5 últimos ciclos de las 10 repeticiones, por lo que, salvo casos muy aislados, se decidió detener la toma de los patrones al concluir en 5^{to} ciclo; también en todas las semillas estudiadas se obtuvo una disminución de los MI promedios al disminuir la temperatura.

En la Figura 6 se presentan las variaciones del momento de inercia MI con la temperatura en los primeros 5 ciclos para una muestra representativa del lote de 100 semillas de *Lupinus albus* estudiadas. También, se decidió considerar válidas las mediciones a temperaturas igual o mayor que 10 °C debido a dos factores: la condensación de agua en la semilla y la dificultad de mantener estable la temperatura durante todo el período de tiempo que se hacían los registros.

La dependencia con la temperatura del valor medio del momento de inercia <MI> de la matriz de co-ocurrencia de los THSP para un subconjunto de semillas del lote analizado se representa en la Figura 7 para algunos valores de temperatura dentro del rango de variación en el que se llevaron a cabo las mediciones; se puede apreciar la disminución de <MI> con la temperatura y a su vez, la significativa disminución de la actividad de las muestras.

4 Conclusiones

Se desarrolló un software amigable para la obtención de los THSP en base a un código MatLab que permite modificar parámetros: resolución, velocidad de muestreo, tiempo de adquisición, etc. según la actividad de la muestra.

Se obtuvo una buena correlación entre el índice de viabilidad de las semillas utilizando la tinción con Tetrazolium y los respectivos valores del momento de inercia de la matriz de co-ocurrencia de los THSP, permitiendo validar esta técnica para caracterizar la actividad de las semillas de *Lupinus albus* estudiadas.

Se implementó un sistema para el establecimiento y control de la temperatura de las muestras en el rango comprendido entre 5 y 25 °C, aunque se comprobó experimentalmente que los valores registrados por debajo de 10 °C no son confiables por no permitir garantizar la humedad constante de la muestra y por no apreciarse repetibilidad en los valores de MI en los diferentes ciclos de registros de los THSP.

La actividad de las semillas disminuye con la disminución de la temperatura pero aún es necesario evaluar el

error introducido por el efecto de la humedad en la condensación de agua al disminuir la temperatura entre 5 °C y 10 °C así como mejorar la disipación del soporte donde se coloca la semilla y se anida la celda Peltier para lograr la estabilidad de la temperatura en ese bajo rango.

Agradecimientos

Este trabajo se llevó a cabo gracias al apoyo de la Dirección de Investigación y Postgrado de la Universidad de La Frontera mediante el Proyecto **DIUFRO DI 07-0095**.

Referencias

1. A.S. BASRA, "Seed Quality: basic mechanisms and agricultural implications". Food Products Press, New York. (1995).
2. A. Peretti, "Manual para análisis de semillas". Ed. Hemisferio Sur S. A. Primera edición, Argentina. (1994).
3. J. G. Hampton, L. Kahre and A. J. G. Van Gestel, "Quality seed from production to evaluation". Seed Science & Technology, 24, 393-407. (1996).
4. M. S. Howarth and P. C. Stanwood, "Tetrazolium staining viability seed test using colour image processing". Transactions of the ASAE, 36, 1937-1940. (1993).
5. R. A. Braga Jr., I. M. Dal Fabbro, F. M. Borem, G. Rabelo, R. Arizaga, H. J. Rabal and M. Trivi, "Assessment of Seed Viability by Laser Speckle Techniques". Biosystems Engineering, 86 (3), 287-294. (2003).
6. R. A. Braga Jr., B. Oliveira Silva, G. Rabelo, R. Marques Costa, N. Cap, A. Machado Enes, R. Arizaga, H. J. Rabal, M. Trivi and G. Horgan, "Reliability of Biospeckle Image Analysis". Optics and Lasers in Engineering, 45 (3), 390-395. (2007).
7. Y. Aizu and T. Asakura, "Bio-speckles. In Trends in Optics". Consortini A. Ed., 27-49. Academic Press, London. (1996).
8. I. Passoni, A. Dai Pra, H. Rabal, M. Trivi and R. Arizaga, "Dynamic speckle processing using wavelets based entropy". Optics Communications, Vol. 246, Issues 1-3, 82-88. (2005).
9. Z. Xu, C. Joenathan, B. M. Khorana, "Temporal and spatial properties of the time-varying speckles of botanical specimens". Optical Engineering, 34, 1487-1502. (1995).
10. J. Amalvy, C. Lasquibar, R. Arizaga, H. Rabal and M. Trivi, "Application of dynamic speckle interferometry to the drying of coatings". Progress in Organic Coatings, 42, 89-99. (2001).
11. R. Jones & C. Wykes, "Holographic and speckle interferometry", 2^{da} Edición, Cambridge Studies in Modern Optics. (1989).
12. A. Oulamara; G. Tribillon and J. Duvernoy; "Biological activity measurement on botanical specimen surface using temporal decorrelation effect on laser speckle". J. Mod. Opt. 36; 165-179. (1989).
13. R. Arizaga, M. Trivi and H. J. Rabal, "Speckle time evolution characterization by co-occurrence matrix analysis". Optics and Laser Technology, 31, 163-169. (1999).
14. R. Arizaga, N. Cap, H. J. Rabal and M. Trivi, "Display of local activity using dynamical speckle patterns". Optical Engineering, 41, 287-294. (2002).
15. M. Mera y R. Galdames, "Boroa-INIA. Primera variedad de Lupino (*Lupinus albus*) amargo exportable obtenida en Chile". Agricultura Técnica, Vol. 67, 320-324. (2007).



Láseres de fibra óptica con emisión en la región 2-3 μm del IR medio

G. Anzueto-Sánchez¹, J. Camas-Anzueto², A. Martínez-Ríos³, R. Selvas-Aguilar⁴, I. Osuna-Galán⁵

¹Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas, CIICAp, Universidad Autónoma del Estado de Morelos, Cuernavaca, Morelos, México, 62210.

²Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez, ITTG, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas 29050, México

³Centro de Investigaciones en Óptica, Loma del Bosque 115, col. Lomas del Campestre, 37150, León, Guanajuato, México

⁴Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, UANL, Cd. Universitaria, NL 66450, México

⁵Universidad Politécnica de Chiapas, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, 29010, México
gilberto.anzueto@gmail.com

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010.

Sumario: Presentamos en este trabajo resultados recientes de emisión láser en la región 2-2.3 μm del espectro electromagnético usando una fibra de calcogenuro con una alta ganancia Raman y con pocas pérdidas en la región del medio IR. Presentamos una revisión del estado del arte de láseres de fibra óptica operando en la región 2-3 μm .

Abstract. We present recent advances in laser emission in the 2-2.3 μm mid-IR, using a chalcogenide fiber with low loss and a high Raman gain in mid IR. We present a review of fiber lasers operating in 2-3 μm of the mid IR

Palabras clave. Láseres de fibras óptica, Raman, IR-medio.

1 Introducción

Los láseres de fibra óptica dopado con tierras raras y los que operan bajo el efecto de esparcimiento Raman estimulado, con emisión en el cercano infrarrojo (IR), han recibido en los últimos años, una considerable atención por sus potenciales y directas aplicaciones en comunicaciones ópticas, sensado, medicina, procesamiento de materiales, caracterización óptica de materiales, espectroscopía, etc. [1]. Desde la introducción de las fibras ópticas de doble recubrimiento hace más de dos décadas y con los avances recientes en el área de fabricación de fibras especiales y de diodos láser de alta potencia, el desempeño de los láseres de fibra ha sido sustancial y dramáticamente mejorado. Los láseres de fibra poseen varias ca-

racterísticas intrínsecas que los hacen extremadamente eficientes y que los hacen candidatos ideales para sustituir a los láseres de bulto en varias regiones del visible y del IR (infra-rojo) del espectro electromagnético: son capaces de entregar altos niveles de potencia con alta eficiencia de conversión, generar varios kW de potencia de salida, con un manejo térmico excelente debido a la gran capacidad de disipación de calor y con buena calidad de haz. Además, son bastantes flexibles, compactos y capaces de generar emisión en una amplia región en el cercano IR, lo cual los hace compatibles con la tecnología de comunicaciones, especialmente en la tercera banda de comunicaciones (alrededor de 1.55 μm , donde las pérdidas de transmisión en las fibras ópticas de vidrio sílice tienen un mínimo, y donde se tiene a disposición los

amplificadores de fibra óptica dopados con iones de erbio).

Actualmente, es posible obtener eficiente emisión en la región del cercano IR (1-2.2 μ m) del espectro electromagnético de los láseres de fibra óptica de vidrio sílice; utilizando las diferentes transiciones energéticas de diferentes dopantes: tales como iterbio(.97-1.04 μ m), erbio(1.5-1.6 μ m), neodimio(1-1.15 μ m), tulio,(1.7-2.01 μ m), holmio(2.04-2.08 μ m), praseodimio(1.06-1.11 μ m), o bien gracias a los efectos no lineales en fibras, como el efecto Raman estimulado, con la ventaja de poder escoger diferentes fuentes de excitación, entre diodos láser disponibles o bien láseres de fibra óptica, y por consiguiente la longitud de onda de emisión. Existen técnicas para incrementar la no-linealidad en fibras tales como dopar con alta concentración de Germanio o fosfatos el núcleo de la fibra y así incrementar el valor de ganancia Raman [2-12], por ejemplo.

Sin embargo, aún con todas estas bondades descritas; los altos costos de fabricación de fibras ópticas construidas de vidrio sílice con suficiente bajas pérdidas, además de las capacidades físicas de transmisión inherentes al vidrio de sílice, en la región arriba de 2 μ m del espectro electromagnético, han impedido los esfuerzos necesarios de investigación en el campo de láser en el IR medio con este material. Recientemente, existe un gran interés en desarrollar láseres y amplificadores de fibra óptica emitiendo en la región 2-3 μ m del IR medio, relacionado con aplicaciones médicas. Debido a la alta absorción del agua en la región espectral de 2.7-3 μ m, la ablación y corte de tejido biológico y microcirugía es posible. También existen otras aplicaciones como lo son detección de gases contaminantes, que necesitan fuentes de luz en estas longitudes de onda en el IR medio para utilizarlos en técnicas de espectroscopía, por mencionar solamente algunas aplicaciones.

Presentamos en este trabajo una revisión del estado del arte de láseres de fibra óptica operando en la región 2-3 μ m del IR medio, además de resultados experimentales del esparcimiento Raman en fibras ópticas de vidrio de calcogenuro que tienen muy bajas pérdidas en la región 2-10 μ m con una alta ganancia Raman.

2 Láseres de fibra óptica operando en la región de 2-3 μ m del IR medio

El vidrio común y extensivamente utilizado para construir fibras ópticas es el vidrio de óxido de silicio (SiO₂), y en nuestro conocimiento, el láser de fibra óptica construido con este material con longitud de onda más larga es de alrededor de 2.2 μ m, con una potencia de salida de 210 mW [13,14], logrado con emisión Raman en cascada, con una fibra óptica con alta concentración de Germanio en el núcleo, bombeado con un láser de fibra óptica de doble recubrimiento dopada con iones de tulio.

El uso de otros materiales huésped para las tierras raras tales como los vidrios fluorados, como son fluori-

zorconato y el ZBLAN (Mezcla de 53 mol.% ZrF₄, 20 mol.% BaF₂, 4mol.% LaF₃, 3 mol.% AlF₃, y 20 mol.% NaF) ha permitido extender el desarrollo de láseres hacia parte del medio IR. [15-25]; sin embargo, comparado con el vidrio sílice, estas fibras tienen el umbral de daño óptico más bajo, por consiguiente el escalamiento en potencia es limitado; pero en contraparte, se tienen otras ventajas como transparencia hasta <6.0 μ m y pérdidas de propagación bajas (0.05 dB/Km) a 2.55 μ m, en el caso de ZBLAN, comparado con 0.2 dB/km de pérdidas a 1.55 μ m de SiO₂, donde se conoce las pérdidas del SiO₂ son mínimas (banda de comunicaciones).

Simultáneamente, en años recientes se han construido fibras ópticas de vidrio de calcogenuro (combinación de elementos S, Se y Te) que tienen muy bajas pérdidas en la región 2-10 μ m, (0.5 dB/Km a 3.5 μ m) y exhiben fuertes no linealidades: una alta ganancia Raman (en algunas reportes se menciona que es 300 veces más grande que la del vidrio de sílice) [26-30]. Se ha reportado también que estos materiales son foto-sensibles, lo cual es una característica interesante ya que permitiría en un momento dado inscribir rejillas en esta clase de fibras e incluso se ha reportado la inscripción de rejillas mecánicamente grabadas.

Materiales cerámicos (Nanocristales de materiales como el YAG Yttrium aluminium garnet) como huésped de tierras raras también han sido demostrado ser materiales prometedores para usarse como fuentes de radiación electromagnética en el IR medio en forma de fibras ópticas [31], y abre nuevas áreas de investigación.

A manera de cuadro comparativo, algunos parámetros relevantes de láseres de fibra dopados con tierras raras con las máximas potencias de salida reportadas hasta finales del 2005 se muestran en la tabla 1.

Tabla 1

Láseres de fibra óptica dopados con tierras raras en el medio IR hasta finales de 2005. B(bombeo), L(Láser), η =eficiencia

Íón	Huésped	B(nm)	L(μ m)	P	η	[Ref]
Tm	Sílice	793	2.04	85 W	56%	32
Ho	Sílice	1100	2.1	83 W	42%	33
Ho	ZBLAN	805	2.1	8.8 W	36%	34
Tm	ZBLAN	790	2.3	22 mW	7%	35
Er	ZBLAN	975	2.7	8 W	24%	36
Ho	ZBLAN	1100	2.9	2.5 W	29%	37
Dy	ZBLAN	1100	2.9	275mW	4.5%	38
Ho	ZBLAN	532	3.22	11 mW	2.8%	39
Er	ZBLAN	653	3.45	8 mW	3%	40
Ho	ZBLAN	890	3.95	11 mW	3.7%	41

La tabla 1 muestra los valores de eficiencia de conversión dados por potencia de salida vs potencia incidente, potencia absorbida, ó potencia acoplada y no son necesariamente comparables con diferentes fibras huésped. Se muestra en la tabla la potencia de bombeo empleada, la longitud de onda del diodo de bombeo y la longitud de

onda de emisión láser, el ión dopante y el tipo de fibra huésped.

La mayor parte de los láseres de fibra con longitudes de onda largas utilizan el material ZBLAN como huésped del ión dopante, debido a que el vidrio sílice tiene por un lado baja ó nula transparencia arriba de 2µm. Puede apreciarse una regla no establecida que mientras más larga la longitud de onda de emisión hay un decremento en la eficiencia de conversión del láser y por consiguiente se obtienen niveles de potencia bajos. El láser de fibra óptica con longitud de onda más larga reportado opera a 3.95 µm, con una potencia de salida de 11 mW y una eficiencia de conversión de 3.7 % [41].

3 Resultados utilizando fibra óptica con alta ganancia Raman

Realizamos una medición del espectro de esparcimiento de una fibra de calcogenuro monomodal (As-Se) a diferentes niveles de potencia bombeado con una fuente de excitación de ~ 2.05 µm. El arreglo experimental usado en nuestro estudio se muestra en la figura 1.

Un láser de fibra óptica de doble recubrimiento dopado con iones de Tulio, operando a 2.05 µm es usado para excitar a la fibra de calcogenuro. Se utilizan un par de lentes para colimar y enfocar el haz de salida del láser de Tulio en una de las caras de la fibra de calcogenuro. Se utiliza un espejo dicróico para separar el bombeo residual del diodo láser (804 nm) de la emisión láser a ~ 2050 nm. El diodo láser a 804 nm es usado para bombear el láser de Tulio. Se utilizó un medidor de potencia óptico de amplio espectro y un monocromador para la medición de potencia y del espectro. El espectro de esparcimiento se muestra en la figura 2.

Diferentes autores han investigado el espectro del esparcimiento en matrices vítreas As-Se [42-47]. Los reportes predicen, que el pico dominante debido al efecto Raman se presenta a un desplazamiento de 240 cm⁻¹ de la frecuencia de bombeo; otros autores han medido un pico de esparcimiento centrado a 228 cm⁻¹, y también ha sido reportado que el espectro de esparcimiento Raman puede modificarse por cambios estructurales en la fibra debido a iluminación intensa y de otros factores tales como: temperatura. Bajo la exposición de altos niveles de potencia óptica a ciertas frecuencias de radiación también el vidrio As-Se puede cambiar de su estado vítreo a un estado cristalino debido a la formación de clústeres micro-cristalinos, y como resultado una modificación de sus propiedades ópticas.

Nuestra caracterización realizada a diferentes niveles de potencia acoplada, confirma la existencia de varios picos de esparcimiento que pueden ser semilla para posterior emisión laser con una adecuada selección de elementos de la cavidad láser. Como puede observarse en la figura 2 los picos centrados en longitudes de onda que corresponden a 2144 nm y 2166 que corresponden a un desplazamiento Raman de 216 cm⁻¹ y 240 cm⁻¹. Estos

picos estuvieron presentes en toda nuestra caracterización a diferentes niveles de potencia (0.5, 0.7 y 1 W de potencia acoplada). Otros picos centrados en 2218 nm, 2250 nm y 2283 nm también fueron observados.

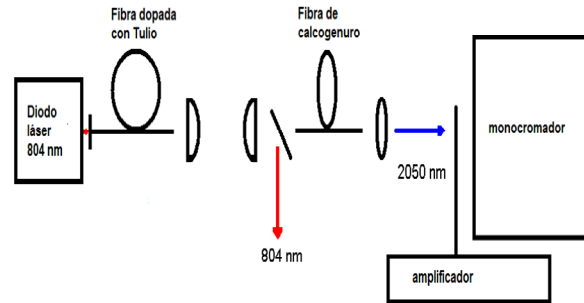


Figura 1. Arreglo experimental

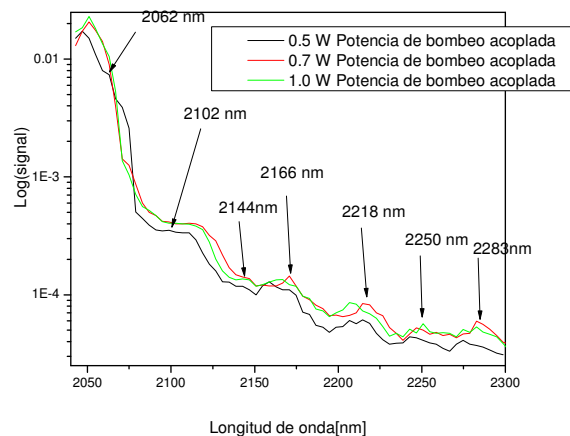


Figura 2. Espectro de esparcimiento

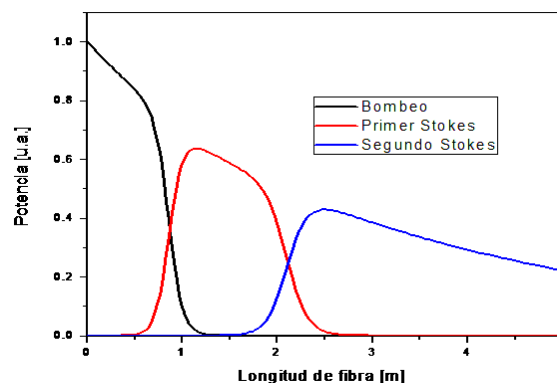


Figura 3. Evolución de potencia vs longitud de fibra

Como sabemos, el esparcimiento Raman estimulado es un proceso no lineal bastante conocido que ocurre en fibras ópticas, que ha sido ampliamente utilizado para generar emisión láser. Para determinar el coeficiente de ganancia Raman, utilizamos la relación dada por:

$$G_A = \exp\left\{\frac{g_R P_L L_{eff}}{A_{eff}}\right\}$$

donde: G_A = ganancia total, g_r = ganancia Raman, P_o = Potencia de bombeo, L_{ef} = longitud efectiva para una atenuación específica α , dada por:

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L})$$

donde L = longitud de la fibra. Utilizamos en nuestros experimentos una fibra óptica de calcogenuro (As-Se), diseñada por el *US Naval Research Laboratory*. La fibra tiene un diámetro del núcleo de 6 μm , recubrimiento 125 μm y una apertura numérica de 0.19 a 1970 nm. Se midieron pérdidas de transmisión por el método de corte hacia atrás de 6 dB/m. el coeficiente de ganancia Raman estimado de $g_r \sim 5.7 \times 10^{-12}$ m/W [48] y con estos datos podemos se puede estudiar la evolución de potencia versus longitud de fibra, utilizando las ecuaciones acopladas que describen la interacción entre la potencia de bombeo y los Stokes generados en condiciones de onda continua CW[49]. Las ecuaciones acopladas son:

$$\begin{aligned} \frac{dI_P}{dz} &= \frac{w_p}{w_s} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \\ \frac{dI_{S_1}}{dz} &= g_R I_P I_{S_1} - \alpha_{S_1} I_{S_1} \\ \frac{dI_{S_2}}{dz} &= g_R I_{S_1} I_{S_2} - \alpha_{S_2} I_{S_2} \end{aligned}$$

donde: α_p , α_{S_1} , α_{S_2} , son los coeficientes de pérdidas a las frecuencias de bombeo, primer y segundo Stokes respectivamente; w_p , w_{S_1} y w_{S_2} , son frecuencia de bombeo, de primer y segundo Stokes respectivamente, g_R coeficiente de ganancia Raman. Las variables I representan la intensidad óptica y las ecuaciones describen como la intensidad varía con respecto a z = longitud de fibra. El análisis numérico se realizó para 5 metros de fibra óptica de las características mencionadas.

Puede observarse de la figura 3, donde se muestra la solución numérica a las ecuaciones acopladas, que se necesita aproximadamente 1 m de fibra de alta ganancia Raman para producir el primer Stokes y casi 2 m de fibra para generar el segundo Stokes Raman. Debido a los múltiples picos Raman que existen en la fibra, se debe hacer una adecuada selección del resonador a utilizar para lograr una emisión láser en una específica longitud de onda. Cabe destacar que debido al alto coeficiente de ganancia Raman (estimado 300 veces más grande que el de vidrio de sílice) se necesitan pocos metros de fibra para lograr la emisión láser en cascada.

4 Conclusiones

Hemos realizado una revisión del estado del arte de láseres de fibra óptica en la región 2-3 μm haciendo énfasis en fibra no convencionales. Presentamos el resultado de las mediciones del esparcimiento Raman en fibras de calcogenuro que pueden servir como base para emisión láser en la región 2-2.3 μm haciendo una adecuada selección de los resonadores. Presentamos resultados numéricos para predecir longitud de fibra óptima para la implementación de los láseres en cascada Raman.

Agradecimientos

G. Anzueto-Sánchez agradece el apoyo otorgado por el CONACYT (Proyecto # 105231. "Investigación experimental de nuevos esquemas de láseres de fibra óptica en el IR medio".)

Referencias

1. M. J. F. Digonnet, "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers", 2nd ed. (Marcel Dekker, Inc. New York, Basel 2001)
2. J. Nilsson, WA Clarkson, R Selvas, JK Sahu, PW Turner, SU Alam, and AB Grudinin, "High power Wavelength-tunable Cladding Pumped Rare-earth-doped Silica Fiber Lasers", *Optical Fiber Technology*, 10(1), 5-30, (2004)
3. B. N. Samson, P. A. Tick, N. F. Borrelli: "Efficient neodymium-doped glass-ceramic fiber laser and amplifier", *Opt. Lett.* 26, 145 (2001)
4. H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna, L. Reekie, P.S.J. Russell, J. E. Townsend, A.C. Tropper: Operation of cladding-pumped Yb³⁺-doped silica fibre lasers in 1 μm , *Electron. Lett.* 30, 863 (1991).
5. Y. Jeong, J.K. Sahu, D.N. Payne, J. Nilsson: "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36kW continuous-wave output power", *Opt. Express* 12, 6088, (2004)
6. Y. Kimura, M. Nakasawa, "Lasing Characteristics of Er³⁺ -doped silica fibers from 1553 up to 1603nm", *J. Appl. Phys.* 64: 516-520, (1998)
7. L. Zenteno: "High-power double-clad fiber lasers", *J. Lightwave Technol.* 11, 1435 (1993)
8. J. Limpert, A. Liem, S. Hofer, H. Zellmer, A. Tunnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Muller: "150W Nd/Yb codoped fiber laser at 1.1 μm ", in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington, DC 2002), pp.590-591
9. D.C. Hanna, R.M. Percival, R.G. Smart, A.C. Tropper: "Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser", *Opt. Commun.* 75, 283 (1990)
10. W.L. Barnes, J.E. Townsend: "Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm³⁺ doped fibre lasers", *Electron. Lett.* 26, 746 (1990)
11. E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, "Medium-power CW Raman fiber lasers", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* 6, 1022-1028 (2000).
12. E.M. Dianov, V.M. Mashinsky: "Germania-based core optical fibers", *J. Lightwave Technol.* 23, 3500 (2005)
13. E.M. Dianov, I.A. Bufetov, V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, O.I. Medvedkov, A.V. Shubin, M.A. Melkumov, A.N. Gur'yanov, V.F. Khopin, M.V. Yashkov: "Raman fibre lasers emitting at a wavelength above 2 μm ", *Quantum Electron.* 34, 695 (2004)
14. B. A. Cumberland, S. V. Popov, J. R. Taylor, O. I. Medvedkov, S. A. Vasiliev, and E. M. Dianov, "2.1 μm continuous-wave Raman laser in GeO₂ fiber", *Opt. Letters* 32, 13 (2007)
15. R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Tropper, D.C. Hanna: "Continuous-wave oscillation of Tm³⁺-doped fluorozirconate fibre lasers at around 1.47 μm , 1.9 μm and 2.3 μm when pumped at 790 nm", *Opt. Commun.* 82, 563 (1991)
16. D. C. Tran, G. H. Sigel Jr. B. Bendow: "Heavy metal fluoride glasses and fibers: a review", *J. Lightwave Technol.* 2, 566 (1984)

17. T. Sandrock, D. Fischer, P. Glas, M. Leitner, M. Wrage, A. Diening: "Diode-pumped 1-W Er-doped fluoride glass M-profile fiber laser emitting at 2.8 μm ", *Opt. Lett.* 24, 1284 (1999)
18. R.M. Percival, D. Szebesta, C.P. Seltzer, S.D. Perrin, S.T. Davey, M. Louka: "1.6 μm semiconductor diode pumped thulium doped fluoride fibre laser and amplifier of very high efficiency", *Electron. Lett.* 29, 2110 (1993)
19. J. Schneider, C. Carbonnier, U.B. Unrau: "Characterization of a Ho³⁺-doped fluoride fiber laser with a 3.9- μm emission wavelength", *Appl. Opt.* 36, 8595 (1997)
20. R.M. Percival, S.F. Carter, D. Szebesta, S.T. Davey, W.A. Stallard: "Thulium-doped monomode fluoride fibre laser broadly tunable from 2.25 to 2.5 μm ", *Electron. Lett.* 27, 1912 (1991)
21. J.N. Carter, R.G. Smart, D.C. Hanna, A.C. Tropper: "CW diode-pumped operation of 1.97 μm thulium-doped fluorozirconate fibre laser", *Electron. Lett.* 26, 599 (1990)
22. S. Bedo, M. Pollnau, W. Luthy, H.P. Weber: "Saturation of the 2.71 μm laser output in erbium doped ZBLAN fibers", *Opt. Commun.* 116, 81 (1995)
23. K. Tanimura, M.D. Shinn, W.A. Sibley, M.G. Drexhage, R.N. Brown: "Optical transitions of Ho³⁺ ions in fluorozirconate glass", *Phys. Rev. B* 30, 2429 (1984)
24. J. Schneider: "Fluoride fibre laser operating at 3.9 μm ", *Electron. Lett.* 31, 1250 (1995)
25. X. Zhu, R. Jain: "Numerical analysis and experimental results of high-power Er/Pr:ZBLAN 2.7 μm fiber lasers with different pumping designs", *Appl. Opt.* 45, 7118 (2006)
26. R. Reisfeld: "Chalcogenide glasses doped by rare earths: structure and optical properties", *Ann. Chim. Fr.* 7, 147 (1982)
27. T. Schweizer, B.N. Samson, R.C. Moore, D.W. Hewak, D.N. Payne: "Rare-earth doped chalcogenide glass fibre laser", *Electron. Lett.* 33, 414 (1997)
28. M. Asobe, T. Ohara, I. Yokohama, T. Kaino: "Fabrication of Bragg grating in chalcogenide glass fibre using the transverse holographic method", *Electron. Lett.* 32, 1611 (1996)
29. R. Mossadegh, J.S. Sanghera, D. Schaafsma, B.J. Cole, V.Q. Nguyen, R.E. Miklos, I.D. Aggarwal: "Fabrication of single-mode chalcogenide optical fiber", *J. Lightwave Technol.* 16, 214 (1998)
30. T.M. Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson: "Chalcogenide holey fibres", *Electron. Lett.* 36, 1998 (2000)
31. J.R. Lu, T. Murai, K. Takaichi, T. Uematsu, K. Misawa, M. Prabhu, J. Xu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, A. Kudryashov: "72W NdYAG: ceramic laser", *Appl. Phys. Lett.* 78, 3586 (2001)
32. G. Frith, D.G. Lancaster, S.D. Jackson: "85W Tm³⁺-doped silica fibre laser", *Electron. Lett.* 41, 687 (2005)
33. S.D. Jackson, A. Sabella, A. Hemming, S. Bennetts, D.G. Lancaster: "A high power 83W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality", *Opt. Lett.* 32, 241 (2007)
34. S.D. Jackson: "8.8W diode-cladding-pumped Tm³⁺, Ho³⁺-doped fluoride fibre laser", *Electron. Lett.* 37, 821 (2001)
35. R.G. Smart, J.N. Carter, A.C. Tropper, D.C. Hanna: "Continuous-wave oscillation of Tm³⁺-doped fluorozirconate fibre lasers at around 1.47 μm , 1.9 μm and 2.3 μm when pumped at 790 nm", *Opt. Commun.* 82, 563 (1991)
36. X.S. Zhu, R. Jain: High power (>8 Watts cw) diode-pumped mid-infrared fiber lasers, Mid-Infrared Coherent Sources Conference, Barcelona, Spain (2005), paper Tu7
37. S.D. Jackson: "Single-transverse-mode 2.5-W holmium-doped fluoride fiber laser operating at 2.86 μm ", *Opt. Lett.* 29, 334 (2004)
38. S.D. Jackson: "Continuous wave 2.9 μm dysprosium-doped fluoride fiber laser", *Appl. Phys. Lett.* 83, 1316 (2003)
39. C. Carbonnier, H. Tobben, U.B. Unrau: "Room temperature CW fibre laser at 3.22 μm ", *Electron. Lett.* 34, 893 (1998)
40. H. Tobben: "CW-lasing at 3.45 μm in erbium-doped fluorozirconate fibers", *Frequenz* 45, 250 (1991)
41. J. Schneider, C. Carbonnier, U.B. Unrau: "Characterization of a Ho³⁺-doped fluoride fiber laser with a 3.95 μm emission wavelength", *Appl. Opt.* 36, 8595 (1997)
42. R. Zallen, M. L. Slade, and A. T. Ward: "Lattice Vibrations and Interlayer Interactions in Crystalline As₂S₃ and As₂Se₃", *Physical Review B*, Vol. 3, Number 12, 4257 (June 1971).
43. R. J. Nemanich: "Low-frequency inelastic light scattering from chalcogenide glasses and alloys", *Physical Review B*, Vol. 16, No. 4, 1655 (1977).
44. J. Cernogora, F. Mollot, C. Benoît à La Guillaume and M. Jouanne: "Variation of Raman Spectrum after optical excitation in amorphous As₂Se₃ at 1.6°K", *Solid State Communications*, Vol. 19, pp. 465-469, (1976).
45. J. A. Freitas, Jr and U. Strom: "Raman scattering of the mixed chalcogenide glass system As₂S_xSe_{3-x}", *Journal of Non-Crystalline Solids* 59&60, pp. 875-878, (1983).
46. I. Abdulhalim and R. Beserman: "Raman scattering study of laser induced structural transformations in glassy As₂Se₃", *Solid State Communications*, Vol. 64, No. 6, pp. 951-955, (1987).
47. I. Abdulhalim, R. Beserman and R. Weil: "Photodarkening, structural instabilities, and crystallization of glassy As₂Se₃ induced by laser irradiation", *Physical Review B*, Vol. 40, No. 18, pp. 476-486, (1989).
48. O. Kulkarni et al, "Third order cascaded Raman wavelength shifting in chalcogenide fibers and determination of Raman gain coefficient", *Optics Express* Vol 14. No. 17, 7924-7929
49. G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Third edition, Academic Press, 2001.



Diseño de un mouse óptico facial para pacientes que presentan discapacidad parapléjica

A. Torres, S. Gamboa, O. Hernández, A. Martínez, A. Pérez, W. Torres, J. Camas, M. Pérez y H. Castañón

Depto. de Posgrado en Mecatrónica, Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México;
jcamas@ittg.edu.mx[†]

[†] Autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 22/03/2010.

Sumario. En este trabajo se presenta un diseño de un Mouse Óptico Facial con una interfaz electrónica basada en dispositivos optoelectrónicos, utilizando un microcontrolador con módulo USB. Se ha implementado el desarrollo de un dispositivo y un software que permite acceder y utilizar una computadora a las personas con discapacidades motrices severa en extremidades superiores, en especial las que presentan cuádruplégica. Se ha implementado un protocolo de comunicación mediante luz infrarroja (IR) para tener control inalámbrico del cursor de la computadora. Se ha diseñado un dispositivo mecánico capaz de ajustarse a los diferentes contornos faciales. Con este diseño, se aprovecha de forma óptima los movimientos faciales de una persona cuádruplégica. Cabe mencionar que en este diseño es necesario un software que emule un teclado físico en la pantalla de la computadora, el cual, permite la escritura de caracteres en cualquier procesador de textos.

Abstract. In this work, we present a Facial Optical Mouse with an electronic interface based on optoelectronics devices. A microcontroller with an USB module was used. Development of a device and software have been implemented. This device allows using a computer to the people with severe motor incapacity in extremities superiors, especially those that present quadriplegia. Communication protocol using infrared (IR) to have wireless control of computer cursor have been implemented. A mechanical device have been designed. This design is capable of adjusting to different facial contours, and it takes advantage of optimal facial movements of a quadriplegic person. Software that emulates a physical keyboard on the computer screen allows the character writing in any text processor.

Palabras clave. Optoelectronic Devices, 85.60.-q, Computer Interfaces, 07.05.WR, Infrared detectors, 07.57.Kp

1 Introducción

Actualmente, el uso de una computadora es parte importante de cada ser humano, ya que actividades como: escribir con la ayuda de un teclado, navegar por Internet, jugar o aprender con programas multimedia, leer textos en pantalla o simplemente desplazar el Mouse de la computadora son actividades sencillas y en la mayoría de los casos hasta rutinario. Sin embargo, no todas las per-

sonas tienen acceso a manejar una computadora de manera fácil y rápida, ya que existe un grupo de nuestra sociedad que se encuentra afectado por alguna discapacidad física, psíquica o sensorial, el cual, es un problema que dificulta el desarrollo personal y la integración social, educativa o laboral de dichas personas.

La discapacidad en un ser humano es una realidad, ya que puede presentarse durante el trayecto de la vida. Actualmente, la mayoría de los países están preocupados por estudiar la forma de cómo se debe disminuir la des-

ventaja en la que se encuentra una persona con discapacidad, ya que debemos estar conscientes que un discapacitado presenta limitaciones al interactuar en un ambiente específico. En Chile, crearon un novedoso sistema domótico para discapacitados, el cual, al ser conectado con una computadora, puede tener el control de todo equipo de aparato mediante envío de señales infrarrojo (<http://diario.elmercurio.com/2007/01/14/propiedades/propiedades/noticias/impresionD7C...> 16/01/2007). En Argentina, reportan una batería de dispositivos tecnológicos el cual permite a los cuádruplécicos escribir y moverse y a los sordos comunicarse por teléfono

(<http://www.diariohoy.net/interésgeneral>, Universidad Tecnológica Nacional (UTN), 2003). Además de este avance tecnológico, también existen en Argentina otros desarrollos para ayudar a personas que presentan alguna discapacidad (<http://www.diariohoy.net/interésgeneral>, Universidad Nacional de la Plata (UNLP), 2004) [1]. En 1998, la Universidad de Costa Rica presentó un informe por solicitud de la UNESCO en la Asamblea Legislativa sobre el estudio y problemática de discapacidades enfocado a un modelo más tradicional a una visión de Derechos Humanos e igualdad de oportunidades [2].

Con esto, nos damos cuenta que en los países latinoamericanos y no solo en ellos, sino también a nivel mundial, existe preocupación porque cada persona discapacitada se incorpore a un entorno social difícil en estos días.

En México, existe un manual cuyo principal objetivo es integrar a una persona discapacitada a Instituciones de Educación Superior [3], elaborado por la Asociación Nacional de Universidades e Instituciones de Educación Superior (ANUIES), apoyado por la Secretaría de Educación Pública (SEP).

Según la Organización Mundial de la Salud (OMS), existen más de 10 millones de personas que presentan un tipo o grado de discapacidad en México. De los cuales según el XII censo general de población y vivienda del año 2000, elaborado por el INEGI, tan solo 397,183 personas con algún tipo o grado de discapacidad se encuentran económicamente activas. Según este censo, las discapacidades de tipo motriz ocupan el primer lugar tanto a nivel nacional como en el Estado de Chiapas con 45.3% y 40.3% respectivamente. Además, dicha institución asegura que en Chiapas existen 61,597 habitantes con al menos una discapacidad.

Un tipo de discapacidad motriz es la cuádruplécia, que es una lesión en la porción superior medular que se refiere a la parálisis que afecta las cuatro extremidades. El resultado es la parálisis total de las extremidades inferiores, causando en forma parcial o completa las superiores, dependiendo del nivel neurológico afectado.

En este trabajo se presenta un Mouse Óptico Facial (MOF). Este proyecto es multidisciplinario donde se involucran las áreas de mecánica, electrónica, optoelectrónica y sistemas computacionales. Se desarrolla un prototipo que permite a las personas con discapacidad parapléjica (el cual proviene ya sea por nacimiento, enfermedad o accidente) interactuar con una computadora con el

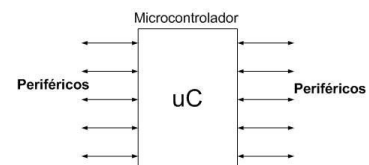
objeto de mejorar su calidad de vida ofreciéndoles un cierto grado de autonomía en su vida cotidiana. El MOF está compuesto por un diseño de una interfaz electrónica basada en sensores óptoelectrónicos, utilizando un microcontrolador con módulo USB (Universal Serial Bus) para la comunicación y conectividad del MOF con una computadora. Se utiliza e implementa un protocolo de comunicación con luz infrarroja (IR) para establecer comandos de control de tal manera, que se pueda manipular el cursor de la computadora sin la necesidad de utilizar cables de conexión. Se presenta el diseño de un dispositivo mecánico terminado, el cual, puede ajustarse a los diferentes contornos faciales, aprovechando de manera óptima cada uno de los movimientos gestuales del rostro.

2 Marco teórico

2.1 Microcontrolador. El sistema desarrollado, consta de hardware y software. En la parte del hardware se utilizan microcontroladores PIC18F2550 y PIC16F84 (Microchip Company). El primer modelo tiene un módulo USB interno que se configura como un Dispositivo de Interfaz Humana (Human Interface Device, HID), el cual, es una clase de dispositivo a la que pertenece un Mouse para computadora con conexión USB. Por otro lado, parte del mismo microcontrolador se implementa al módulo de recepción de la señal codificada con el protocolo SIRC (Serial InfraRed Control). Es importante describir que el microcontrolador es un circuito integrado programable que contiene todos los componentes de un computador. Se emplea para controlar el funcionamiento de una tarea determinada y, debido a su reducido tamaño, suele ir incorporado en el propio dispositivo al que gobierna. Esta última característica le confiere la denominación de «controlador incrustado» (*embedded controller*) [4].

En la memoria de un microcontrolador sólo reside un programa destinado a gobernar una aplicación determinada; sus líneas de entrada/salida soportan el conexionado de los sensores y actuadores del dispositivo a controlar, y todos los recursos complementarios disponibles tienen como única finalidad atender sus requerimientos. Una vez programado y configurado el microcontrolador solamente sirve para gobernar la tarea asignada

Figura 1. Diagrama de bloque del microcontrolador.



Las partes principales de un microcontrolador son: 1. Procesador, 2. Memoria no volátil para contener el programa, 3. Memoria de lectura y escritura para guardar los datos, 4. Líneas de entrada y salida (E/S) para los controladores de periféricos: a) Comunicación paralela, b) Diversos puertos de comunicación (BUS I2C, USB,

RS-232, etc.), 5. Recursos auxiliares: a) Circuito de reloj, b) Temporizadores, c) Perro Guardián («watchdog»), d) Conversores Analógico-Digital (AD) y Digital-Analógico (DA), e) Comparadores analógicos, f) Protección ante fallos de la alimentación, g) Estado de reposo o de bajo consumo.

2.2 USB (Universal Serial Bus). USB es una interfaz para la transmisión de datos y distribución de energía que ha sido introducida en el mercado de Computadoras Personales (PC's) y periféricos para mejorar las lentas interfaces series (RS-232) y paralelas. A nivel eléctrico, el cable USB transfiere la señal junto con la alimentación en 4 hilos. La versión utilizada fue la 2.0 ya que considera una alta velocidad de 480 Mbits/s, además, con esta velocidad es comparable al puerto FireWire desarrollado por la empresa Apple.

El diseño permite que un sólo puerto maneje hasta 127 dispositivos conectados en él. Además, se diseñó el soporte Plug-and-Play (P&P) con lo que cada conexión USB puede ser configurada de manera automática por la computadora sin necesidad de reiniciar todo el equipo de computo. El diseño incluye una función opcional de alimentación del dispositivo desde la computadora, a través del cable de conexión. Para conectar varios dispositivos a un solo puerto se utiliza un concentrador, el cual ofrece múltiples conectores para conectar una función en cada uno de ellos o incluso otro concentrador. Esto crea un sistema jerárquico o de árbol. Esta jerarquía de conexiones forma una topología de estrella, la cual permite monitorear la energía de los dispositivos conectados e incluso apagar alguno si existe una condición de sobrecorriente sin afectar a los demás dispositivos que se encuentren conectados.

2.3 Periférico de Interfaz Humana (HID). La clase de dispositivos de interfaz Humana (HID) incluye teclados, dispositivos señaladores y controles para juegos. Con estos dispositivos, la computadora actúa a partir de entradas humanas tales como presionar una tecla y mover el Mouse.

La computadora debe responder rápidamente para que los usuarios no noten un retardo entre la acción y la respuesta en la computadora [5].

El descriptor de esta clase de interfaz identifica que otros descriptores están activados para indicar su tamaño aportando datos descriptivos de la estructura de datos que el dispositivo genera y los datos que en ese momento está aportando o extrayendo. Describe en qué posición o estado se encuentra un determinado conmutador e identifica para que esta siendo utilizada esta posición con el fin de coordinar su acción desde el dispositivo sobre el sistema y conocer a que entrada atender de todas las posibles que se encuentran activas en ese momento. También, pueden estar varios dispositivos o que un dispositivo complejo debe ser atendido en cada uno de sus puntos finales. Así mismo, controla el software que rige la funcionalidad para esa entrada. Esta información se denomina *Descriptor de Informe*.

Por otro lado el descriptor informa acerca de la parte

o partes del cuerpo humano que esta activando los controles del dispositivo, describiendo tres campos:

- a) Designador: identifica que parte efectúa la acción (una mano)
- b) Calificador: identifica cual de las dos manos (derecha o izquierda)
- c) Esfuerzo: identifica el esfuerzo que debe efectuarse para aportar este dato. A esta información se le denomina descriptor físico.

2.4 Mouse para computadora. El mouse, inventado por Douglas Engelbart en el Stanford Research Center en 1963, e impulsado por Xerox en 1970, es uno de los más grandes inventos en la ergonomía de computadoras porque eso libra a los usuarios de la gran proporción en el uso del teclado. Cuando se patentó recibió el nombre de "X-Y Position Indicator for a Display System" (Indicador de posición X-Y para un sistema con pantalla).

El Mouse es importante para la interfaz gráfica de usuario, porque uno puede simplemente apuntar hacia opciones, objetos y seleccionar en el botón del mouse. Tales aplicaciones se les llaman programas "point-and-click" (apuntar y teclear). El Mouse es un dispositivo que controla el movimiento del cursor o apunta en una pantalla. Un mouse es un objeto pequeño que se puede rodar a lo largo de una superficie sólida y plana. Su nombre se deriva de su forma que se parece un poco a un ratón siendo la cola el cable que se conecta con la computadora. Cuando se mueve el Mouse, el apuntador en la pantalla se mueve en la misma dirección. El mouse contiene por lo menos un botón y en algunos casos tiene tres, la cual, tienen diferentes funcionalidades dependiendo del programa que se esté utilizando. Algunos ratones incluyen una rueda de desplazamiento para desplazarse en documentos largos.

2.5 Protocolo SIRC (Serial Infra-Red Control). El protocolo SIRC, generalmente se utiliza en equipos electrodomésticos para enviar y recibir datos mediante un control remoto.

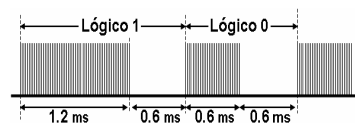


Figura 2. Paquete de datos recibidos por un receptor con protocolo SIRC.

El control remoto emite una señal infrarroja codificada. Esta señal es una especie de tren de pulsos, los cuales a su vez son una ráfaga de pulsos más pequeños, a una frecuencia de 40 KHz. La señal viene modulada con el objetivo de evitar las interferencias entre el emisor y el receptor.

Este protocolo generalmente está conformado por 12 pulsos: a) un pulso de inicio, b) siete pulsos de comando, donde viene codificada la tecla que fue pulsada y c) finalmente cinco pulsos de dirección, que corresponden al aparato utilizado. El protocolo SIRC primero envía da-

tos de Base Estándar de Linux.

En la figura 2 se muestra un paquete de datos. Este protocolo codifica un bit de inicio como un pulso con una duración de 2.4 ms, un nivel lógico "1" como un pulso en alto de 1.2 ms seguido por un pulso en bajo 0.6ms; y un nivel lógico "0" como un pulso con duración de 0.6 ms seguido por otro pulso con la misma duración.

3 Diseño del mouse optico facial

Las personas que presentan cuadrapléjia tienen un amplio control del movimiento facial, por lo que es posible monitorear puntos estratégicos de dichos movimientos para utilizar una computadora con el mínimo esfuerzo. Debido a esto, el dispositivo propuesto es un Mouse Óptico Facial, manipulado con los siguientes gestos y sus respectivas funciones (figura 3):

- Inflar la mejilla derecha permite desplazar el cursor de la computadora hacia el lado derecho.
- Inflar la mejilla izquierda permite desplazar el cursor de la computadora hacia el lado izquierdo.
- Levantar el labio permite desplazar el cursor de la computadora hacia arriba.
- Abrir un poco la boca permite desplazar el cursor de la computadora hacia abajo.

Inflar ambas mejillas al mismo tiempo permite realizar con el cursor la acción de selección o tecleo. Este mecanismo es ideal, ya que no se requiere de atención total para manejar el dispositivo como los sistemas basados en soplidos o en movimientos de la cabeza. Para que el dispositivo funcione sin necesidad de instalar drivers, se utilizó el soporte Plug and Play del bus USB descrito anteriormente; es importante hacer mención que el Sistema Operativo usado es el que provee dicho reconocimiento ya que selecciona los drivers genéricos para dispositivos HID.

3.1 Diseño del Sistema Mecánico. En la figura 4 y 5 se muestra el Sistema Mecánico. Este diseño contiene a los sensores ópticos que se encargan de registrar los movimientos faciales de la persona con cuadrapléjia. El mecanismo se apoya sobre las orejas del individuo, con la finalidad de que sea más confortable para el discapacitado. El mecanismo se diseñó tomando en cuenta las diferentes formas de rostro, así que el dispositivo cuenta con mecanismos de desplazamiento para tener la posibilidad de ajustarse al rostro adecuadamente y de manera fácil. El peso del mecanismo es de 200 gr. El MOF es un sistema compuesto de hardware y software, que permite el uso de una computadora sin necesidad de utilizar las manos.

La parte de hardware se coloca en el rostro de la persona, esto permite el uso del cursor de una computadora mediante un conjunto de 4 sensores ópticos colocados en forma estratégica en el rostro de una persona de tal manera que ciertos gestos le permitan desplazar el cursor de la computadora así como también realizar las acciones conocidas como tecleo y doble tecleo de selección.

El movimiento del cursor es generado por reflexión

de luz producido por un LED infrarrojo y recibido por un fototransistor.

Figura 3. Puntos de interés para poder manejar Facial Mouse.

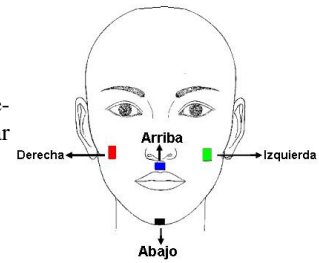


Figura 4. Desplazamientos posibles del Sistema Mecánico del MOF.

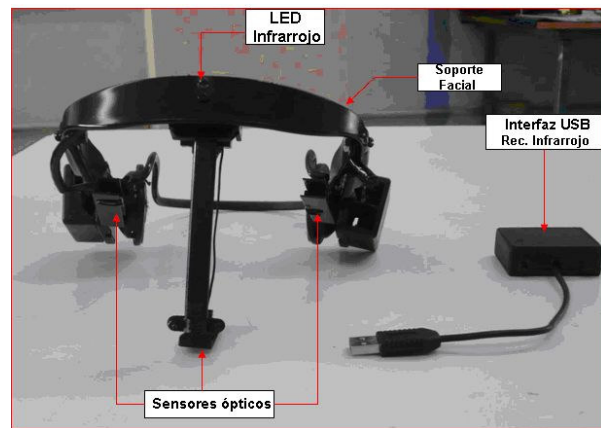
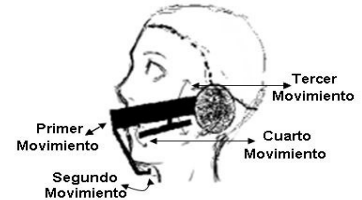


Figura 5. Prototipo del sistema mecánico del MOF.

Figura 6. Sensor óptico reflectivo CNY70.

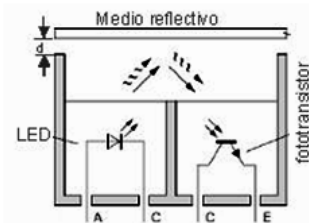


Figura 7. Teclado virtual del Software para el MOF.

Tanto el LED como el fototransistor vienen incluidos en un diseño compacto. El modelo que se utilizó fue el CNY70 de la marca VISHAY TELEFUNKEN. La longitud de onda central del LED y del fototransistor es de 950 nm. En la figura 6 se muestra un diagrama de este modelo en particular.

La parte del software es la implementación de un teclado en el monitor de la computadora (figura 7), es decir, un teclado virtual, que le servirá al discapacitado cuadrapléjico para poder escribir, manifestar sus ideas y tener comunicación constante. Cabe mencionar, que cada botón en el teclado virtual al ser pulsado, enviará el respectivo carácter a la aplicación activa de la computadora. Además, El software cuenta con un editor que sirve para almacenar temporalmente información digital, con la finalidad, de que si se escribe un texto, se almacena y se envía todo el texto a la aplicación activa de la computadora. El lenguaje de programación que se utilizó para elaborar el teclado virtual, es el Visual C#, utilizando con ello el entorno de desarrollo de Microsoft Visual C# 2005 Edición Express, debido a que es una versión disponible de forma gratuita.

4 Conclusiones

Se ha diseñado un prototipo de un Mouse Óptico Facial, proporcionando una alternativa para involucrar a actividades a través de una computadora a personas con cuadrapléjia. El MOF puede ser utilizado por personas con discapacidad severa en extremidades superiores, tales como: parálisis cerebral, distrofia muscular, mal de parkinson esclerosis lateral amiotrófica, o por personas sin extremidades superiores. El diseño final es bastante confiable, robusto y barato para su construcción, ya que to-

dos los dispositivos electrónicos utilizados son comercialmente disponibles en cualquier comercio de electrónica en México. Este proyecto, es base fundamental para desarrollar interfaces optoelectrónicas para personas que cuenten con otras discapacidades que no se encuentren al alcance de este prototipo.

La versión utilizada en el USB es la versión 2.0, compatible con el tipo de concentrador que se utilizó. El protocolo SIRC permite diseñar un dispositivo de bajo costo, inalámbrico, fácil de usar en la computadora sin necesidad de instalar ningún driver.

Agradecimientos

Los autores agradecen al Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez (ITTG), al COCYTECH y al Gobierno del Estado por el apoyo otorgado.

Referencias

1. Pablo Daniel Agüero, y Juan Carlos Tulli, Electrooculografía de Nuevas Perspectivas para Discapacitados Motrices, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional del Mar de Plata, Argentina, (2004).
2. Roxana Stupp Kupiec, Identificación, Estudio, Educación Superior, Personas con Discapacidad, Universidad de Costa Rica, (2005).
3. Manual para la Integración de Personas con Discapacidad en las Instituciones de Educación Superior, ANUIES, SEP, (2000).
4. Angulo Martínez Ignacio, & Maria Usategui José, "Microcontroladores PIC Diseño práctico de aplicaciones", Ed. McGraw-Hill, (2003).
5. Axelson Jan, "USB COMPLETE", Ed. Lakeview Research LLC, (2005).

Generación y aplicación de haces Bessel en trabajos de alineación

D. M. Gale

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Calle Luis Enrique Erro No.1, Tonantzintla, Cholula, Puebla CP72840 México; dgale@inaoep.mx

Recibido el 15/04/09. Aprobado en versión final el 19/03/2010.

Sumario. La divergencia de un haz láser Gausiano es un factor limitante para trabajos de alineación óptica a distancias largas. Los haces Bessel demuestran casi nula divergencia pero no son muy conocidos todavía. Discutimos la construcción de un telescopio de alineación basado en la generación de un haz Bessel usando un modulo láser diodo comercial como fuente. Utilizamos lentes cónicas y plano-convexas para generar el haz, y luego proyectamos la zona Bessel con una lente de camera CCD para aumentar su distancia útil de trabajo. Nuestros haces Bessel tienen diámetros del orden de 0.5 – 1mm a lo largo de 15 metros de distancia, un factor de 6 menos que un haz Gausiano, y adicionalmente su estructura transversal de anillos concéntricos (el patrón Bessel) nos proporciona una referencia muy fina contra la cual podemos alinear blancos con una gran precisión. Otra ventaja de los haces Bessel es la propiedad de auto regeneración del haz, que permite colocar múltiples blancos sin que se deteriore el proceso de alineación. Estamos empleando nuestros telescopios de alineación en combinación con blancos de cruz para alinear componentes ópticos de un telescopio astronómico, logrando una precisión de décimas de micras en distancias de 20 metros y utilizando solo el ojo y una lupa como herramienta adicional.

Abstract. The divergence of a Gaussian laser beam is a limiting factor for optical alignment tasks at large distances. Bessel beams have almost zero divergence but are still not widely used. We discuss the construction of an alignment telescope based on Bessel beam generation using a commercial laser diode module. The Bessel beam is generated with conical or plano-convex lenses, and projected using a commercial CCD camera lens to extend the useful range of the beam. Our Bessel beams have diameters of between 0.5 – 1mm over beam lengths of 15m, representing a six-fold improvement compared to Gaussian beams, while the transverse beam structure (Bessel pattern) provides an excellent alignment aid for use with beam target. Another advantage of Bessel beams is their self-regeneration property, which allows the use of multiple beam targets with minimum beam degradation. We are using our alignment telescopes with crosshair targets to align optical components in a large astronomical telescope, and can achieve precisions of tens of microns over distances of 20m using purely visual methods.

Palabras clave. Metrología láser, 42.62.Eh, Funciones Bessel, 02.30.Gp. Telescopios ópticos, 95.55.-n

1 Introducción

Un procedimiento requerido con frecuencia en la construcción de los telescopios astronómicos es la alineación de los ejes de rotación (centros de flechas, baleros etc) de diversos componentes ópticos y mecánicos, a los ejes principales del telescopio (eje de elevación, eje óptico

del primario). Típicamente los múltiples componentes por alinear no están en contacto físico, y pueden tener separaciones de hasta decenas de metros en los telescopios más grandes. En estos casos es preferible alinear los componentes de rotación, equipados con blancos para definir su eje o centro, a un eje de referencia definida por un alambre tensado o un haz óptico. La construcción del

Gran Telescopio Milimétrico en la Sierra Negra de México requiere la alineación del espejo terciario y su montura con una precisión de 100 micras respecto a los ejes de referencia cuyos puntos de definición tienen una separación de 15 metros. Para este trabajo se decidió utilizar haces láser para definir los ejes de referencia. Consideraciones importantes para la generación y empleo de los haces incluyen simplicidad de diseño y un costo relativamente económico, uso intuitivo en el campo (a una elevación de 4600m), y un sistema compacto y robusto que puede asegurar su confiabilidad en un sitio de construcción.

Los trabajos de alineación con haz láser dependen de la habilidad de alinear el haz con precisión a los blancos, entonces es fundamental considerar la estructura y comportamiento de ambos. En la sección 2 consideramos las limitaciones de un haz láser convencional tipo Gaussiano emitido por un láser diodo comercial. En la sección 3 se presenta los haces Bessel y se discute su generación con componentes sencillos. La sección 4 discute algunos resultados y observaciones de la generación de haces de ambos tipos en el laboratorio. Detalles de la construcción de un telescopio de alineación y de los blancos están presentados en la sección 5. Finalmente en la sección 6 se presenta algunas conclusiones.

2 El láser diodo y los haces gaussianos

Los módulos diodo láser (LDM por sus cifras en Inglés) son convenientes para tareas de alineación en el ambiente industrial debido a su bajo costo, portabilidad, y construcción sólida. Los LDM comerciales para trabajos de alineación y sistemas de puntería producen un haz cuasicolimado de luz visible, con un perfil que se aproxima a circular, de diámetro entre 1-5mm. Muchos módulos incorporan una lente ajustable que permite enfocar el haz. La mayoría de los LDM funcionan con voltajes bajos, lo cual facilita los trabajos de campo.

El perfil transversal de amplitud del haz de un LDM es esencialmente de forma Gaussiana, entonces el grado de colimación que se puede lograr está limitado por el efecto de difracción de los haces Gaussianos. La óptima colimación de un haz Gaussiano¹ se logra cuando el haz inicia con un diámetro $2W(Z_R)$ y es enfocado alcanzando un diámetro $W_o = W(Z_R)/\sqrt{2}$ a una distancia Z_R . La cantidad Z_R se llama la distancia de Rayleigh,

$$Z_R = \frac{\pi W_o^2}{\lambda} \quad (1)$$

donde λ es la longitud de onda del láser. En términos prácticos Z_R corresponde a la distancia a la cual el área de un haz Gaussiano aumenta por un factor de 2. La figura 1(a) muestra el estado de colimación óptima para un haz Gaussiano. Se puede apreciar que el diámetro del haz a la salida del LDM disminuye hasta el punto de enfoque llamado *cintura*, luego abriéndose de nuevo para alcanzar su valor inicial a una distancia total de $2Z_R$. A distancias mayores el haz sigue divergiendo.

El concepto de la distancia de Rayleigh nos permite

encontrar el diámetro óptimo del haz Gaussiano una vez determinada la distancia sobre la cual necesitamos proyectar el haz. Este parámetro nos puede ayudar en la selección del LDM comercial que mejor se ajusta a nuestra tarea de alineación.

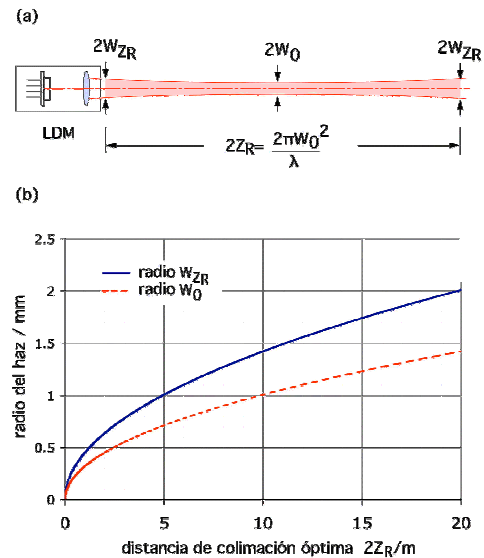


Figura 1. (a) Colimación óptima de un haz Gaussiano generado usando un módulo diodo láser; (b) radio inicial del haz $W(z_R)$ y radio de la cintura W_0 para lograr colimación óptima con una longitud de onda en el rojo visible, $\lambda = 632.8\text{nm}$.

La figura 1(b) muestra la relación entre el radio del haz y la distancia de colimación óptima basado en la ecuación (1). Dado que nuestra aplicación requiere un haz de referencia de 15 metros de largo, vemos que el diámetro del haz en la salida del LDM debe ser de 3.5mm, enfocándose a una cintura de 2.5mm a una distancia de 8.5m. Será dudable lograr una precisión de alineación mayor que unos centésimos de milímetro con un haz Gaussiano de este diámetro sin el uso de detectores electrónicos.

3 Los haces Bessel

Los haces adifraccionales o invariantes aparecieron en la literatura en los años '80, y fueron demostrados experimentalmente por Durnin *et al*² en 1987. Sobre el rango de propagación libre de difracción, estos haces tienen una distribución de amplitud transversal de la forma $J_0(\alpha\rho)$ donde J_0 es la función Bessel de orden cero, α está dado por

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta) \quad (2)$$

donde θ es el ángulo del frente de onda cónico con respecto al eje de propagación, y ρ es la distancia radial desde el eje de propagación. Por la forma matemática de la distribución transversal del haz, se conocen entonces como haces Bessel.

La distribución de intensidad transversal de haz Bes-

sel consiste en un máximo central rodeado por anillos concéntricos. En contraste con un haz Gaussiano, donde el máximo central contiene 86% de la energía disponible, la mancha central del haz Bessel contiene un porcentaje relativamente bajo de la energía total, con el restante distribuido entre los anillos. En un haz adifraccional ideal el número de anillos es infinito, y el haz se propaga indefinidamente sin difractarse porque hay una transferencia continua de energía desde los anillos hacia el centro a lo largo del eje de propagación. En la práctica no es posible crear un haz con una extensión transversal infinita, y en consecuencia hay una reducción en el rango adifraccional del haz, típicamente a decenas de centímetros en el caso de haces visibles con abertura moderada.

Una característica interesante de los haces Bessel es la autoregeneración del máximo central después de su obstrucción, debido al efecto mencionado de transferencia de energía desde los anillos. Esto puede ser de utilidad en la alineación de múltiples blancos si los blancos obstruyen solamente la mancha central, como se discutirá en la sección 5.

Generación de los haces Bessel. Los métodos principales para generar un haz Bessel son la iluminación de un diafragma anular circular, una lente cónica, o una lente esférica (con aberración esférica), con un frente de onda plano Gaussiano proveniente de un láser. Para fines prácticos descartaremos la primera opción debido a su gran ineficiencia, ya que el diafragma anular bloquea la mayoría de la energía de iluminación.

La figura 2(a) muestra la iluminación de una lente cónica, mejor conocida como *axicón*, con una onda plana proveniente de un LDM. El rango del haz adifraccional Z_{max} está dado por

$$Z_{max} = \frac{R}{\tan(\theta)} \quad (3)$$

donde R es el radio del haz incidente sobre el axicón. Para ángulos pequeños

$$\theta = \phi(n-1) \quad (4)$$

donde ϕ es el ángulo del cono y n el índice de refracción del axicón.

Dentro del rango adifraccional el radio del máximo central R_{dfr} corresponde al primer mínimo de la función Bessel, $J_0(2.405) = 0$, entonces

$$R_{dfr} = \frac{2.405}{\alpha} \quad (5)$$

De las ecuaciones (3) y (4) vemos que el rango del haz Bessel se maximiza cuando el axicón tiene un ángulo pequeño y cuando esto se ilumina con un haz de mayor diámetro. También notamos de la ecuación (5) que el diámetro del haz Bessel depende solamente del ángulo del axicón para una longitud de onda fija.

Si consideramos el uso de un axicón comercial con $\phi = 0.5^\circ$ y $n = 1.5$ – iluminado por un haz visible de diámetro de 5mm producido por un LDM, el rango del haz Bessel es de solo 556mm. Aumentar el rango implica utilizar un axicón no-estándar ($\phi < 0.5^\circ$) y aumentar el diámetro del haz incidente con un expansor de haz, lo cual

aumentará los costos de manera significativa, pero sin llegar a las distancias de propagación deseadas.

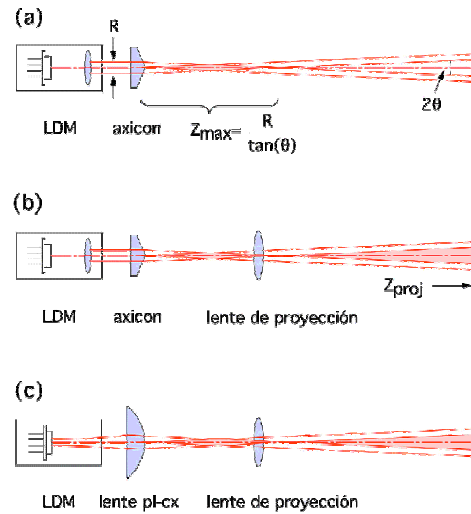


Figura 2. Producción de un haz Bessel con un módulo diodo láser. (a) Una lente cónica (axicón) produce un haz Bessel en una zona muy limitada; (b) proyección del haz Bessel formado por un axicón; (c) proyección del haz Bessel formado por una lente plano-convexa.

La tercera manera de producir un haz Bessel con facilidad es enviando un haz Gaussiano a través de una lente que tiene aberración esférica³. Un haz adifraccional producido de esta manera muestra una variación en el tamaño de los anillos centrales a lo largo de la propagación del haz, sin embargo, se mantiene la propiedad de adifraccionalidad localmente (en este caso se puede referir a haces cuasi-Bessel, o *Bessel-like* en inglés). Una ventaja de usar una lente con aberración esférica es la facilidad de conseguirla; casi cualquier lente esférica simple nos puede generar un haz Bessel. Sin embargo el patrón de anillos concéntricos resulta ser más confuso, debido principalmente a los rayos que pasan por el centro de la lente dando lugar a interferencia espuria con el patrón Bessel. Este problema, ausente para el caso del axicón, puede ser disminuido con el uso de un diafragma que bloquea la región central de la lente³, si aceptamos una disminución en la energía disponible.

Como en el caso del axicón, el haz Bessel generado por aberración esférica tiene un rango de propagación muy reducido, lo cual anula la posibilidad de su uso en trabajos de alineación a largas distancias. Sin embargo, el rango de estos sistemas puede ser extendido si utilizamos una lente fotográfica para proyectar el haz Bessel previamente generado con el axicón, figura 2(b), o con la lente de aberración esférica, figura 2(c).

Proyección de los haces Bessel. La posibilidad de utilizar una lente de proyección para extender el rango útil de un haz Bessel fue propuesta por Herman y Wiggins en 1991³. En este caso no es necesario usar componentes generadores del haz Bessel que maximizan el rango del haz adifraccional, ya que un haz de algunos milímetros o centímetros de propagación puede ser pro-

yectado para extender su rango hasta decenas de metros con facilidad. La selección de una lente adecuada depende de las características del arreglo de proyección y del haz producido; si la distancia focal f de la lente de proyección es muy grande, la lente aumenta en tamaño, peso y costo; si f es pequeña la magnificación aumenta y el haz proyectado tendrá un diámetro mayor. En la selección de los componentes ópticos debemos considerar no solo el rango, sino también la distancia máxima permisible entre la lente de proyección y el inicio del haz adifraccional proyectado. Cuando este parámetro está definido podemos usar la ley de Snell para buscar combinaciones de lente de proyección y generador de haz Bessel que se acoplen bien. En la sección 5 consideramos los parámetros para nuestra aplicación en más detalle.

4 Generación de haces en el laboratorio

Iniciamos pruebas en el laboratorio con tres LDM comerciales de diferentes fabricantes, cada uno diseñado específicamente para tareas de alineación y incorporando una lente enfocable. La longitud de onda para los tres modelos fue entre 633 y 635nm, con una potencia óptica entre 3.75 y 10.2mW. Utilizamos un perfilómetro de haces láser para verificar la forma transversal del haz y tomar mediciones del perfil a distintas distancias. El diámetro del haz a la salida de los módulos fue medido entre 2.9 y 4.9mm, y en los tres modelos el haz mostraba una elipticidad de entre 15-20%. Dos de los módulos se conformaban bien a una aproximación Gausiana en ambos ejes de la elipse, sin embargo el tercer modelo mostraba una desviación severa del perfil Gausiano en un eje para el rango de 0-3m del módulo, con un doble pico central. La figura 3 muestra perfiles tipo Gausiano tomados para uno de los módulos con el enfoque del haz ajustado al infinito.

Para convertir el haz producido por el LDM en un haz Bessel se colocó un axicón comercial con ángulo de 10° después del módulo, obteniendo haces Bessel con rangos entre 13mm y 22mm, dependiendo del diámetro del haz incidente sobre el axicón. No fue posible medir el diámetro del máximo central de estos haces, sin embargo la ecuación (5) nos indica que un axicón de 10° proporcionará haces Bessel con diámetros de $5.4\mu\text{m}$.

Para extender el rango del haz Bessel empleamos dos lentes compactas diseñadas para cámara CCD, con distancia focal fija $f=50\text{mm}$ y $f=75\text{mm}$, y $\#f$ de F2.8 y F3.9 respectivamente. La magnificación de estas lentes está dada por $m \approx v/f$, donde v es la distancia de la imagen, entonces el diámetro del haz adifraccional proyectado aumenta con la distancia de proyección. La figura 4 muestra perfiles del haz Bessel generado con el axicón de 10° y proyectado con la lente $f=75\text{mm}$. El axicón fue iluminado con el mismo LDM utilizado en la figura 3, y los perfiles del haz se tomaron a las mismas distancias. A una distancia de 2m la estructura Bessel es demasiado fina para ser registrada por el perfilómetro, pero la estructura se ve claramente a distancias mayores. La tabla I

compara valores del diámetro del haz Gausiano y Bessel generados por el mismo LDM, donde se puede apreciar una reducción considerable del diámetro del haz Bessel proyectado, en comparación con el haz Gausiano.

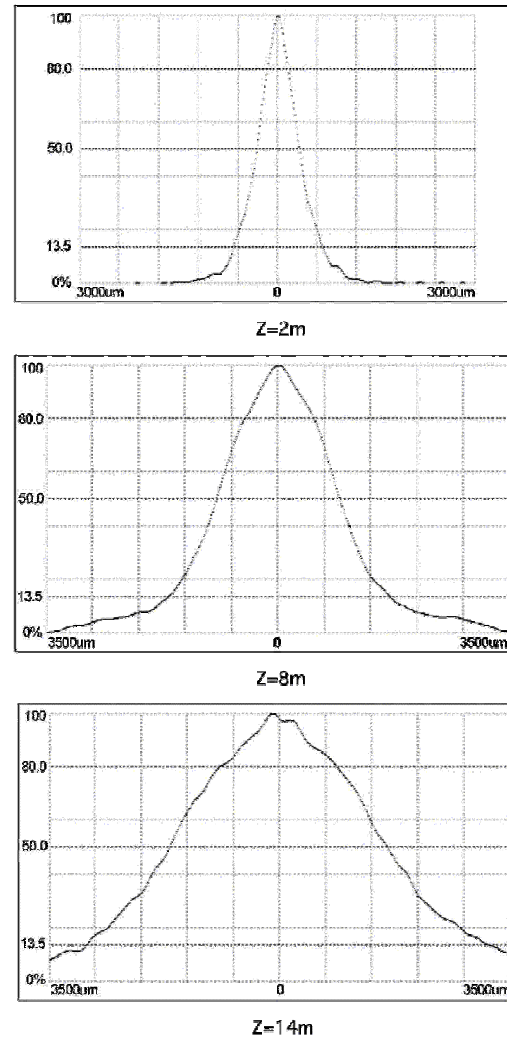


Figura 3. Perfiles de un haz producido por un LDM comercial⁴ con $\lambda=635\text{nm}$ enfocado al infinito, mostrando su aproximación a la forma Gausiana. Mediciones tomadas a tres distancias z del módulo.

En nuestras pruebas la alineación del sistema óptico fue crítica para lograr haces Bessel de calidad, es decir, con un patrón de anillos concéntricos circulares y con simetría entre perfiles transversales perpendiculares. El axicón debe ser bien alineado al LDM, lo cual se logra observando el patrón en el campo lejano sin la lente de proyección. Desalineación en esta etapa resultó en la generación de anillos no circulares después de proyección. En adición al axicón, utilizamos dos lentes planoconvexas de distancia focal $f=10\text{mm}$ y $f=25\text{mm}$ para generar haces Bessel. En este caso encontramos haces de mejor calidad después de remover la lente de enfocamiento del LDM, es decir iluminando las lentes con un haz divergente elíptico proveniente del diodo láser. A pesar de la asimetría del haz incidente sobre las lentes, los

haces Bessel demostraron perfiles con un error de simetría menos al 10%, lo cual fue mejor que en el caso de los haces Bessel producidos con el axicón. Además la tolerancia de alineación entre LDM y lente pareció no tan crítica comparado con el axicón.

Con las lentes de aberración esférica el rango del haz Bessel fue del orden de unos pocos milímetros, lo cual necesitaba un posicionamiento de la lente de proyección mas cuidadoso. En el laboratorio producimos haces proyectados con diámetros de $400\mu\text{m}$ y $500\mu\text{m}$ con las lentes de $f=10\text{mm}$ y $f=25\text{mm}$ respectivamente, a una distancia de 16m del LDM y con la lente de proyección de $f=75\text{mm}$.

5 Sistemas prácticos para alineación

En nuestro trabajo de alineación deseamos construir un haz Bessel con un rango de 15m y donde el primer blanco se ubicara 2.5m después de la lente de proyección. Con una lente de proyección de $f=75\text{mm}$, la ley de Snell nos da una distancia del objeto de 75.3 hasta 77.3mm , entonces debemos generar un haz Bessel con un rango mínimo de 2mm , lo cual debe ser ubicado para que el punto cercano del haz Bessel esté a 0.3mm antes del punto focal de la lente de proyección. En realidad es mejor aumentar el rango del haz Bessel ligeramente para facilitar la ubicación de los componentes ópticos.

Sistema de proyección. Las pruebas de laboratorio mostraron que tanto el axicón y las lentes esféricas servirán para generar el haz Bessel deseado. Para el sistema final acoplamos la lente esférica de $f=25\text{mm}$ con la lente de proyección $f=75\text{mm}$, logrando así el diámetro más pequeño para el haz Bessel proyectado. Las lentes y el LDM fueron montados en un sistema comercial con tubos para lentes de una pulgada de diámetro, lo cual nos dio flexibilidad con la ubicación de los componentes gracias a su sistema de adaptadores internos con rosca. La figura 5 muestra el diseño de un “proyector de haz Bessel” armado de esta forma para un axicón.

Blancos de alineación. Descartamos el uso de aberturas circulares como blancos por la dificultad en lograr su alineación con haces Gaussianos de diámetro variable, y por el bloqueo de los anillos de los haces Bessel. En su lugar construimos blancos de dos alambres cruzados de níquel, en una abertura de diámetro grande comparado con el del haz. La alineación se realizo visualmente, colocando papel semi-transparente (albanene) en el haz unos milímetros después del blanco para observar la sombra de la cruz. Esto es más fácil mirando el papel en la dirección del láser con el apoyo de una lupa de calidad, tomando precaución para no ver el haz directo o una reflexión especular del mismo. La figura 6 muestra la imagen de la sombra sobre el papel albanene, tomado con una camera CCD.

Pruebas de la precisión de alineación fueron realizadas centrando el blanco en XY con micrómetros digitales, y repitiendo el proceso 10 veces para sacar la r.m.s.

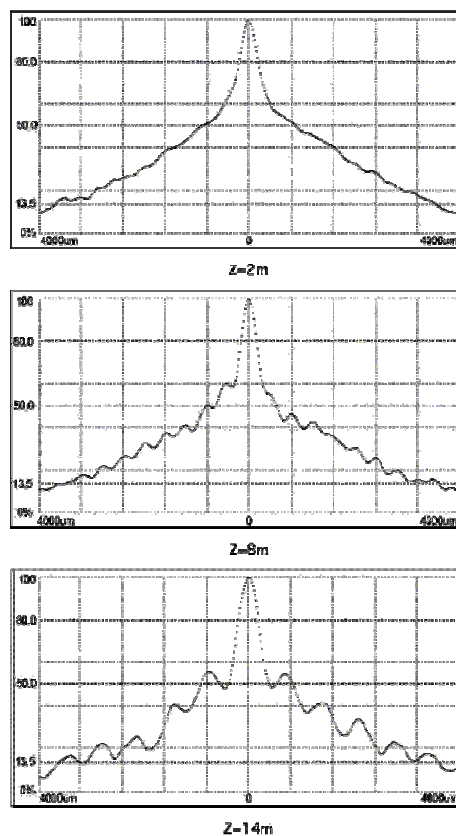


Figura 4. Perfiles de un haz Bessel generado con un axicón de 10° y proyectado con una lente de $f=75\text{mm}$. El axicón fue iluminado con el LDM comercial⁴ utilizado en la figura 3. Mediciones tomadas a tres distancias z del LDM. Figuras 3 y 4 están impresas a la misma escala horizontal para facilitar comparación de los perfiles.

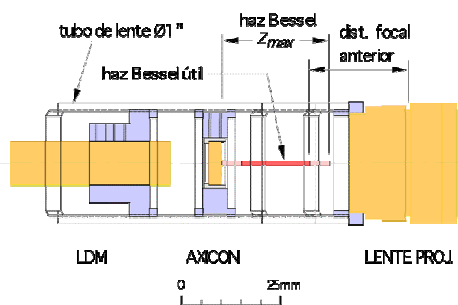


Figura 5. Un “proyector de haz Bessel” utilizando un axicón, armado con 3 tubos de lente.

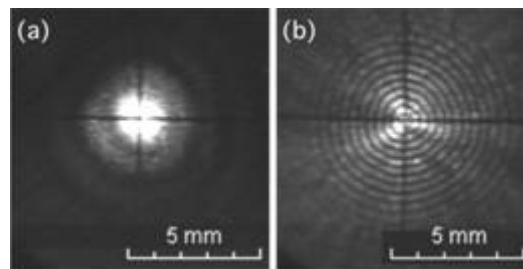


Figura 6. La sombra de una cruz de alambre proyectado sobre papel albanene, (a) haz Gaussiano, (b), haz Bessel.

La mayor precisión, de $\pm 10\mu\text{m}$, fue lograda cuando el diámetro del alambre se acerca al del máximo central, con ambos alrededor de los $100\mu\text{m}$. Cuando estos diámetros se aumentan al orden de cientos de micras la precisión baja alrededor de $\pm 30\mu\text{m}$.

Una ventaja de utilizar blancos de cruz en donde el diámetro del alambre se acerca al diámetro del máximo central es la posibilidad de ubicar múltiples blancos en el mismo haz sin perder la calidad del mismo. Esto es debido a la característica de autoregeneración discutida en la sección 3. Hemos comprobado con nuestros haces que la sombra del blanco desaparece en una distancia de 1 ó 2 metros, y el patrón Bessel retoma su forma simétrica.

6 Conclusiones

Hemos construido haces Bessel con facilidad para realizar trabajos de alineación con una precisión de $\pm 30\mu\text{m}$ típico, con $\pm 10\mu\text{m}$ como el mejor caso, y sobre distancias de hasta 20 metros. El haz Bessel fue generado iluminando un axicón o una lente plano-convexa con el haz de un módulo diodo láser comercial. El rango del haz Bessel fue extendido con una lente estándar de proyección CCD. El diámetro final del haz (máximo central) es de 0.9mm en el caso de un axicón de 10° , y de 0.5mm para una lente plano-convexa de $f=25\text{mm}$, para una distancia promedio de 15m desde la fuente. El diámetro equivalente para un haz Gaussiano a esta distancia es del orden de 6.2mm . La alineación de blancos de alambre de níquel en forma de cruz se realiza visualmente sin necesidad de usar un equipo costoso. Logramos de una manera relativamente sencilla extender el rango del haz Bessel

sin una reducción en la precisión del proceso de alineación.

Tabla I

Diámetro de los haces Gaussiano y Bessel generados por un LDM comercial con diámetro inicial de 2.7mm , axicón de 10° y lente de proyección $f=75\text{mm}$.

Distancia z del LDM	haz Gaussiano: diámetro $1/e^2$	Haz Bessel proj.: diámetro de la máxima central	
		Experimental	Teórico
2m	$1432\mu\text{m}$	— ^a	$140\mu\text{m}$
8m	$3372\mu\text{m}$	$595\mu\text{m}$	$570\mu\text{m}$
14m	$6240\mu\text{m}$	$914\mu\text{m}$	$1000\mu\text{m}$

^a) estructura del haz abajo de la resolución del perfilómetro

Agradecimientos

El autor agradece al Sr. Xavier Hugel del Institut d'Optique en Francia por su participación en este proyecto durante de verano del 2008.

Referencias

1. A.E. Siegman, "An introduction to lasers and masers", Mc-Graw-Hill, New York, 308-314 (1971).
2. J. Durnin, J. J. Miceli, Jr., and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams", Phys. Rev. Lett. 58(15), 1499-1501 (1987).
3. R. M. Herman and T. A. Wiggins, "Production and uses of diffractionless beams," J. Opt. Soc. Am. A 8(6), 932-942 (1991).
4. Modelo MLG-635-20 del Frankfurt Laser Company, Friedrichsdorf, Alemania.

Uso de la granulometría para el estudio de patrones de speckles dinámicos

Adriana Mavilioa, Margarita Fernández^(a), Marcelo Trivi^(b), Héctor Rabal^(c) y Ricardo Arizaga^(d)

Fac. Ing. Eléctrica. Instituto Superior Politécnico “José A. Echeverría”, Ciudad de La Habana; adriana@electrica.cujae.edu.cu; a) Dpto. Ciencias Básicas, Fac. Ciencias y Humanidades, Pontificia Universidad Católica Madre y Maestra, antiago de los Caballeros; mafernandez@pucmmsti.edu.do; b) Centro de Inv. Ópticas y UID Óptimo, Fac. de Ingeniería, Universidad Nacional de La Plata, marcelot@ciop.unlp.edu.ar, hralbal@ing.unlp.edu.ar, ricadoa@ciop.unlp.edu.ar.

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/02/2010.

Sumario. El fenómeno de formación de speckles dinámicos tiene lugar al iluminar con luz láser superficies en las que están ocurriendo cambios, como por ejemplo, una superficie pintada en proceso de secado, o sometida a corrosión, un fruto en vías de maduración, etc. A partir de los cuadros de speckles dinámicos se obtienen imágenes que portan información de los procesos que están teniendo lugar en las superficies de interés. Los cambios en la textura de dichas imágenes pueden ser estudiados para caracterizar dichos procesos. Se estudia el proceso de secado de un tipo de pintura (*water borne*) a través de un método basado en la morfología matemática para el procesamiento de imágenes obtenidas a través de cuadros de speckles. Se obtiene la granulometría de las imágenes y el espectro patrón que las caracteriza. A partir del espectro patrón de cada imagen se obtienen cuatro parámetros: longitud media, desviación standard, asimetría y curtosis, los cuales resultan ser apropiados como descriptores de textura. Se determina la distancia de Mahalanobis entre los descriptores texturales de las imágenes representativas de los diferentes estadios temporales del proceso y la seleccionada como referencia o patrón. El proceso dinámico bajo consideración puede describirse a través del comportamiento temporal de esta función distancia. Los resultados se ajustan a un modelo teórico que explica el proceso. Finalmente se comparan los resultados con los obtenidos por otros métodos. En comparación con otros, el método empleado se destaca por su sencillez y facilidad de implementación y en sentido general puede utilizarse para el estudio de la evolución de cualquier proceso dinámico que se describa a través de speckles.

Abstract. Dynamic speckle patterns are generated by laser light scattering on surfaces that exhibit some kind of activity, due to physical or biological processes that take place in the illuminated object. The characterization of this dynamic process is carried out by studying the texture changes of auxiliary images: temporal history of the speckle pattern (THSP) obtained from this speckles patterns. The drying process of water borne paint is studied through a method based on mathematical morphology applied to the THSP image processing. It is based on obtaining the granulometry of these images and their characteristic granulometric spectrum. From the granulometric size distribution of each THSP image four parameters are obtained: mean length, standard deviation, asymmetry and kurtosis. These parameters are found to be suitable as texture features. The Mahalanobis distance is calculated between the texture features of the THSP images representative of the temporary stages of the drying process and the features of the final stage or pattern texture. The behavior of the distance function describes satisfactorily the drying process of the water borne paint. Finally, these results are compared with the obtained by other methods. Compared with others, the granulometric method reported in this work distinguished by its simplicity and easy implementation and can be used to characterize the evolution of any process recorded through dynamic speckles.

Palabras clave. espectro patrón, granulometría, morfología matemática, speckles dinámicos.

1 Introducción

El fenómeno de aparición de speckles dinámicos tiene lugar al iluminar con luz láser superficies en las que están ocurriendo cambios, como en el caso de una superficie pintada en proceso de secado, o sometida a corrosión, un fruto en vías de maduración, etc.

Los patrones de speckles dinámicos proporcionan imágenes auxiliares, que se conocen como imágenes de la historia temporal de los cuadros de speckles¹ (HTCS). A través del estudio de la textura de las mismas es posible caracterizar la evolución temporal de los fenómenos asociados a dichos cuadros de speckles. En la literatura se reportan un gran número de métodos de análisis de textura, que van desde los propuestos por Haralick² basados en la matriz de coocurrencia, pasando por otros más sencillos como el de Run Length desarrollado por Galloway³, el de Histograma Suma y o Diferencia⁴ y el de dimensiones promediadas⁵. Algunos de ellos han sido utilizados para estudiar la textura de las imágenes HTCS, como en [6] y [7], así como también el que hace uso de la transformada wavelet para determinar los descriptores de textura⁸.

Existe un gran número de aplicaciones donde la caracterización de las imágenes se realiza a través del tamaño medio de los objetos presentes en ellas, por ejemplo, en la caracterización de imágenes industriales, como las metalográficas⁹, biomédicas, como las de conteo de células en la sangre¹⁰, en el estudio de las células del endotelio en la córnea¹¹, etc. Normalmente no se conoce a priori la ley de distribución de probabilidades que rige el tamaño de dichos objetos y por tanto esta caracterización se vuelve una tarea difícil.

El método granulométrico basado en la morfología matemática¹², permite obtener la función densidad de probabilidad granulométrica de distribución de tamaños o espectro patrón de la imagen. Así, el método es apropiado para la caracterización de imágenes de acuerdo a las dimensiones y formas de los objetos presentes en ellas, como en el caso de su aplicación para la clasificación de imágenes de speckles dinámicos [13], [14] correspondientes a frutos dañados. Además, conociendo esta distribución es posible implementar herramientas para el mejoramiento de imágenes mediante el filtrado morfológico¹⁵.

Aquí se aplica el método granulométrico a imágenes de niveles de grises obtenidas de los patrones de speckles dinámicos que describen los diferentes estadios del proceso de secado de un tipo de pintura, en este caso *water borne*. En un trabajo anterior¹⁶, fueron reportados resultados preliminares de éste, pero con algunas diferencias, entre ellas el hecho de que en este caso, las imágenes utilizadas fueron convertidas previamente a binarias antes de aplicar el método granulométrico. Los métodos utilizados son discutidos y mejorados en el presente trabajo. También se comparan los resultados con los obtenidos utilizando otros métodos.

2 Método granulométrico

La apertura es un procedimiento básico morfológico para el procesamiento de imágenes¹⁷. La apertura de una imagen binaria S por un elemento estructurante E , se define como la unión de todas las traslaciones de E que son subconjuntos de S :

$$S \circ E = U \{ (E)_z \mid (E)_z \subseteq S \} \quad (1)$$

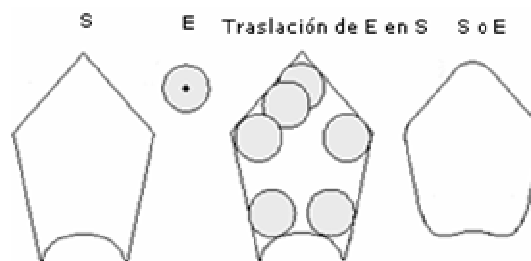


Figura 1. La figura muestra en primer lugar a la imagen original. En segundo lugar se muestra el elemento estructurante E , el punto representa el centro de E . En tercer lugar se muestra al elemento estructurante E rodando sobre la superficie interior de S . En cuarto lugar se muestra la línea en negritas que representa el contorno de la apertura.

Esta operación de apertura tiene una interpretación geométrica simple, que puede comprenderse observando la figura 1. Considere al elemento estructurante E como un disco que rueda. El contorno de $S \circ E$ puede establecerse como los puntos de E más lejanos cuando el disco rueda por dentro del contorno de S . La operación de apertura puede comprenderse como una erosión seguida de una dilatación.

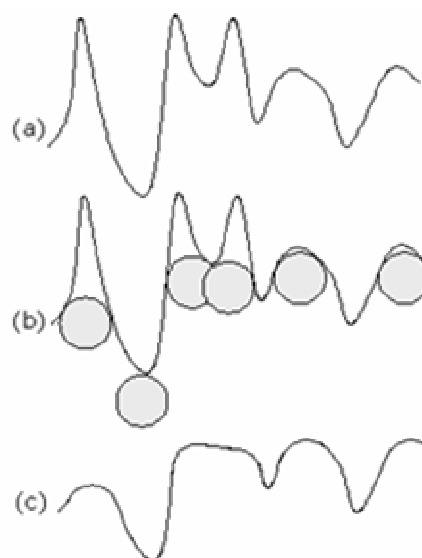


Figura 2. La figura en primer lugar muestra el barrido de una línea de una imagen en escala de grises. En segundo lugar se muestran las posiciones del disco elemento estructurante para la apertura y en tercer lugar se muestra un barrido por una línea de la imagen que resulta de la apertura.

La operación de apertura para imágenes I en niveles de grises por un elemento estructurante E :

$$I \circ E = \delta_E(\varepsilon_E I(x, y)) \quad (2)$$

se interpreta fácilmente según ¹⁷, a través de la figura 2, donde se muestra el barrido por una fila de una imagen I de niveles de grises, donde la intensidad de la imagen se representa por simplicidad de forma continua. Todos los picos que resultan más estrechos que el diámetro del elemento estructurante E son afectados en intensidad disminuyendo su amplitud y agudeza. Generalmente se utiliza para eliminar detalles brillantes, pequeños, en relación con el elemento estructurante, mientras que deja sin alterar la generalidad de los valores de intensidad y las zonas brillantes extensas.

Se conoce como granulometría a un conjunto de imágenes que se obtienen a través de la operación morfológica de apertura mediante la utilización de elementos estructurantes escalados. A medida que aumenta el tamaño del elemento estructurante se van obteniendo imágenes donde se eliminan las partículas u objetos de dimensiones inferiores a la del elemento estructurante. De esta manera es posible obtener la función distribución de probabilidad normalizada o espectro patrón de la imagen, asociado a ella, y los momentos estadísticos, también conocidos como momentos granulométricos, entre ellos, la dimensión media de dichos objetos.

Dada una imagen representada por I y un elemento estructurante representado por E y para un parámetro $t > 0$, que puede tomar diferentes valores, la familia de imágenes de apertura $I \circ t E$ es llamada granulometría.

A continuación se considera la imagen como un objeto tridimensional, siendo la intensidad de los niveles de grises la altura del objeto que se levanta sobre cada elemento de superficie de la imagen, entonces la intensidad de grises total de la imagen representa el volumen de la misma. Sea $\Omega(t)$ el volumen de las imágenes resultantes de la apertura por los diferentes elementos estructurantes. Mientras mayor es el parámetro t menor es el volumen de la imagen de apertura correspondiente.

Se define la función distribución de probabilidad de medida de granulometría como:

$$\Phi(t) = 1 - \frac{\Omega(t)}{\Omega(0)} \quad (3)$$

donde $\Omega(0)$ es el volumen de la imagen original I . Esta función $\Phi(t)$ crece desde el valor 0 hasta 1.

La función densidad de probabilidad de la distribución de medida granulométrica se define como:

$$\Phi'(t) = \frac{d\Phi}{dt} \quad (4)$$

En el caso de imágenes digitales podemos pensar en una secuencia de elementos estructurantes $E_1 \dots E_k \dots E_n$ de dimensiones en incremento, de manera que si I es una imagen digitalizada, $I \circ E_{k+1}$ es una subimagen de $I \circ E_k$. En consecuencia, la apertura por los elementos estructurantes produce una secuencia de imágenes que cumplen:

$$I \circ E_1 \geq \dots \geq I \circ E_k \geq I \circ E_{k+1} \dots \quad (5)$$

Sea $\Omega(k)$ el volumen de la apertura $I \circ E_k$ para cada k , entonces $\Omega(k)$ es una función decreciente de k . Si se asume que E_1 consta de un solo píxel y que I es finita, entonces $\Omega(1)$ es el volumen de la imagen original I , y por otra parte el volumen $\Omega(k)=0$ para $k \rightarrow \infty$. Sustituyendo a t continuo por k discreto, y el 0 por el 1 como valor inicial para el parámetro k en la ecuación 3, se obtiene la distribución $\phi(k)$ discreta:

$$\phi(k) = 1 - \frac{\Omega(k)}{\Omega(1)} \quad (6)$$

cuya función densidad de probabilidad discreta se define como:

$$\phi'(k) = \frac{\Delta\phi}{\Delta k} = \phi_{k+\Delta k} - \phi_k \quad \text{con } \Delta k = 1 \quad (7)$$

Esta función $\phi'(k)$ se conoce como distribución de medida granulométrica discreta o espectro patrón discreto, con la cual se determinan los correspondientes momentos estadísticos discretos, en función de los cuales se definen los descriptores cuantitativos de la imagen original. Tanto $\phi(k)$ como $\phi'(k)$ dependen del elemento estructurante que se seleccione. Esta función también se conoce como espectro patrón de la imagen. A través de ella se pueden determinar los momentos estadísticos granulométricos que permiten caracterizar la imagen.

3 Obtención de los cuadros de speckles dinámicos y de las imágenes de HTCS

Los cuadros de speckles dinámicos fueron obtenidos iluminando un área de 3 mm² de una superficie de vidrio sobre la cual se deposita una capa de 75 nm de espesor de la pintura, con un láser de He-Ne ($\lambda=632,8$ nm) de 10 mW, y con un ángulo de iluminación de 45°. Se tomaron 23 grupos de 512 imágenes. La diferencia de tiempo entre 2 grupos consecutivos o estadíos fue de 3 minutos y las 512 imágenes de cada grupo fueron registradas con un intervalo de 0,08 s por una cámara CCD situada a una distancia de 200 mm de la muestra. La medida de los speckles fue alrededor de 5 píxeles por speckle. La señal fue digitalizada a 8 bits y almacenada en la memoria de una PC. Se utilizó el método de Oulamara ¹ para construir las imágenes auxiliares (historias temporales de cuadros de speckles, HTCS). Éstas fueron construidas a partir de 512 imágenes sucesivas de cuadros de speckles dinámicos correspondientes a un estadío del fenómeno. El método consiste en tomar la columna media de cada una de ellas y colocarlas una al lado de la otra, hasta obtener la imagen auxiliar HTCS de 512 x 512 píxeles². La figura 3 muestra dos imágenes de HTCS correspondientes a dos estadíos: pintura muy húmeda y pintura seca. Como puede observarse, las filas describen la variación temporal de los puntos del objeto. Cuando el fenó-

meno es muy activo (pintura muy húmeda) las imágenes recuerdan a patrones de speckles dinámicos ordinarios, mostrando una apariencia similar en las direcciones horizontal y vertical. En el caso de la muestra correspondiente a la pintura seca no se aprecian grandes variaciones en la dirección horizontal. Por eso, para estudiar el proceso dinámico, se seleccionan como elementos estructurantes líneas de largo variable y de ancho igual a un píxel. Se seleccionó como textura patrón o de referencia la de la imagen correspondiente a la pintura seca.

4 Obtención de los espectros patrones de las imágenes de HTCS y de descriptores

Una vez obtenidas las 23 imágenes correspondientes a los diferentes estadios (HTCS), se procedió a llevar a cabo el procesamiento de las mismas haciendo uso del sistema de programación MATLAB. En un trabajo anterior¹⁶, donde se mostraron resultados preliminares de esta investigación, se llevó a cabo la ecualización convencional y la binarización de las imágenes antes de procesarlas. En este trabajo se decidió no binarizar las imágenes y llevar a cabo una ecualización adaptativa con contraste limitado conocida como CLAHE¹⁷. El algoritmo CLAHE divide la imagen en regiones y aplica la ecualización a cada región. Se diferencia de la ecualización global en que el método adaptativo opera sobre regiones limitadas, calculando el histograma de cada zona y utilizándolo para redistribuir los niveles de grises de las mismas, mientras que la ecualización convencional sólo se basa en el cálculo de un histograma global de toda la imagen. Consecuentemente a través del CLAHE el contraste se va mejorando por zonas, resaltando los detalles de la imagen. Después las regiones vecinas se combinan usando interpolación bilineal para eliminar contornos inducidos artificialmente. De esta manera el contraste puede ser limitado, especialmente en zonas homogéneas, evitando que se amplifique el ruido que podría estar presente en la imagen. Este tipo de ecualización adaptativa resulta más adecuada teniendo en cuenta las características de las imágenes HTCS bajo estudio, las cuales son imágenes de de textura lineal de bajo contraste, donde están presentes líneas de medidas muy diferentes con niveles de grises muy cercanos. Las líneas más cortas con niveles de grises cercanos a las más largas no pueden influir significativamente en la ecualización del histograma de la imagen completa y consecuentemente el procedimiento convencional, no garantiza el enriquecimiento del contraste necesario para hacer visibles las líneas ocultas y para que pueda aplicarse exitosamente el método granulométrico. Para mejorar el contraste local y evitar al mismo tiempo la amplificación del ruido cuando se utiliza el algoritmo CLAHE la medida de las particiones no debe ser ni muy grande ni demasiado pequeña. En nuestras imágenes de 512 x 512 pixel² se seleccionaron regiones de 64 x 64 pixel².

Después de realizada la ecualización, cada imagen HTCS se dividió en 8 subimágenes de 64 filas por 512 columnas.

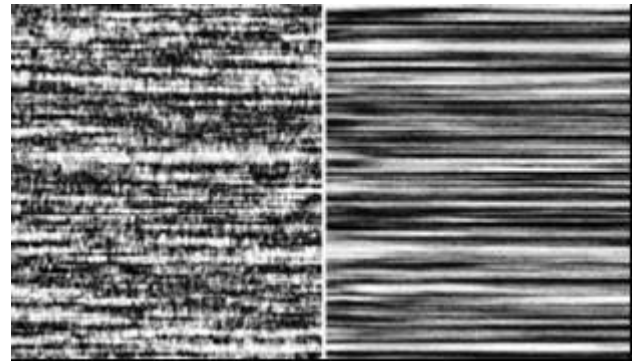


Figura 3. Imágenes de HTCS ecualizadas correspondientes a dos estadios de secado de la pintura, húmeda (izquierda) y seca (derecha).

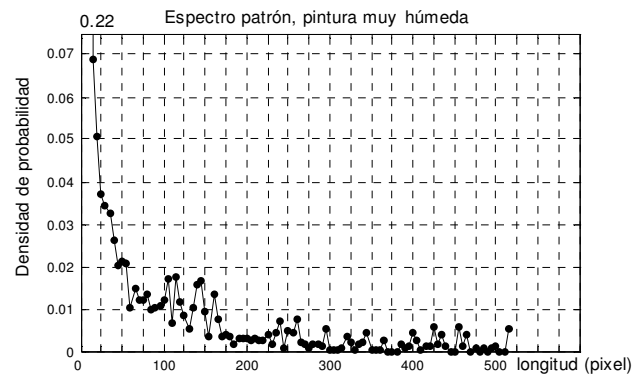


Figura 4. Espectro patrón correspondiente a la imagen de la pintura húmeda mostrada en la figura 2.

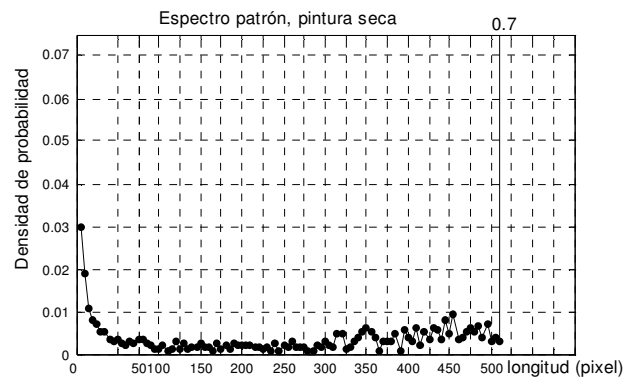


Figura 5. Espectro patrón correspondiente a la imagen de la pintura seca mostrada en la figura 2.

Para cada subimagen se obtuvo la granulometría y el espectro patrón, sometiendo la misma al proceso de apertura, con un conjunto de elementos estructurantes rectangulares planos de dimensiones $1 \times k$ pixel² con k variable, desde $k_{min} = 1$ hasta $k_{max} = 511$ píxeles, variando en intervalos $\Delta k = 5$. El espectro patrón determinado de esta forma, tiene la característica de que cada valor de

la densidad de probabilidad corresponde a un intervalo de longitud igual a Δk píxeles.

En las figuras 4 y 5 se muestran los espectros patrones para las dos imágenes HTCS que aparecen en la figura 2. Puede observarse que se diferencian notablemente. En el caso de la pintura seca aparece un pico al final del espectro, mientras que en el caso de la húmeda aparece al principio. También se diferencian en cuanto a los picos presentes, siendo notable los mismos para el espectro de pintura húmeda, mientras que el espectro de la pintura seca muestra un comportamiento más liso.

Con el espectro patrón de cada subimagen se determinaron los cuatro primeros momentos estadísticos, y a partir de ellos cuatro parámetros de textura: el largo medio (m), la desviación standard (d_{st}), el factor de asimetría o skewness (s) y la curtosis (c).

El primer momento estadístico es el largo medio (m) de la línea en la subimagen bajo consideración:

$$m = m_1 = \Delta k \sum_{k_{min}}^{k_{max}} k \phi'(k) \quad (8)$$

El segundo momento alrededor de la media es el numerador de la varianza de la distribución:

$$m_2 = \Delta k \sum_{k_{min}}^{k_{max}} (k - m_1)^2 \phi'(k) \quad (9)$$

y permite estimar la desviación standard (d_{st}) del largo medio:

$$d_{st} = \sqrt{\frac{m_2}{n-1}} \quad \text{con} \quad n = \text{int}\left(\frac{k_{max}}{\Delta k}\right) + 1 \quad (10)$$

El tercer momento:

$$m_3 = \Delta k \sum_{k_{min}}^{k_{max}} (k - m_1)^3 \phi'(k) \quad (11)$$

se usa para definir un parámetro que da una medida de la asimetría del espectro denominado skewness (s):

$$s = \frac{m_3}{d_{st}^3} \quad (12)$$

Este parámetro se define como el tercer momento alrededor de la media, dividido entre la desviación standard al cubo. Si el valor es positivo, indica un corrimiento del espectro hacia la derecha de la media, y viceversa, si el valor es negativo el corrimiento es hacia la izquierda.

Por último, el cuarto momento:

$$m_4 = \Delta k \sum_{k_{min}}^{k_{max}} (k - m_1)^4 \phi'(k) \quad (13)$$

da una medida de la aspereza, o sea, de cuán plano o en forma de pico es el espectro. Se utiliza para definir el parámetro curtosis (c), como el cuarto momento dividido entre el cuadrado de la varianza:

$$c = \frac{m_4}{m_2^2} \quad (14)$$

Los parámetros mencionados también varían en sentido general de una distribución a otra. En la tabla 1 se muestran los valores de estos parámetros correspondientes a los estadios de pintura muy húmeda y seca, y además a dos estados intermedios. Puede observarse como el largo medio aumenta a medida que la pintura se seca, debido a que los cambios en el tiempo disminuyen. La desviación standard tiende a aumentar puesto que comienzan a poblarse los largos mayores. El parámetro de asimetría también cambia, incluso puede notarse un cambio de signo en el mismo, siendo positivo para la pintura húmeda y negativo para la seca, debido al correspondiente cambio de posición de los picos en los respectivos espectros. La curtosis disminuye a medida que se seca la pintura, lo cual se corresponde con que el espectro se va alisando. Estos parámetros van cambiando gradualmente para las imágenes correspondientes a los diferentes estadios del proceso de secado de la pintura, por lo que se presume que los mismos puedan ser utilizados como descriptores de la textura de las imágenes bajo estudio.

En un experimento numérico reportado en el trabajo ¹⁶, se estudió el comportamiento de estos parámetros para estas mismas imágenes, pero binarizadas, y se llegó entonces a la conclusión de que los mismos describen apreciablemente los cambios en la textura de las imágenes y por lo tanto, resultan adecuados para estudiar el proceso de secado de pinturas, aunque teniendo en cuenta que no son independientes en sentido general.

Estado	Largo medio (m) píxeles	Desviación standard (d_{st}) píxeles	Asimetría (s)	Curtosis (c)
Muy húmeda	84	11,3	1,94	6,57
Húmeda	116	14,7	1,50	4,21
Casi seca	340	17,4	-0,59	3,14
Seca	401	18,3	-1,30	1,85

5 Cálculo de distancia y caracterización del proceso dinámico

La caracterización del proceso se basa en la comparación entre los descriptores correspondientes a las imágenes HTCS de cada estadio con los correspondientes a la imagen patrón (pintura seca). Para ello se determina la distancia de Mahalanobis, donde se suman magnitudes

de diferente naturaleza y se tiene en cuenta la dependencia entre los descriptores a través la matriz de covarianza de los mismos.

La distancia de Mahalanobis se calcula a través de la expresión:

$$D_i = (x - m_i)^T C_{pi}^{-1} (x - m_i) \quad (15)$$

donde m_i es el vector descriptor de la muestra i y x es el vector descriptor del patrón, C_{pi}^{-1} representa un promedio de las matrices inversas de covarianza de los descriptores, obtenidas para la muestra i y el patrón p . Los vectores descriptores se conforman con los valores de los descriptores seleccionados: el largo medio, la desviación standard, el parámetro de asimetría y la curtosis m, d_{sb}, s, c como componentes. Fueron determinados los valores de distancia correspondientes a las 8 subimágenes y se promediaron estos valores. El valor de la distancia debe ir disminuyendo en la medida en que las imágenes correspondan a tiempos de secado mayores y el comportamiento de esta función debe permitir caracterizar el proceso de secado de la pintura.

6 Resultados y discusión

En las figuras 6 y 7 se muestra el comportamiento de la distancia de Mahalanobis entre la textura de las imágenes HTCS correspondientes a los diferentes estadios de secado y la textura patrón. Se obtuvieron 8 valores de distancia entre las texturas de las subimágenes de cada estadio y las correspondientes subimágenes del patrón. Para cada estadio se obtuvo el valor medio de distancia y su desviación standard. Las subimágenes HTCS de niveles de grises fueron sometidas a una equalización adaptativa y luego a la granulometría. En el caso de la figura 6 se utilizaron como descriptores de textura, el largo medio, la desviación standard, la asimetría y la curtosis; mientras que en el caso de la figura 7 se utilizaron directamente los 4 momentos granulométricos (8, 9, 11, 13) como descriptores.

Se observa un comportamiento mucho menos regular de la distancia de Mahalanobis cuando se usan directamente los momentos granulométricos como descriptores. Se evidencia que los parámetros: longitud media, desviación standard, asimetría y curtosis, definidos a través de estos momentos, se comportan comparativamente mejor como descriptores de textura que los propios momentos granulométricos, al menos para el caso de las imágenes bajo consideración.

Resultados preliminares de este trabajo fueron presentados en ¹⁶. Aquí, antes de obtener la granulometría, las imágenes fueron equalizadas por el método convencional y posteriormente convertidas a binarias. Además fueron utilizados los mismos elementos estructurantes que en este trabajo. En el cálculo de la distancia de Mahalanobis se utilizaron los mismos 4 descriptores de textura, pero con la diferencia de que en el cálculo de la misma sólo se consideró la covarianza del patrón a diferencia de lo que

se hizo en este trabajo, donde también fueron consideradas las matrices de covarianza de las muestras. Además en ¹⁶ no se utilizó un método riguroso para la selección del umbral de binarización. La figura 8 muestra la gráfica de distancia de Mahalanobis obtenida con imágenes binarias, pero usando un método mejorado en comparación con el utilizado en ¹⁶. En este caso el umbral de binarización óptimo fue obtenido utilizando el procedimiento de Otsu ¹⁸, que selecciona dicho umbral, minimizando la varianza intraclase de los píxeles negros y blancos. También los valores de distancia fueron calculados considerando las matrices de covarianza de las muestras y del patrón. Al comparar estos resultados con los de la figura 6, es evidente que la binarización conduce a mayores errores en la distancia con una mayor dispersión alrededor de los valores medios, sin embargo, el comportamiento general es el mismo, avalando la potencialidad del método granulométrico y de los descriptores de textura definidos a través del mismo.

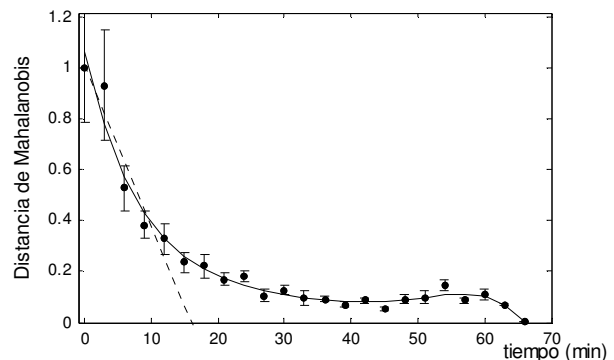


Figura 6. Distancia de Mahalanobis vs tiempo para imágenes de niveles de grises, utilizando como descriptores, el largo medio, la desviación standard, la asimetría y la curtosis. Ajuste a un polinomio de quinto grado con coeficiente de correlación igual a 0,99.

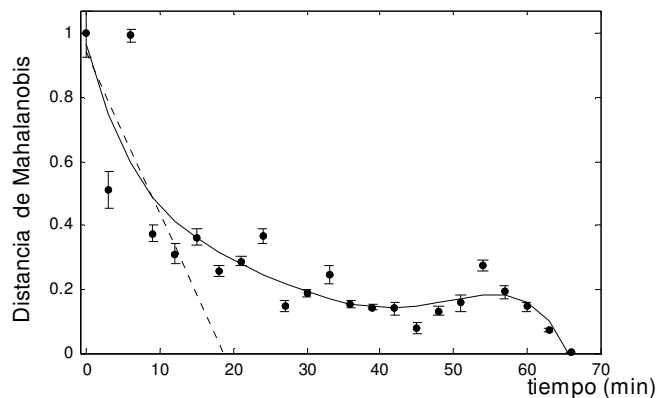


Figura 7. Distancia de Mahalanobis vs tiempo para imágenes de niveles de grises, utilizando los cuatro momentos granulométricos como descriptores. Datos ajustados a un polinomio de quinto grado con coeficiente de correlación igual a 0,89.

En la figura 9 se muestra la distancia de Mahalanobis obtenida ⁸ en la descripción de otro proceso de secado de pintura. En este caso se utilizaron como descriptores de textura a un conjunto de parámetros obtenidos a partir de

los coeficientes de la descomposición wavelet de las imágenes HTCS correspondientes a los diferentes estadios de secado. Puede observarse un comportamiento muy similar en las curvas que describen el proceso, independientemente de la disimilitud de descriptores y métodos utilizados.

En la figura 10 se muestra la gráfica que permite caracterizar el proceso de secado de la misma pintura estudiada en este trabajo, utilizando el método de la matriz momento de inercia, obtenida en un trabajo anterior¹⁹. Este gráfico se comporta de forma muy similar a los mostrados, aunque en todos los casos las funciones de discriminación, los métodos y los descriptores de textura usados son de diferente naturaleza. El comportamiento general común que se observa en todas las funciones de discriminación a que se ha hecho referencia, responde a la teoría de secado de pinturas. El proceso se inicia con un período que se conoce como de que se conoce como de velocidad de secado constante. Después de este período se sucede otro de disminución de la velocidad, en el cual la rapidez de secado decrece hasta cero (zona del plateau). El período de disminución de la velocidad se explica debido a una difusión más lenta del solvente a través de la capa de la superficie seca. El tiempo de comienzo de esta fase del fenómeno depende del grueso de la capa y de la evaporación del solvente.

Los resultados obtenidos en este trabajo describen perfectamente todas las etapas características del proceso de secado de pinturas²⁰. En ellos se observa:

- 1- Una zona inicial de alta velocidad de cambio.
- 2- Una segunda zona donde esta velocidad se hace más lenta.
- 3- Una tercera zona donde la velocidad de cambio es mínima, que es la que denominamos plateau.

7 Conclusiones

En este trabajo se reporta un método basado en la morfología matemática para el procesamiento de imágenes HTCS obtenidas a través de cuadros de speckles dinámicos. Como ilustración de éste, se aplica para caracterizar el proceso de secado de un tipo de pintura (water borne), pero en general, podría ser utilizado para el estudio de la evolución de cualquier proceso dinámico que se describa a través de speckles. Se basa en la obtención de la granulometría de las imágenes HTCS y del espectro patrón que las caracteriza y funciona particularmente bien con imágenes en niveles de grises, lo cual evita la necesidad de llevar a cabo el proceso de binarización el cual siempre conlleva una pérdida de información. Antes de obtener la granulometría se recomienda mejorar el contraste a través de la utilización del algoritmo CLAHE.

Los parámetros: longitud media, desviación standard, asimetría y curtosis, calculados a partir de los momentos granulométricos de las imágenes resultan adecuados para describir la textura de las imágenes HTCS. A partir de ellos se calculan las distancias de Mahalanobis entre las

muestras HTCS correspondientes a los diferentes estadios y la correspondiente al patrón, el gráfico de estas distancias en el tiempo caracteriza de manera satisfactoria el proceso dinámico estudiado.

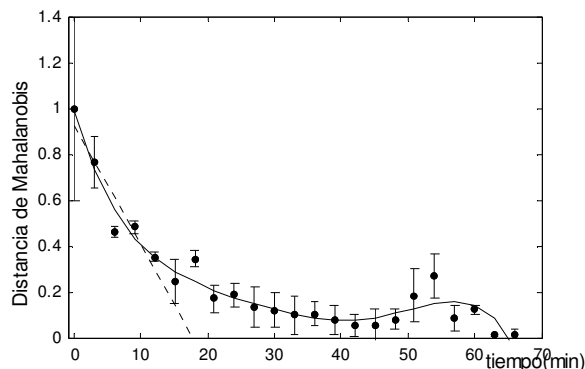


Figura 8. Distancia de Mahalanobis vs tiempo para el caso de imágenes binarizadas, utilizando como descriptores, la longitud media, la desviación standard, la asimetría y la curtosis. Datos ajustados a un polinomio de quinto grado con coeficiente de correlación igual a 0,95.

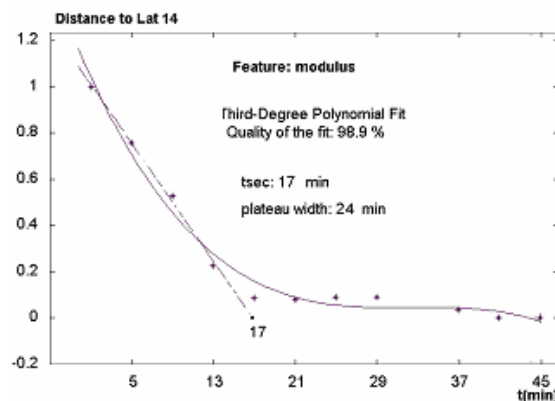


Figura 9. Distancia de Mahalanobis vs tiempo⁸, los descriptores se obtuvieron a partir de los coeficientes de la descomposición wavelet de las imágenes. Los resultados fueron ajustados a un polinomio de tercer grado y los puntos iniciales a una recta.

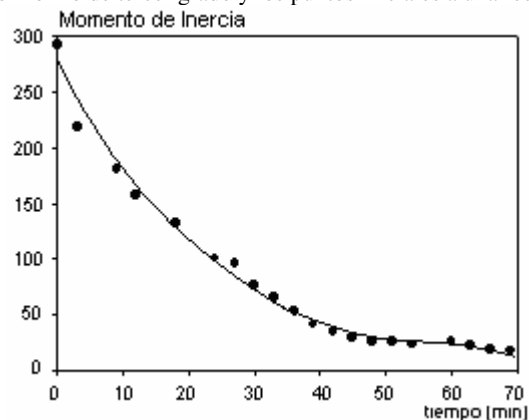


Figura 10. Gráfica para el estudio del proceso de secado de la pintura *water borne*, obtenida a través del método de la matriz de inercia.

La función distancia obtenida en este trabajo se compor-

ta de forma similar a la de otras funciones de discriminación calculadas en otros trabajos para describir el proceso de secado de diferentes tipos de pinturas, a pesar de la naturaleza diferente de los descriptores y métodos empleados en cada caso.

El método propuesto en comparación con otros, se destaca por su sencillez y facilidad de implementación por lo que podría ser utilizado en el control automatizado de la calidad de las pinturas durante su fabricación.

Referencias

1. A. Oulamara, G. Tribillon and J. Duvernoy, "Biological activity measurements on botanical specimen surfaces using a temporal decorrelation effect of laser speckle," *Journal of Modern Optics*, 36, 165-179 (1989).
2. R. Haralick, M.K. Shanmugam and L. Dinstein. "Textural features for images classification", *IEEE Transactions on System, Man and Cybernetics*. SMC-3, (1973).
3. M.M Galloway, "Texture analysis using gray level runlengths". *Computer Graphics Image Processing*. 4, 2, 172-179 (1975).
4. M. Unser. "Sum and Difference Histogram". *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 8, 1, 118-125 (1986).
5. M. Tejera Fernández, "Métodos Simplificados para el de Texturas". M. S. Tesis Departamento de Física, Universidad ISPJAE La Habana, Cuba (1998).
6. A. Mavilio, M. Fernández, M. Taño, Héctor Rabal, Ricardo Arizaga, Marcelo Trivi, "Characterization of Dynamic Speckles by Difference Histogram Method". *Optical Engineering*. 46, 057005 (2007).
7. H. J. Rabal, R. Arizaga, N. Cap, M. Trivi, A. Mavilio y M. Fernández, "Dynamic Speckle texture processing using averaged dimensions" presentado en el Congreso Internacional Speckle '06, Nimes, Francia, y publicado en. *Speckle '06" P. Slangen, C. Cerruti Eds. Proc. SPIE*, 6341, 6341 2G (2006).
8. M. Fernández, A. Mavilio, "Wavelet transform analysis of dynamic speckle patterns texture". *Applied Optics* 41, 32, 6745-6750 (2002).
9. A. Mavilio, G. Muñoz, R. Varela. "Análisis granulométrico de una imagen metalográfica obtenida por microscopía electrónica." presentado en el XI Simposio y IX Congreso de la Sociedad Cubana de Física Universidad de la Habana. (2008).
10. J. Serra, "Aplicación de la Morfología Matemática a la telemedicina y la Biotecnología: Caracterización Morfológica de Células de sangre y Análisis de *cDNA Microarrays*" en *Reconocimiento de Patrones Avances y Perspectivas*, editado por J. L. Díaz de León y S. C. Yáñez Márquez del Centro de Investigación en Computación Instituto Politécnico de Computación México., 1, , 39-50.(2002).
11. G. Ayala, M E. Díaz, M. Martínez-Costa, "Granulometric moments and corneal endothelium status". *Pattern Recognition*, Vol. 34 Num. 6, pp. 1219-1227, 2001.
12. E. R. Dougherty, J. B. Pelz, "Morphological granulometric analysis of electrophotographic images—size distribution statistics for process control". *Optical Engineering* 30, 4, 438-445.(1991)
13. . Blotta E.L, Pastore J., Ballarin V. y Rabal H. "Classification Of Dynamic Speckle Signals Through Granulometric Size Análisis Distribution" *Latin American Applied Research Journal*. 39,. 2, abril 2009. (ISSN:0327-0793). (en prensa)
14. . Blotta E., Arnone L, Ballarín V. y Rabal H. "Procesamiento de Señales de Bio-Speckle mediante Granulometría Morfológica, a través de FPGA" presentado en Symposium on Computing Technology, 37 JAIIO, Santa Fe, Argentina setiembre (2008).
15. Blotta E., Pastore J., Ballarin D. V.,y Rabal D. H. "Digital Image Processing through a Morphological Power Spectrum ". presentado en 2006 en el XV Conference on Non-equilibrium, Statistical Mechanics and Nonlinear Physics, 20th Anniversary, Mar del Plata, Argentina, 4-8 December, (2006).
16. A. Mavilio, M.Fernández, M. Trivi, H. Rabal, R. Arizaga, "Análisis Granulométrico de Patrones de Speckles Dinámicos para el Estudio del Proceso de Secado de Pinturas." *CD Memorias de la 14 Convención Científica de Ingeniería y Arquitectura. V Taller de Física Aplicada en la Ingeniería*, celebrado en Cuba en Dic del 2008.ISBN 978-959-261-281-5 (2008)
17. R. C. González, R. E. Woods, "Mathematical Morphology" en *Digital Image Processing*, 2nd ed., Ed Prentice Hall, ISBN 0-201-18075-8, 519-560. (2002).
18. Otsu, N., "A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms," *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 9, . 1, 62-66. (1979)
19. R. Arizaga, M. Trivi, H.J. Rabal., "Speckle time evolution characterization by the coocurrence matrix analysis". *Optics and Laser Technology*.31, 163-169, (1999).
20. J. Amalvy, C. Lasquibar, R. Arizaga, H.J. Rabal., M. Trivi, "Speckle time evolution characterization by the coocurrence matrix analysis". *Progress in Organic Coatings* 42, 89-99, (2001).

Single-longitudinal-mode InGaAsSb/AlGaAsSb lasers for gas sensing

P. Barrios, J. Gupta, J. Lapointe, G. Aers and C. Storey

Institute for Microstructural Sciences, National Research Council of Canada, Ottawa, ON K1A 0R6, Canada. Pedro.barrios@nrc-cnrc.gc.ca†

†autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 18/02/2010.

Abstract. Regrowth-free gain-coupled GaSb-based DFB lasers suitable for gas sensing were fabricated. Threshold currents for 2.4 μm emission of 400 μm -long DFB devices were 45mA with a total output power of nearly 11mW in CW operation at 20°C.

Resumen. Se reporta sobre la fabricación de láseres de semiconductor de retroalimentación distribuida (Distributed feedback lasers o DFB) para el monitoreo de gases. El material de los láseres fue desarrollado sobre cristales de GaSb. Se empleó un método novedoso de fabricación para lograr el acomplamiento por ganancia, lo cual elimina la necesidad de re-crecimiento epitaxial. Láseres de 400 μm de longitud, que emiten a una longitud de onda de 2.4 μm , presentaron una corriente de umbral de 45mA y una potencia de salida de 11mW en operación en corriente continua (CC) a una temperatura de 20°C.

Palabras clave. Semiconductor lasers, 42.55.Px, Gas sensors, 07.07.Df.

1 Introduction

Ever-increasing global concerns over such issues as pollution, health, workplace safety, and industrial process control are requiring intensified research on gas sensors. Fortunately, semiconductor lasers emitting in the 2-5 μm spectral region, where many gaseous byproducts of industrial processes have strong absorption features, can be used to monitor gas emissions using tunable diode laser absorption spectroscopy (TDLAS)¹.

In the case of GaSb-based laser diodes, the development of these systems has been hindered by the complexities of epitaxial regrowth and the use of aluminum containing compounds in the cladding layers. We have circumvented this problem by employing a material-independent, regrowth-free process that could be used to fabricate gain-coupled single frequency lasers regardless

of the substrate and epilayer materials². This process also has the advantage that facet coatings are not needed for single mode operation.

In this work, we describe device processing and optical characterization of Sb-based tunable distributed feedback lasers (DFBs) with emission near 2.4 μm .

2 Growth

The laser structures were grown on GaSb substrates by molecular beam epitaxy in a custom V90 system using conventional group-III effusion cells and valved cracker cells for As₂ and Sb₂. The laser structure consists of 2 μm -thick Te- and Be-doped Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.0516}Sb_{0.9484} cladding layers lattice-matched to the GaSb substrate. Uniform doping of 2x10¹⁸ cm⁻³ was used throughout the n-cladding, while the p-cladding doping was carefully

graded close to the waveguide to reduce optical losses. The active region contains three 94.2\AA The active region contains three $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.14}\text{Sb}_{0.86}$ quantum wells separated by 300\AA $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.021}\text{Sb}_{0.979}$ barriers, embedded in an $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.021}\text{Sb}_{0.979}$ waveguide with a total thickness of $0.53\mu\text{m}$. This structure was designed using the approach of Ref. [3] which uses a broader optical waveguide mode in order to reduce the fast-axis beam divergence.

3 Fabrication

Fabrication of single-mode distributed feedback lasers (DFBs) followed, in essence, the method outlined in Ref. [2] which involves the deposition of lateral metal gratings on either side of a narrow ridge waveguide to provide evanescent coupling to the optical mode. Twin-channel ridges were fabricated using inductively-coupled plasma reactive ion etching (ICP-RIE) with BCl_3/Ar chemistry. The etch process was tailored to produce waveguides with both, smooth sidewalls to reduce optical scattering losses, and slanted sidewalls, 12° from the vertical to allow for uniform resist coating across waveguides. A JEOL 6000 e-beam lithography tool with fine-pitch control was used to write a grating lift-off pattern across the ridges using ZEP resist. First-order Cr gratings with a 50% duty cycle and a thickness of 40nm were deposited using e-beam evaporation. A first sacrificial planarization step was used in conjunction with a $\text{Cl}_2\text{-O}_2$ etch in an ICP-RIE for removal of the Cr around the top of the ridge. This step is necessary to electrically isolate the top p-contact from the Cr grating, see Fig. 1(a). A 150nm SiO_2 -PECVD layer was then deposited across the entire sample. The oxide on top of the ridges was removed by patterning windows on the ridges and etching the oxide in an RIE with $\text{CHF}_3\text{-O}_2$ chemistry.

Channel planarization was carried out with Polyimide, PI2562, which was baked at 240°C under controlled temperature ramping, and cooled down to room temperature. A second layer of Polyimide was spun on the samples to improve planarization following the same temperature treatment. Polyimide was finally cured at 400°C for 6 min in N_2 atmosphere. Surface morphology was further smoothed by spinning Futurrex planarizing coating PC3-1500 on the samples. Top of the ridges were cleared of planarizing coating and polyimide with a dry-etch in O_2 atmosphere.

Prior to top contact metallization, native oxide removal was accomplished by immersing the samples in $10\text{ H}_2\text{O} : 1\text{ HCl}$ for 30sec, followed by a 30sec rinse in de-ionized water. A TiPtAu p-contact stack was deposited immediately on top of the ridges. After wafer thinning, and sample encapsulation with PMMA, NiGeAu was deposited by e-beam evaporation on the backside of the samples for n-contact metallization. Samples were subsequently cleaved in bars or individual chips for electrical and optical characterization. See Fig. 1(b).

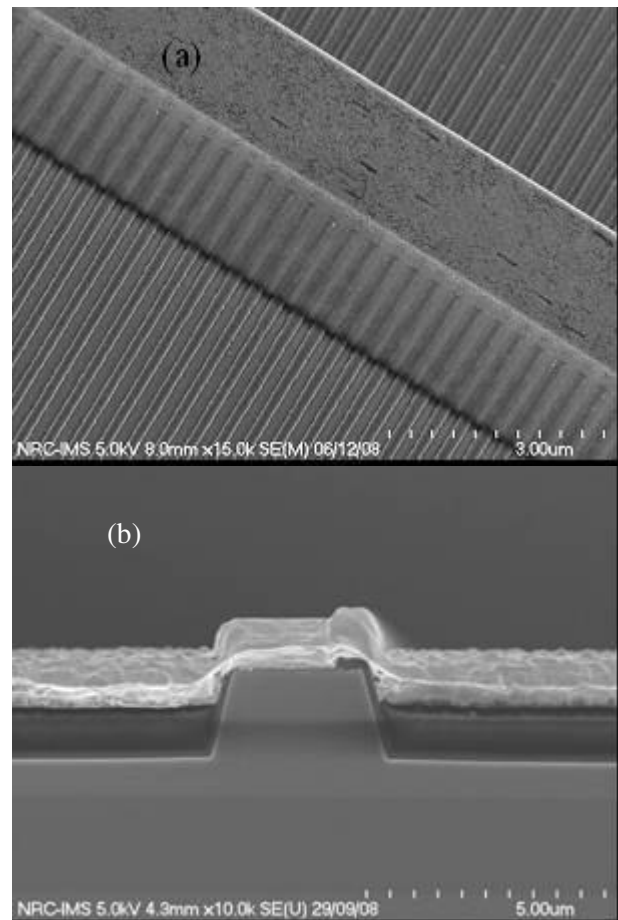


Figure 1. (a) Slanted SEM view of ridge waveguide after Cr deposition and lift-off which also shows the Cr etch around top of waveguide, (b) SEM cross-section of finished DFB laser.

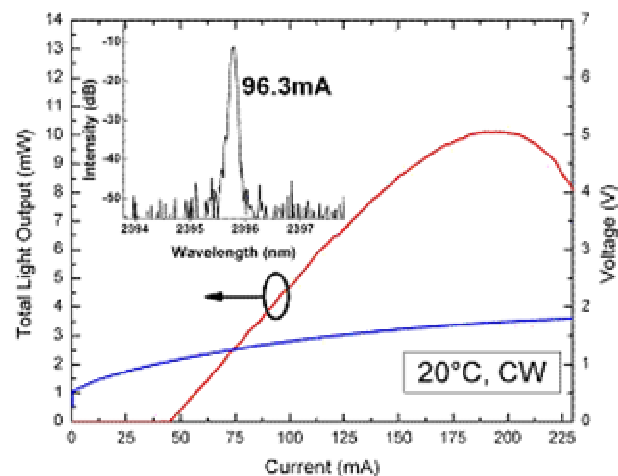


Figure 2. Output power characteristics of $4\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ DFB laser operating CW at a temperature of 20°C . Facets were not coated. Gain coupling was obtained with a 1st-order Cr grating with 50% duty cycle. Inset shows single mode emission at 2395.8nm .

The effect of high reflection (HR) and anti-reflection (AR) coatings was also investigated and compared to as-cleaved (CL) facets. The HR mirror stack was set at 99% reflectivity and the AR at 0.1%.

4 Characterization

The threshold current for a 400 μm -long DFB device was 45mA with a total output power of nearly 11mW in CW operation at 20°C. See Fig. 2. The emission spectra are single-mode throughout the entire range of operation, indicating a strong grating coupling, even for a rather short cavity length.

The effect of facet coatings was evident on the power output and the slope efficiency. Power output increased by 25% with an HR-CL combination, and by 50% with an HR-AR combination. Similarly, slope efficiency increased from 27mW/A for a CL-CL laser bar, to 35mW/A for an HR-CL, to 53mW/A for an HR-AR combination.

The current tuning was well-described by a second-order polynomial, and at the target wavelength of 2395.8nm the tuning was 0.062nm/mA. See Fig. 3. Adjustment of the heatsink temperature results in a tuning coefficient of 0.2nm/K. The DFB wavelength can also be readily adjusted by varying the grating pitch, Λ , e.g. the wavelength was shifted from 2396nm to 2376nm by varying Λ from 339.6nm to 336.65nm. This provides a means of monitoring many gases using lasers from a single epi-wafer by adjusting the grating pitch, operating temperature and current of individual emitters.

Conclusions

We have fabricated regrowth-free tunable DFB lasers emitting at 2.4 μm on GaSb-based material. Threshold currents of 400 μm -long DFB devices were around 45mA with a total output power of nearly 11mW in CW operation at 20°C. We can envision using these lasers in portable gas detectors, as well as, in line-of-sight gas sensing applications.

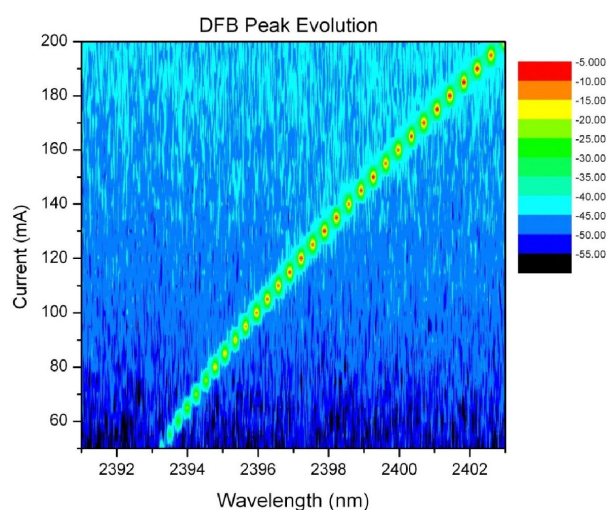


Figure 3. Single-mode tuning with applied injection current

Acknowledgments

The authors would like to thank Phillip Chow-Chong, Hue-Tran, and Mark Malloy for their assistance with laser processing.

References

1. Y.K. Sin, R.N. Bicknell-Tassius, R.E. Muller, S. Forouhar, "Fabrication of laterally coupled InGaAsSb-GaSb-AlGaAsSb DFB laser structures," in International Conference On Environmental Systems, 00ICES-141, (society of automotive engineers), Toulouse, France, July 2000
2. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schäfer, M. Reinhard, M. Fischer, T. Bleuel, J.P. Reithmaier and A. Forchel, "Lateral coupling – a material independent way to complex coupled DFB lasers," *Opt. Mater.* **17**, 19 (2001).
3. M. Rattunde, J. Schmitz, G. Kaufel, M. Kelemen, J. Weber and J. Wagner, "GaSb-based 2.X μm quantum-well diode lasers with low beam divergence and high output power," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 081115 (2006).



Caracterización del coeficiente de ganancia y electroabsorción de una muestra de pozos cuánticos de AlGaAs

Carlos García Lara^a, R. Vázquez^a, S. Mendoza^b y J. Camas^c

Ingeniería Ambiental, Universidad de Ciencias y Artes de Chiapas, México. carlosmgl10@gmail.com†

a) Facultad de Física, Universidad Autónoma de Chiapas, b) Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez.

†autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 18/02/2010.

Sumario. Se presenta la caracterización óptica de una muestra de pozos cuánticos fotorefractivos de AlGaAs de 1.645 μm de espesor, mediante un sistema automático de mezcla de dos ondas, en donde se controló la rejilla de difracción de un diodo láser sintonizable de 835 a 850nm. Se analizó la respuesta del material a diferentes longitudes de onda; así como a diferentes intensidades del haz del láser y, a diferentes campos eléctricos aplicados. Se observaron dos picos de absorción, debido a la presencia de excitones en el material, a 838 y 845nm, con un voltaje aplicado de 2,4 y 6 volts, una resistencia limitadora de corriente de 4.7k Ω y una corriente máxima del láser de 50 mA. Se observó un coeficiente de electro-absorción elevado, debido a que la aplicación de un campo eléctrico a un semiconductor cambia la absorción del material, conocido como efecto de cuánto confinado Stark, el cual se observa para pozos de configuración longitudinal. Además, para un espacio entre franjas de aproximadamente 1 μm y un campo eléctrico aplicado de 4000 volts/cm y 6000 volts/cm, se observó que la máxima eficiencia de difracción se encuentra a 845nm donde se localiza el pico excitónico más alto.

Abstract. We present the optical characterization of a photorefractive quantum well sample of AlGaAs with 1.645 μm thicknesses, using an automatic system of two wave mixing, particularly controlling a tuned laser diffraction grating from 835 a 850nm. Several characteristics were analyzed, the sample response at different wavelengths, power laser and, electric fields applied. We observed two absorption peaks, due to exciton present in the sample, at 838nm and 845nm respectively, with 2,4 and 6 applied voltage using a 4.7k Ω resistor and 50mA maxim current laser. Thus a great electro-absorption coefficient, due an electric field applied to a semiconductor change the material absorption, known like quantum Stark effect, observed in longitudinal configuration. Furthermore, using fringes separately by 1 μm and a 4000 and 6000v/cm applied, we observed the best diffraction efficiency at 835nm where are located the upper excitonic peak.

Palabras clave. Pozos Cuánticos 78.67.De, Mezcla de dos ondas 42.65.Hw, Caracterización óptica 78.67.De.

1 Introducción

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno óptico no lineal en donde el índice de refracción es modulado por un patrón de campo eléctrico interno (efecto Pockels), debido a una redistribución espacial de cargas generado por un

patrón de interferencia luminoso, el cual es observado en materiales que son simultáneamente fotoconductores y electro-ópticos.¹ En pozos cuánticos el efecto consiste de tres procesos físicos separados: fotoexcitación de portadores de carga, la cual se da por la transición entre la banda de valencia y conducción, además de la contribu-

ción de de las transiciones inter-subbandas de portadores de carga, otro mecanismo importante de redistribución de foto-portadores de carga es conocido como arrastre, el cual se da por la aplicación de un campo eléctrico externo; el proceso de fotogeneración de portadores de carga se da en las zonas de máxima intensidad. Existen diferentes contribuciones para la difusión de portadores como la población no homogénea, campo eléctrico induciendo el sentido y el efecto fotovoltaico. La importancia de cada mecanismo de transporte depende del material y de las condiciones de operación. El segundo proceso, el transporte y atrapamiento electrónico, el cual es restringido en una dirección debido a la estructura de pozos cuánticos; la aplicación de un patrón de iluminación uniforme debido a un patrón de interferencia, provoca que de las zonas iluminadas a las oscuras se dé el transporte de portadores; el atrapamiento de los portadores de carga fotogenerados en los defectos del medio, resulta en la formación de carga espacial atrapada variando espacialmente, lo cual en el instante resulta en la formación de un campo de carga espacial dependiente de la posición, otro factor de recombinación es la modificación de la densidad de estados la cual puede alterar significativamente las razones de recombinación en este tipo de estructuras.¹ El tercer proceso, el efecto electro-óptico el cual es cuadrático, consiste esencialmente en que un campo eléctrico induce cambios en las energías de confinamiento y funciones de onda de los electrones y huecos.² Este efecto, debido a la luz incidente modulada espacialmente varía el campo de carga espacial modulando el índice de refracción del material con la misma frecuencia espacial a través del efecto fotorefractivo. De estos tres procesos, el primero y último explícitamente envuelven la interacción de la luz con la materia. Una forma de obtener mejores resultados en arreglos fotorrefractivos es mejorando la interacción óptica, esto se puede obtener operando cerca de la resonancia óptica del material, lo cual mejorará la fotogeneración de portadores de carga y el efecto electro-óptico.

En un semiconductor la resonancia óptica fundamental es la foto-excitación de un par electrón-hueco dentro del estado límite de Coulomb, conocido como un excitón. A bajas temperaturas, la transición óptica de excitones aparece como un pico o series de picos en el espectro de absorción en el límite del espacio de absorción fundamental. La absorción en estos materiales es grande, y es altamente sensible a campos eléctricos. Estas ventajas en las propiedades ópticas se ven disminuidas a temperatura ambiente debido a la interacción con los fonones, pero pueden ser recuperadas con estructuras de pozos cuánticos, las cuales debido al confinamiento cuántico, y al espesor del pozo tendrá un efecto drástico sobre la densidad de estados electrónicos y por ello sobre la respuesta óptica.

Los pozos cuánticos ofrecen algunas ventajas para las aplicaciones en fotorrefractivos.^{3,4} Una de estas es una movilidad de portadores significativamente más grande que en óxidos ferroeléctricos y selenitas fotorrefractivas.² Esto hace que los semiconductores fotorrefractivos

sean significativamente muy rápidos, con aplicaciones donde el procesado de información es en tiempo real. Una segunda ventaja de semiconductores de película delgada es la fuerte electroabsorción en la banda prohibida fundamental. El componente excitónico de absorción en el límite de la banda es sensible a campos eléctricos y puede ser tolerada por la banda prohibida. Los cambios de absorción de varios miles de centímetros inversos bajo campos de 10^4 - 10^5 V/cm producen cambios en el índice de refracción de varios porcientos. Estas ventajas, y la habilidad de arreglarlos a las necesidades de las aplicaciones fotorrefractivas, han derivado en una diversidad de aplicaciones para pozos cuánticos como modulador óptico⁵, dispositivo electrónico biestable en una estructura de diodo p-i-n⁶, Espectroscopia de fotocorriente DC⁷, láseres⁸, etcétera.

2 Teoría y arreglo experimental

La aplicación de un campo eléctrico a un semiconductor modifica las propiedades ópticas, cambiando notablemente el coeficiente de absorción debido a la aparición de transiciones indirectas, con energía de los fotones menores a la energía de la banda prohibida, además de modificar el índice de refracción del material. El efecto electro-óptico en una estructura de pozos cuánticos en configuración de campo transversal ocurre debido a un campo eléctrico aplicado en el plano de los pozos cuánticos. El campo altera la absorción excitónica interbandas a través del efecto Franz-Keldysh⁹ y la ionización del campo. Este campo aplicado genera cambios en la absorción y el índice de refracción, conocidos como electro-absorción y electro-refracción, respectivamente. Ambos están vinculados a través de las relaciones de Kramers-Kronig¹⁰.

La dependencia del campo de la electro-absorción y electro-refracción es cuadrática en un campo aplicado de bajo nivel debido a la simetría con respecto al signo del campo. Para campos eléctricos elevados (relativo al campo eléctrico característico asociado con el campo interno del excitón) la desviación del comportamiento cuadrático puede ser grande. En las estructuras de pozos cuánticos no es difícil crear en la región de alta resistencia una elevada intensidad de campo eléctrico, ya que aplicando un voltaje de polarización inverso relativamente pequeño (~100V) se logran cambios apreciables en el coeficiente de absorción de la región¹¹. Este efecto puede verse en una configuración transversal de pozos cuánticos, es decir cuando se aplica un campo eléctrico paralelo a los pozos (perpendicular a la dirección de crecimiento).

La aplicación de un campo perpendicular a los pozos produce un efecto conocido como efecto de cuánto confinado Stark y esta dado para una configuración de geometría longitudinal.¹²⁻¹³, el cual induce la modificación de las energías de confinamiento y funciones de onda de los electrones y huecos en pozos cuánticos. En estas estructuras la energía del excitón es cambiada a una ener-

gía mucho más baja, y el cambio es una función cuadrática del campo. Las ecuaciones de Kramers-Kronig son:

$$n(\lambda) = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(s)}{s^2 - \lambda^2} ds \quad (1)$$

$$\alpha(\lambda) = 8P \int_0^{\infty} \frac{n(s)}{s^2 - \lambda^2} ds \quad (2)$$

donde P es el valor principal, y las funciones son dadas en términos de la longitud de onda para propósitos de análisis espectral de los pozos cuánticos, en donde existen dos mecanismos de electroabsorción: 1) ensanchamiento debido a un campo eléctrico, y 2) el efecto Stark. Ambos efectos alteran la absorción y el índice de refracción, dirigiéndolos a una dependencia de la longitud de onda $\Delta\alpha(\lambda)$ y $\Delta n(\lambda)$ por la relación Kramers-Kronig. Ambos efectos son cuadráticos en el campo eléctrico, y requieren grandes magnitudes de éste para tener efectos apreciables.

Utilizando los coeficientes cuadráticos s_1 y s_2 para caracterizar el efecto electro-óptico a campos pequeños, los cambios en el índice de refracción y la absorción resultan en

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 s_1 E^2 \quad (3)$$

$$\Delta\alpha = -\frac{2\pi E_p}{hc} n^3 s_2 E^2 \quad (4)$$

donde n es el índice de refracción total de la muestra, E es el campo eléctrico aplicado y, E_p es la energía del fotón.

En la figura 1 se presenta la estructura interna de la muestra utilizada. Los contactos eléctricos empleados son películas transparentes aplicadas al final del proceso de fabricación.

El arreglo óptico utilizado para la obtención del coeficiente de absorción α de la muestra de pozos cuánticos se presenta en la figura 2.

El haz incidiendo perpendicularmente en la muestra es bloqueado periódicamente con un chopper y medido con un fotodetector conectado a un amplificador lock-in y los datos capturados y desplegados en una computadora. Realizándose a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm, rango espectral en donde se pueden observar los picos excitónicos de esta muestra. La potencia máxima permisible del láser a una corriente I_L de 50 mA es de 500 mW.

El coeficiente de ganancia Γ determina la razón de transferencia de energía en un experimento de mezcla de dos ondas, Γ es proporcional al cambio en el índice de refracción fotoinducido en el cristal. Es importante señalar que la transferencia de energía solo se da cuando Δn es espacialmente desplazada respecto del patrón de intensidad. En pozos cuánticos fotorrefractivos el desplazamiento de Δn se ha demostrado que depende la magnitud del campo eléctrico aplicado. En la figura 3 se presenta el arreglo óptico configurado para mezcla de dos ondas utilizado para determinar el coeficiente de ganancia.

En el experimento se utilizaron dos haces incidiendo a un ángulo $\theta=2.7^\circ$ sobre la muestra dando un período espacial Λ de $\sim 1 \mu\text{m}$. Uno de los haces fue atenuado con el propósito de obtener una razón entre el haz de bombeo y de prueba β de aproximadamente 10, para poder observar claramente la transferencia de energía entre los haces. La potencia transmitida es medida por el fotodetector, mediante el uso de un amplificador lock-in el cual es referenciado con un chopper; a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm.

Figura 1. Estructura interna del pozo cuántico fotorrefractivo de geometría de campo transversal utilizado.

GaAs	50Å
Al _{0.2} Ga _{0.8} As	1000Å
100 periodos de super red	
70Å GaAs / 60Å Al _{0.2} Ga _{0.8} As	
Al _{0.2} Ga _{0.8} As	2000Å
p-GaAs	1x10 ¹⁹ cm ⁻³ 400Å

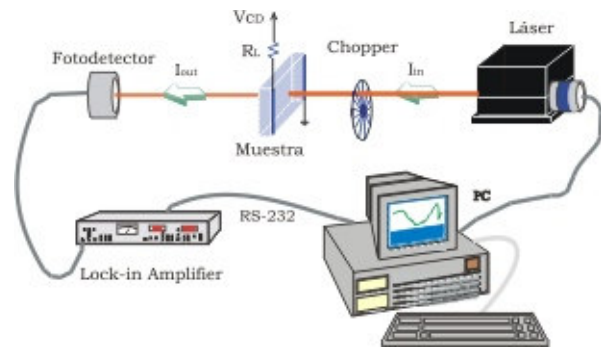


Figura 2. Arreglo óptico utilizado para medir el coeficiente de absorción de los pozos cuánticos.

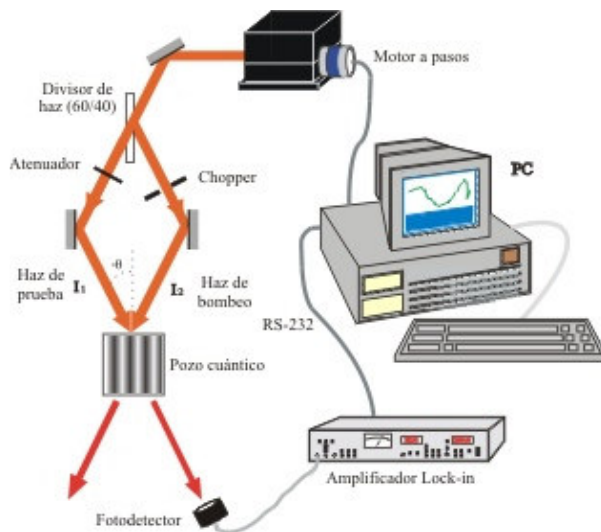


Figura 3. Arreglo óptico utilizado para obtener el coeficiente de ganancia de la muestra de pozos cuánticos

3 Resultados

Para obtener la variación en el coeficiente de absorción se aplicaron diferentes campos eléctricos, limitados en corriente mediante una resistencia conectada en serie con la muestra, necesaria para evitar que la corriente dentro del material no exceda el límite permitido por ésta; y a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm que está dentro del rango de sintonización del láser IR.

El comportamiento de la curva de absorción diferencial respecto de la longitud de onda λ incidente en la muestra se presenta en la figura 4, la cual fue obtenida a partir de los cambios en la absorción debido a la razón de diferentes campos eléctricos aplicados con la absorción sin campo aplicado, presentando la curva típica para electro-absorción de éste tipo de materiales, es decir el efecto de cuanto confinado Stark, con el pico para huecos pesados variando alrededor de 0.1nm, mientras que para huecos ligeros alrededor de 0.5nm, por lo cual se considera sin ensanchamiento, ya que existen reportes de ensanchamientos del orden de 50nm^{14} , en este tipo de estructuras, pero siguiendo el comportamiento de variación del pico hacia zonas de baja energía debido al campo eléctrico aplicado.

Se pueden observar dos picos de absorción, debido a la presencia de excitones en el material, a 838 y 845 nm, con un voltaje aplicado de 2, 4 y 6 volts que corresponden a campos eléctricos aplicados de 2000, 4000 y 6000 volts/cm respectivamente, una resistencia limitadora de corriente R_L de 4.7 k Ω y una corriente máxima del láser I_L de 50 mA. Se observa un gran cambio en la magnitud del coeficiente de electro-absorción y un débil ensanchamiento de la curva, debido al campo eléctrico aplicado a la muestra, especialmente cerca de los picos excitónicos. La electro-absorción no depende de la polarización del campo aplicado, sino que depende cuadráticamente del campo eléctrico aplicado. El confinamiento cuántico evidencia la degeneración de la banda de valencia resultando en una característica excitónica de huecos pesados (a grandes longitudes de onda, bajas energías) y huecos ligeros. Se observaron además grandes cambios en la electro-absorción del orden de 450 cm^{-1} . Estos cambios en el espectro de absorción son acompañados por cambios en el índice de refracción del material, como se menciona, debido a las relaciones de Kramers-Kronig, los cuales son críticos para la razón señal-ruído en un interferómetro homodino utilizado en la mezcla de dos ondas.

En la figura 5 se presenta la ganancia obtenida en la muestra, la cual es obtenida experimentalmente tomando la diferencia entre las direcciones de campo positivas y negativas, observando un ligero corrimiento con respecto a los datos obtenidos del coeficiente de absorción; mientras que en absorción tenemos un máximo, en ganancia podemos observar para ese mismo punto una ganancia nula y para cuando tenemos un máximo en ganancia tendremos una variación en signo para la absorción, lo cual se obtiene de las relaciones de Kramers-Kronig y, se debe a que las variaciones en el índice de refracción $\Delta\tilde{n}$

tienen una parte real determinada por la velocidad de fase y una parte imaginaria determinada por el cambio en absorción $\Delta\alpha$ desfasada 90° con respecto al índice de refracción.

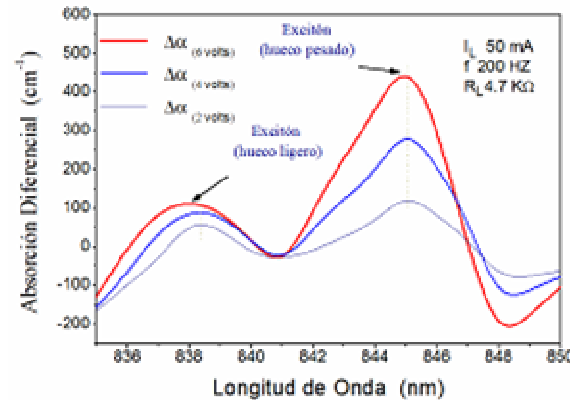


Figura 4. Absorción diferencial del pozo cuántico utilizado contra diferentes longitudes de onda y campo eléctrico aplicado a la muestra.

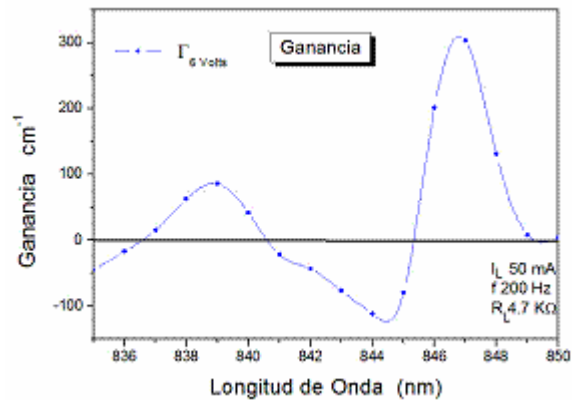


Figura 5. Variación de la ganancia con campo eléctrico aplicado a la muestra.

A partir de los datos obtenidos anteriormente se puede conocer que la máxima eficiencia de difracción de la muestra fue de aproximadamente 1.5×10^{-4} , a 845 nm que es la longitud de onda en donde se obtiene el pico excitónico más alto (hueco pesado).

4 Conclusiones

Los datos obtenidos con el sistema muestran la gran absorción que poseen estos materiales, debido a su estructura de pozos cuánticos; así como la posibilidad de ampliar esta absorción aplicando un campo eléctrico, el cual será elevado a pesar del bajo voltaje utilizado, debido a la espesor de la muestra. De los resultados se observan los picos de absorción que posee la muestra a 838 y 845nm, correspondientes a los huecos ligeros y pesados, respectivamente, del excitón el cual es observado para este tipo de estructuras, ya que para aquellas de un espesor mucho mayor el excitón solo puede ser observado a bajas temperaturas. Además, se comprobó que al utilizar un arreglo de mezcla de dos ondas es posible obtener la

ganancia que presenta la muestra a diferentes longitudes de onda, a través de la transmitancia y electrorefracción de ésta, observando una mayor ganancia a 847nm. Es importante señalar que el empleo de una tarjeta de adquisición de datos mejoro el tiempo y cantidad de datos adquiridos con lo cual se obtuvieron datos más confiables en un menor tiempo.

Referencias

1. N. K. Dutta, Lattice-matched GaAs- and InP- based QW lasers, *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices*, United Kingdom, 1996, pp.335-351
2. David D. Nolte, Photorefractive effects and materials, pp. 311-451, (Kluwer academic publishers, 1995).
3. W. Huang and F. Jain, Enhanced optical gain in In-GaN-AlGaIn quantum wire and quantum dot lasers due to excitonic transitions, *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, feb. 2000, pp. 71-73
4. S. Nojima and K. Wakita, Optimization of quantum well materials and structures for excitonic electroabsorption effects, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, nov. 1988, p. 1958.
5. D. A. B. Miller, D. S. Chemla and C. A. Burrus, Novel hybrid optically bistable switch: The quantum well self-electro-optic effect device, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, July 1984, pp. 13-15.
6. H. J. Polland, Y. Horifoshi, J. Kuhl, Influence of electric fields on the hot carrier kinetics in AlGaAs/GaAs quantum wells, *Hot Electrons Semiconductors*, Austria, July 1985.
7. R. D. Dupuis, P. D. Dapkus and R. Chin, Room-temperature laser operation quantum well Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 32, Mar. 1978.
8. G. Bastard and J. Schulman, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, *Physics today*, vol. 45, p. 103.
9. E. Yablonovitch, D. M. Hwang, T. J. Gmitter, L. T. Florez, and J. P. Harbison, Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, No 24, pp. 2419-2421, 1990
10. A. V. Ilinskii, F. Chávez, T. A. Prutskij y F. Silva Andrade, Distribución del campo eléctrico en una muestra p-i-n a base de GaAs, *Rev. Mex. de Fís.*, 40, No 4, ,1994, 602-608
11. A. Bandyopadhyay, P. K. Basu, Modeling of excitonic electrorefraction in InGaAsP multiple quantumwells, *IEEE, J. of Quantum Electronics*, Vol. 29, Nov. 1993, pp. 2724-2730
12. W. Streifer, D. R. Scifres, R. D. Burnham, Optical analysis of multiple-quantum-well lasers, *Appl. Opt.*, Vol.18, 1979, pp. 3547-3548.
13. Yu-Hsuan Kuo, Yong Kyu Lee, Yangsi Ge, Shen Ren, Jonathan E. Roth, Theodore. Kamins, David A. B. Miller & James S. Harris, Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon, *nature letters*, vol. 437, oct. 2005, pp. 1334-1336
14. J. E. Cunningham, Electroabsorption in III-V multiple quantum well modulators and superlattices, *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices*, United Kingdom, 1995, pp. 252-260.



Estudio del incremento de la temperatura y de la profundidad de penetración óptica en tejidos humanos fotoirradiados

Suren Stolik^{a,b,†}, José A. Delgado^a, Lorenzo Anasagasti^c y Arlene M. Pérez^a

a) Centro de Desarrollo de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, Calle 30 No. 502. Playa, CP 11300. C. Habana, Cuba.

b) Laboratorio de Láseres. ESIME-IPN. UPALM. Edif. Z-4. Zacatenco. CP 07738. GAM. México D.F.; surenstolik@gmail.com.

c) Instituto de Oncología y Radiobiología, 29 y F. Vedado CP 10400, C. Habana, Cuba

†autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010.

Resumen. La radiación óptica se aplica ampliamente en el tratamiento y diagnóstico de diferentes patologías. Si la densidad de potencia de la luz incidente es suficientemente alta para inducir un incremento significativo de temperatura en el tejido irradiado, entonces también se necesita conocer las propiedades térmicas del tejido para una comprensión total de los efectos terapéuticos. La penetración térmica de varios tejidos humanos se ha medido aplicando la aproximación de difusión de la ecuación de transferencia radiativa para la distribución de la radiación óptica. Se presentan y discuten el método, montaje experimental y los resultados.

Abstract. Optical radiation is widely applied in the treatment and diagnosis of different pathologies. If the power density of the incident light is sufficiently high to induce a significant temperature rise in the irradiated tissue, then it is also needed the knowledge of the thermal properties of the tissue for a complete understanding of the therapeutic effects. The thermal penetration depth of several human tissues has been measured applying the diffusion approximation of the radiative transfer equation for the distribution of optical radiation. The method, the experimental setup and the results are presented and discussed.

Palabras clave. Light-tissue interaction 87.50.W, Diffusion model 42.25.Bs, Thermal penetration depth 65.90.+i.

1 Introducción

En los últimos años el avance en la aplicación de las fuentes de radiación óptica, particularmente los láseres, en la medicina con fines tanto terapéutico como de diagnóstico ha sido significativo. Estas aplicaciones utilizan amplios intervalos de potencia óptica, longitud de onda, energía y duración del pulso, entre otros parámetros¹.

Los valores de las propiedades físicas de los tejidos irradiados pueden ser disímiles y esto determina qué modelos pueden aplicarse para la descripción de la interacción luz-tejido. Como resultado existen diversos modelos desarrollados para describir la distribución de la radiación óptica incidente dentro del medio irradiado²; desde soluciones a la ecuación de transporte³ con diversas aproximaciones como el modelo de Kubelka-Munk⁴ y el

modelo de difusión^{5,6} hasta la aplicación de la ley de Beer⁷ y el método Monte-Carlo^{8,9}. En los casos donde la densidad de potencia es suficiente para inducir un incremento significativo de la temperatura en el tejido irradiado, como en la Terapia Fotodinámica (TFD), es necesario conocer las propiedades térmicas del tejido para una mejor comprensión de los efectos terapéuticos. Se ha demostrado la dependencia de la efectividad de la TFD *in vitro* con la temperatura, sugiriendo que el efecto terapéutico pudiera ser mejorado calentando la zona del tumor¹⁰.

La evaluación de los efectos térmicos inducidos por la luz en el tejido es importante para el diagnóstico, el tratamiento y la cirugía^{11,12}. En la fototerapia térmica y la cirugía se utilizan intensidades de la radiación más altas. En estos casos se requiere un control del incremento de la temperatura y del daño térmico o termomecánico^{13,14}. Con este propósito se han desarrollado diferentes modelos para describir la distribución de la temperatura fotoinducida para diferentes geometrías y aproximaciones^{15,16}.

Algunas técnicas emergentes han sido desarrolladas sobre la base del efecto térmico fotoinducido en tejidos. El avance recientes en el desarrollo de nanoestructuras de metales nobles con propiedades fotofísicas únicas que explican la resonancia de plasmones superficiales posibilitó el uso de nanopartículas como agentes altamente fotoabsorbentes y permitió el desarrollo de una nueva terapia fototérmica, Terapia Plasmónica Fototérmica (Plasmonic PhotoThermal Therapy, PPTT)¹⁷. También se han realizado intentos para reconstruir con técnicas no invasivas la distribución térmica e incluso las propiedades térmicas de los tejidos para el diagnóstico y el planeamiento y monitoreo de tratamientos térmicos¹⁸.

El estudio de la temperatura fotoinducida en los tejidos es un tema actual de gran importancia para entender los efectos de diversos métodos terapéuticos y de diagnóstico basados en procesos ópticos y térmicos de la interacción luz-tejido. En este trabajo se utiliza un modelo simple unidimensional y una instalación experimental para determinar la profundidad de penetración térmica en algunos tejidos humanos.

2 Materiales y métodos

2.1 Modelo de distribución opto-térmica. Determinación de la profundidad de penetración térmica. El modelo utilizado para determinar la profundidad de penetración térmica ha sido expuesto por los autores¹⁹. Considerando la aproximación de difusión para la ecuación de transporte en el caso estacionario unidimensional, se obtiene la solución para la irradiancia espacial. Sustituyendo esta en la ecuación de biocalor²⁰, como fuente de calor y resolviendo la misma para el caso unidimensional y estacionario se obtiene para el incremento de la temperatura en profundidad la siguiente expresión:

$$T = \frac{(1-\Gamma)I_0}{\delta k \left(\frac{1}{\delta^2} - \frac{1}{\delta_T^2} \right)} \left[\frac{\delta_T}{\delta} \exp\left(-\frac{x}{\delta_T}\right) - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \right] \quad (1)$$

donde, se introdujo la profundidad de penetración térmica δ_T . La conductividad térmica para los tejidos humanos es alrededor de $k=0,5$ W/mK.^{23,24}

Como la expresión (5) es una función trascendental respecto a δ_T , la solución puede ser encontrada de modo gráfico definiendo dos funciones F_1 y F_2 dependientes de δ_T :

$$F_1 = T(x)k\delta \left(\frac{1}{\delta^2} - \frac{1}{\delta_T^2} \right)$$

$$F_2 = (1-\Gamma)I_0 \left[\frac{\delta}{\delta_T} \exp\left(-\frac{x}{\delta_T}\right) - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \right].$$

El intercepto de estas funciones corresponde al valor de la profundidad de penetración óptica determinada para el punto experimental $T(x)$. Los valores obtenidos para la profundidad de penetración térmica en cada punto x son promediados para cada muestra.

En la ecuación (1) los efectos de convección, radiación, evaporación y del calor metabólico no han sido tomados en cuenta por su despreciable aporte en los casos prácticos. El término de las fuentes se toma estacionario durante el intervalo de calentamiento²¹. Como los experimentos fueron realizados en muestras de tejidos “*ex vivo*” recién extirpadas, la expresión (1) se interpretará de forma diferente en cuanto a la profundidad de penetración térmica δ_T , esta no estará relacionada con la perfusión de la sangre, sino con las pérdidas de calor efectivas en las muestras de tejidos.

Tabla I

Valores de la profundidad de penetración térmica δ_T para todos los tejidos estudiados. Además se muestran la profundidad de penetración óptica δ y la relación de las profundidades de penetración δ_T/δ .

Tejido	δ_T [mm]	δ [mm]	δ_T/δ
Colon	5.3±0.7	2.98	1.78
Mama	5.8±0.5	2.59	2.24
Lipoma	6.4±0.7	2.83	2.26
Axila	7.0±0.6	2.12	3.30
Pulmón	4.0±0.4	0.81	4.94
Hígado	4.5±0.3	0.43	10.47
Sangre	3.7±0.4	0.19	19.47

2.2 Instalación experimental. La instalación experimental para la medición del incremento de temperatura fotoinducido en profundidad es similar a la discutida en un trabajo anterior¹⁹. Se utilizó una lámpara de xenón de 250 W como fuente de luz. Se diseñó un sistema óptico sencillo para obtener una iluminación homogénea de 4cm de diámetro sobre la superficie de las muestras. La radiación óptica fue filtrada para lograr una banda centrada en 630nm con un ancho de banda de 70nm. La

densidad de potencia de la zona iluminada con luz roja fue de 200mW/cm^2 .

Para satisfacer la condición del semiplano infinito para la aplicación del modelo de difusión unidimensional, las muestras deben ser gruesas. Esto significa que las dimensiones lineales de la muestra de tejido extirpada y medida en el experimento deben ser mucho mayores que los valores de profundidad de penetración óptica. Asimismo, una condición similar se cumplió para la aproximación unidimensional de la solución de la ecuación (1) de bio calor.

Se utilizó un termopar tipo K insertado en un capilar de vidrio para minimizar la evacuación del calor a través de la punta de medición. La lectura de la temperatura se realizó con un termómetro digital de 0.1°C de precisión. Con ayuda de un micromanipulador se garantizó el desplazamiento de la punta de medición dentro de las muestras estudiadas y este se controló con un micrómetro del tipo reloj de carátula.

La medición de temperatura se realizó garantizando el estado estacionario de la distribución térmica. La instalación experimental se colocó al lado del quirófano y las muestras se estudiaron recién extirpadas.

3 Resultados

Queda demostrado que el incremento de temperatura observado en diferentes tejidos corresponde a alcanzar el estado de hipertermia ($>41^\circ\text{C}$) en los tejidos irradiados bajo las condiciones especificadas a profundidades mayores a 5mm .

Las Figuras 1, 2 y 3 muestran la distribución térmica medida experimentalmente en las muestras de tejido fotoirradiadas de colon, axila y mama. Las líneas sólidas corresponden a la solución (1) tomando los valores de profundidad de penetración óptica reportados¹⁹ y los de profundidad de penetración térmica obtenidos en el experimento y la densidad de potencia utilizada. Los valores de profundidad de penetración térmica δ_T obtenidos para todos los tejidos estudiados se presentan en la Tabla 1, junto a los valores de la profundidad de penetración óptica δ reportados¹⁹. La tercera columna muestra los valores de la relación de las profundidades de penetración δ_T/δ .

4 Discusión

Se describe la interacción luz-tejido con un modelo sencillo para explicar el incremento de la temperatura. Los gráficos de incremento de temperatura en dependencia de la distancia a la superficie indican que un volumen relativamente extenso alcanza el estado de hipertermia. Esto apunta a la necesidad de considerar el efecto térmico durante la aplicación de la Terapia Fotodinámica o de otros tratamientos con radiación óptica con una densidad de potencia del orden o mayor a los 100mW/cm^2 cuando se discutan los efectos terapéuticos.

Se observa una buena coincidencia entre el incremento de temperatura medido experimentalmente a diferentes distancias de la superficie irradiada y el modelo utilizado para la descripción de la distribución térmica dado por la solución (1).

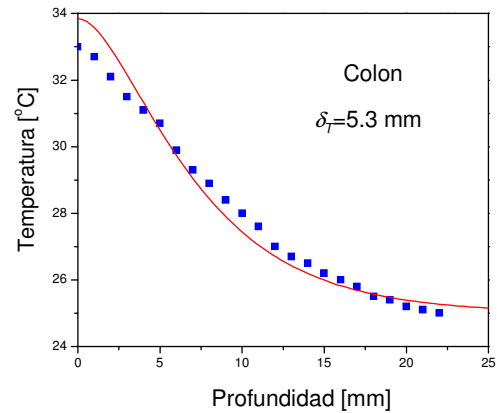


Figura 1. Distribución térmica medida experimentalmente en colon.

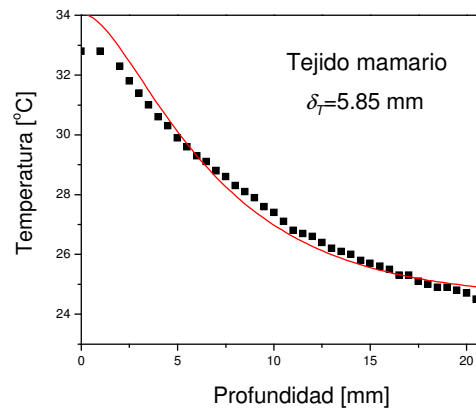


Figura 2. Distribución térmica medida experimentalmente en mama.

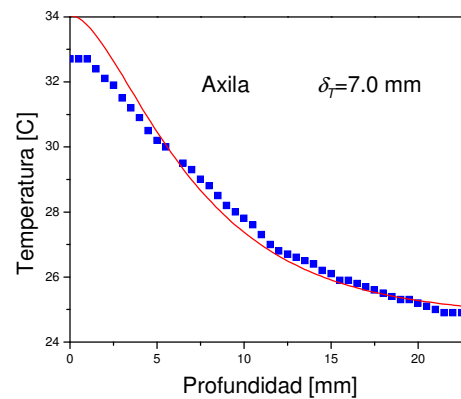


Figura 3. Distribución térmica medida experimentalmente en axila

En los casos donde la superficie del tejido es irradiada

con un haz ancho este modelo puede ser utilizado para evaluar el incremento de temperatura en profundidad para exposiciones suficientemente largas.

De los valores de las profundidades de penetración térmica y óptica para todos los tejidos estudiados podemos concluir que en todos los casos el volumen donde tiene lugar el incremento de la temperatura debido a la absorción de la radiación óptica, es mayor que el volumen del tejido donde la luz es absorbida. O sea, la zona del efecto fototérmico es mayor que la zona del efecto fotoquímico.

La relación de las profundidades de penetración térmica sobre la óptica (δ_T/δ) es máxima para la sangre. Esto sugiere que aunque el coeficiente de absorción para 630nm en sangre es alto, de modo que la profundidad de penetración óptica es pequeña en comparación con el resto de los tejidos, el incremento de temperatura en profundidad es similar al resto de los tejidos estudiados. Podemos inferir que en tejidos porosos, tales como el hígado y el pulmón, la presencia de sangre permite una mayor penetración del calor.

El experimento se realizó utilizando una banda espectral de 70 nm de ancho y centrada en 630nm. Los valores de las profundidades de penetración térmica para los diferentes tejidos fueron determinadas utilizando los valores de la profundidad de penetración óptica para la longitud de onda utilizada. Por tanto, la profundidad de penetración térmica es dependiente de la longitud de onda.

Referencias

1. Q. Peng, A. Juzeniene, J. Chen, L. O Svaasand, T. Warloe, K. Giercksky and J. Moan, "Lasers in medicine", Rep. Prog. Phys. 71, 056701, (2008).
2. A. Ishimaru, "Wave Propagation and Scattering in Random Media", (Academic Press, New York, 1978).
3. S. Chandrasekhar, "Radiative Transfer", (Dover, New York, 1960).
4. W.M. Star, J.P.A. Marijnissen, M.C. van Gemert, "Light dosimetry in optical phantoms and tissues I. Multiple flux and transport theory", Phys. Med. Biol. 33 (4), 437-454, (1988).
5. J.L. Karagiannes, Z. Zhang, B. Grossweiner, L. Grossweiner, "Applications of the 1-D diffusion approximation to the optics of tissues and tissue phantoms", Appl. Optics 28 (12), 2311-2317, (1989).
6. B.W. Pogue, M.S. Patterson, "Frequency domain optical absorption spectroscopy of finite tissue volumes using diffusion theory", Phys. Med. Biol. 39, 1157-1180, (1994).
7. A. Sagi, A. Shitzer, A. Katzir, and S. Akselrod, "Heating of biological tissue by laser irradiation: theoretical model", Opt. Eng. 31(7), 1417, (1992).
8. S.L Jacques and L.Wang, "Monte Carlo modeling of light transport in tissues", in *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue*, Welch, A.J. and van Gemert, M.J.C., Eds., (Plenum Press, New York, , chap. 4, 1995).
9. R. Graaff, M.H. Koelnik, F.F.M. de Mul, W.G. Zijlstra, A.C.M. Dassel, and J.G. Aarnoudse, "Condensed Monte Carlo simulations for description of light transport", Appl. Optics 32 (4), 426-434 ,(1993).
10. A. Juzeniene, P. Juzenas, I. Bronshtein, A. Vorobey and J. Moan, "The influence of temperature on photodynamic cell killing in vitro with 5-aminolevulinic acid", Journal of Photochemistry and photobiology B: Biology 84, 161-166, (2006).
11. A.J. Welch and M.J.C. van Gemert, Eds., "Optical-Thermal Response of Laser Irradiated Tissue", (Plenum Press, New York, 1995).
12. M. H. Niemz. "Laser-Tissue Interactions: Fundamentals and Applications", (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
13. G. Müller and A. Roggan, , Eds., "Laser-Induced Interstitial Thermo-therapy", (SPIE Press, Bellingham, WA, 1995).
14. D.R. Vij and K. Mahesh. Eds., "Lasers in Medicine", (Kluwer, Boston, 2002).
15. W. Dai, A. Bejan, X. Tang, L. Zhang and R. Nassar, "Optimal temperature distribution in a three dimensional triple-layered skin structure with embedded vasculature", Journal of Applied Physics 99, 104702, (2006).
16. J. Roeder and B. Birngruber, "Solution of the heat conduction equation", in *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue*, Welch, A.J. and van Gemert, M.J.C., Eds., (Plenum Press, New York, chapter 12, 1995).
17. X. Huang, P. K. Jain, M. A. El-Sayed and I. H. El-Sayed, "Plasmonic photothermal therapy using gold nanoparticles", Lasers Med. Sci. 23(3), 217-228, (2008).
18. C. Sumi and H. Yanagimura, "Reconstruction of thermal property distributions of tissue phantoms from temperature measurements- Thermal conductivity, thermal capacity and thermal diffusivity". Phys. Med. Biol. 52, 2845-2863, (2007).
19. S. Stolik, J. A. Delgado, L. Anasagasti y A. M. Pérez, "Determinación de la profundidad de penetración térmica en sangre", Revista Cubana de Física vol.25, No.2ª, 95-98, (2008).
20. H. H. Pennes, "Analysis of Tissue and Arterial Blood Temperatures in the resting Human Forearm", Journal of Applied Physiology 85, 5-34, (1998).
21. V. V. Tuchin, "Light-Tissue Interactions", in Biomedical Photonics Handbook. Editor-in-Chief Tuan Vo-Dinh. (CRC Press LLC, 2003).



An alternative method for obtaining distributions of submicrometric particles: analysis using virtual samples

A.G. Augier and D. Rivero

Superior Institute of Technologies and Applied Sciences (InSTEC); augier@instec.cu[†], doris@instec.cu
[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/02/2010.

Sumario. Algunos métodos conocidos permiten encontrar los momentos y las funciones de distribución de probabilidades correspondientes. Nosotros mostramos una manera alternativa de generar una función densidad, usando una función transformadora (la T-función) y la correspondiente ecuación diferencial de transformación (la T-ecuación). Esta T-función puede definirse en un proceso experimental, y se obtendría en las mediciones de laboratorio. Se obtiene la equivalencia matemática de la conocida ecuación de Svedberg-Oden, normalmente usada en procesos de sedimentación gravimétricos, y la T-ecuación diferencial. Se muestra algunas T- funciones y las correspondientes funciones densidad, así como sus gráficos para los procesos de segundo orden. Usando una muestra virtual de partículas de parámetros conocidos, y basado en un método óptico de medición, es simulado el proceso de determinación experimental de distribuciones de partículas pequeñas suspendidas en un líquido. Las funciones de densidad obtenidas usando este método alternativo presentan una concordancia satisfactoria, comparadas con las funciones de la muestra virtual correspondiente.

Abstract. Some known methods allow to find the moments and the corresponding probabilities distribution functions. We show an alternative way to generate density functions, using a transforming function (T-function) and the corresponding differential transforming equation (T-equation). This T-function can be defined from an experimental process, and would be obtained in laboratory measuring. It is obtained the mathematical equivalence of the known and usually used in gravimetric sedimentation process Svedberg-Oden's equation and the differential T- equation. Some T-functions and the corresponding density functions, as well as their graphics for processes of second order, it is shown. Using a virtual sample of particles of well-known parameters and based on an optical measuring method, the experimental determination process of suspended in a liquid small particle distributions, is simulated. The density functions obtained using this alternative method show a satisfactory agreement in comparison with the functions of the corresponding virtual sample.

keywords. particle characterization 02.70.Ns; particle suspensions 82.70.Kj; probability theory 02.50.Cw

1 Introduction

Some known methods allow to find the moments and the corresponding distribution functions of probabilities. Unlike to named generating functions, or characteristic functions¹, we show an alternative way² to generate density functions, by means a transforming func-

tion (T-function) $G(t)$, and the corresponding differential transforming equation (T-equation).

The cumulative or integral distribution function, and the corresponding density function, also called differential distribution function, for the random variable t , are usually defined respectively as¹

$$P = P(\tau < t) \quad (0.1)$$

$$F(t) = \frac{dP(t)}{dt} \quad (0.2)$$

We consider a transforming T- function $G(t)$ as a function that expresses a certain process behavior.

The integral function $P(t)$ defined in (1.1) is always a non-decreasing function of t . For this cumulative distribution and for the corresponding density function (1.2), the T-function $G(t)$ will be a non-increasing function of t . Next we considered only this type of functions $G(t)$, which not subtract generality to results.

Functions equivalent to (1.1) and (1.2), for characterizing distributions of temperature, mass, size or other parameters, corresponding to different types of physical systems, would be defined from appropriate T- functions.

2 A transforming function for obtaining the distribution density

The transforming T-function in second order processes. Among all the possible processes, here we considered a second order process, defined when the density function $F(t)$ is related with the corresponding T- function $G(t)$ through the differential T- equation,

$$F(t) = -\frac{t}{\tau_0} \frac{dG(t)}{dt} \quad (0.3)$$

$$G(0) = 1 \quad (0.4)$$

where τ_0 is a time parameter.

Some more general cases could be analyzed.

When the T-function can be defined from an experimental process, it would be obtained in laboratory measurings. By means of a known T- function $G(t)$, and using the T-equation (2.1), we obtain in a direct way the corresponding density function $F(t)$.

We will consider here the case of physics conditions for the existence of $G(t)$, according to (2.1).

For a differential equation (2.1), with corresponding initial condition, the uniqueness theorem states that there is a one-to-one correspondence between distribution functions and T- functions. Table I gives some examples of transforming T- function, the corresponding density functions, and their graphics for second order processes.

By integrating the differential equation (2.1), with initial condition $G(0) = 1$, we obtain formally the T- function as:

$$G(x) = 1 - \tau_0 \int_0^x \frac{F(t)}{t} dt \quad (2.3)$$

The integral distribution $P(t)$ is in this case obtained according to density function from (2.1) by means the formula;

$$P(x) = \int_0^x F(t) dt \quad (2.4)$$

where x represent here the process time values.

The Svedberg-Oden's equation. Among the most

elementary methods using the process of centrifugal or gravimetric sedimentation to obtain the integral distribution function $P = P(t)$ of a sample of particles in suspension, we consider the known Svedberg-Oden's method³ of tangential intercepts, corresponding to equation (2.5).

According to this method, the particles integral distribution function for size can be obtained as:

$$P(t) = H(t) - t \frac{d}{dt} H(t) \quad (2.5)$$

Where $H = H(t)$ is a function characterizing the variation of sedimented mass or fraction settled in time t .

Next we show the equivalence of known Svedberg-Oden's equation (2.5), for gravimetric sedimentation, and the T- equation (2.1).

The T-function for particle distributions. The methods of gravimetric sedimentation use the deposited mass, and how it is increasing with time. However, instead of deposited mass, it is possible to obtain the in time mass variation inside a small suspension volume, using an optical method,³ finding also the functions of particles distribution.

For this we take, instead of $H(t)$, a measure of the time change of this function in a small region. Thus, we choose the T-function $G(t)$ as,

$$G(t) = \tau_0 \frac{d}{dt} H(t) \quad (2.6)$$

Deriving the Svedberg-Oden's equation (2.5) in both members and substituting, according to equation (2.6), if one keeps in mind (1.2), it is obtained in direct way the T-equation (2.1). The density $F(t)$ is then defined from the corresponding T- function $G(t)$.

For characterizing the time mass variation of particles in a small measuring region, we choose the T-function $G(t)$ as proportional to decreasing law of particle mean mass in the small volume,

$$G(t) = \frac{M(t)}{M_0} \quad (2.7)$$

Where $M(t)$ is the mean mass of a particle in time t , and M_0 its value in $t = 0$.

3 Obtaining the density functions from virtual samples

To show the feasibility of method we considered a particles virtual sample. Here a particles virtual sample is the distribution functions and the parameters whose well-known numeric values corresponds with the attainable parameters from experimental measurements using samples of real particles.

These virtual samples were previously prepared with chosen parameters. The calculation of the samples was carried out by independent way. A watery suspension was supposed, and the water density was considered 1,00. Symmetrical and asymmetrical forms for the virtual particles sample density functions were considered. Next we choose a very simple mathematical structure

for describing these density functions.

The asymmetric density function. As asymmetric density function we take,

$$f(t) = \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (0.5)$$

Where the time parameter τ corresponds to the value where it happens the maximum of the function. For this function, τ is also a mean time in that a particle crosses the measuring region.

As parametric model for the distribution density function, the Euler's Beta function with two form parameters, p, q , was selected.

The density function is represented as;

$$F(t) = A t^{p-1} (1-t)^{q-1} \quad (0.6)$$

Where A is a normalization constant.

The T-function $G(t)$ is then obtained from (2.3) as;

$$G(x) = 1 - \tau_0 A \int_0^x t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \quad (0.7)$$

Next, in Table II we considered for the case of asymmetric virtual sample five mass values, equivalent to five measurements.

To obtain the solutions, it is solved the following system of non-linear equations, using the minimum error routine of the MathCad 2000 Professional software.

In the equation system the time values from Table II appear in the superior limit of integrals, normalized in relation to a time parameter T , as x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 . In this example $T = 1500$ minutes.

$$x_i = \frac{t_i}{T} \dots i=1, 2, \dots, 5 \quad (0.8)$$

The simulated measured masses appear to the left of the equations, in the numerators, as M_1, M_2, M_3, M_4 and M_5 . We take five parameters in the equations, with the conditions;

$$p > 0; q > 0; A > 0; M_0 > 0$$

The system of equations is:

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} &= \int_0^1 t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt \\ \frac{M_1}{M_0} &= 1 - \tau_0 A \int_0^{x_1} t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \\ \frac{M_2}{M_0} &= 1 - \tau_0 A \int_0^{x_2} t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \\ \frac{M_3}{M_0} &= 1 - \tau_0 A \int_0^{x_3} t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \\ \frac{M_4}{M_0} &= 1 - \tau_0 A \int_0^{x_4} t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \\ \frac{M_5}{M_0} &= 1 - \tau_0 A \int_0^{x_5} t^{p-2} (1-t)^{q-1} dt \end{aligned} \quad (0.9)$$

Where A is the normalization parameter, p, q are the form parameters of Beta function, τ_0 is a time parameter, and M_0 is the mean particle mass for $t=0$.

Table II
The simulated experimental values from the asymmetric virtual sample.

Number	Time (minutes)	Mean mass (grams)
1	1	$3,210 \times 10^{-12}$
2	25	$2,842 \times 10^{-12}$
3	50	$2,123 \times 10^{-12}$
4	25	$1,581 \times 10^{-12}$
5	100	$1,185 \times 10^{-12}$

Table III
The simulated measured values of M_i / M_0 , and the corresponding values evaluated for the T-function $G(t)$ from (3.3) and (3.5) using the obtained parameters.

Number	M_i / M_0	$G(t_i)$
1	0,98812	0,98812
2	0,24191	0,24189
3	0,55295	0,55802
4	0,41182	0,41125
5	0,31143	0,31141

Table IV
Simulated experimental values from the symmetric virtual sample.

Number	Time (minutes)	Mean mass (grams)
1	1	$3,499 \times 10^{-12}$
2	4	$3,424 \times 10^{-12}$
3	8	$3,141 \times 10^{-12}$
4	12	$2,290 \times 10^{-12}$
5	30	$1,250 \times 10^{-12}$

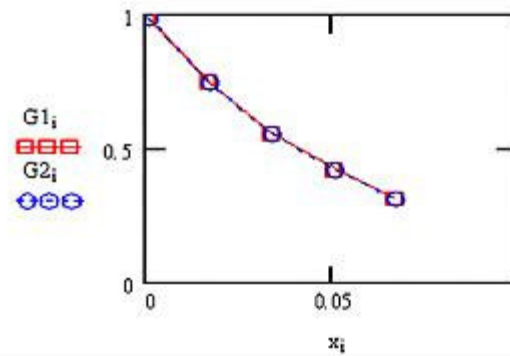


Figure 1. Results of Table III for the values of transforming T-function $G(t)$, where: $G1 = M_i / M_0$ are the simulated experimental values, and $G2 = G(t_i)$ the corresponding values evaluated from (3.5) and (3.3).

Table I

Some transforming T- functions, the corresponding density functions, and their graphics for second order processes. Here the parameter $\tau_0 = s$

$G(t)$		$F(t)$	
$\frac{-t}{e^s}$		$\frac{t}{s^2} \cdot \exp\left(\frac{-t}{s}\right)$	
$\frac{1}{\left(1 + \frac{t}{s}\right)}$		$\frac{t}{\left[s^2 \cdot \left(1 + \frac{t}{s}\right)^2\right]}$	
$\frac{1}{\left[1 + \left(\frac{t}{s}\right)^2\right]}$		$\frac{t^2}{\left[s^3 \cdot \left(1 + \frac{t^2}{s^2}\right)^2\right]}$	
$\frac{-t^2}{e^s}$		$2 \cdot \frac{t^2}{s^2} \cdot \exp\left(\frac{-t^2}{s}\right)$	
$-s \cdot \frac{(\ln(t))}{\Delta t}$		$\frac{1}{\Delta t}$	
$1 - \frac{3}{2} \cdot \text{atan}(\exp(t)) \cdot \pi + \frac{3}{8} \cdot \pi^2$		$\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot \frac{1}{(e^{-t} + e^t)}$	
$1 - \frac{3}{2} \cdot \text{erf}\left(\frac{1}{2} \cdot t \sqrt{2} - \frac{1}{2} \cdot v \sqrt{2}\right) - \frac{3}{2} \cdot \text{erf}\left(\frac{1}{2} \cdot v \sqrt{2}\right)$ (*)		$\left(\frac{1}{s \sqrt{2 \cdot \pi}}\right) \cdot e^{-\frac{(t-v)^2}{2 \cdot s^2}}$	

(*) We consider the real error function erf(x), defined as: $\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi_0} \int_0^x \exp(-t^2) dt$

The solutions are, with five decimals, $M_0 = 3,80501 \times 10^{-12}$ g; $p = 1,99209$; $q = 12,10108$; $\tau_0 = 0,05201$; $A = 321,09398$.

10^{-5} , $p = 1,93944$, $q = 10,84923$, $\tau_0 = 0,18541$.

Comparison of simulated measured and evaluated values for T-function are shown in Table III.

The results from Table III are shown in the graph of Figure 1, describing $G(t)$ as decrease in time of the particles mean mass in measuring region. The comparison of density function obtained with the simulated data is shown in Figure 2, where $f(t)$ is the virtual sample curve and $F(t)$ is the curve obtained from (3.2), according to proposed method. In this example, for virtual sample curve, the distribution maximum is reached at 85,235 minutes, and for the curve obtained from (3.2) at 84,522 minutes.

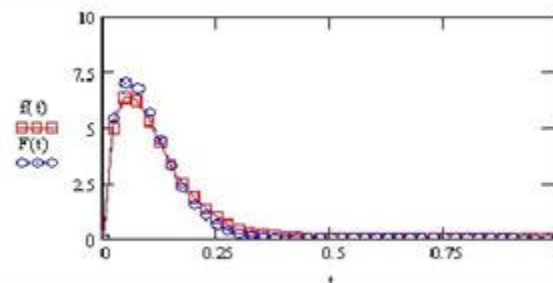


Figure 2. Representation of both curves for the asymmetric case. Here $f(t)$ is the simulated experimental curve, given by (3.1) and $F(t)$ is the corresponding curve obtained using the proposed method, according to (3.2). The abscissas axis is adimensional and is normalized with regard to an arbitrary time value T, taken in the present example like 1500 minutes.

The symmetric density function. We take this function as a Gaussian virtual sample.

$$f(t) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (0.10)$$

Table IV gives the corresponding simulated mean mass values in time for this Gaussian sample.

The result can be observed in Figure 3, where distribution maximum is reached now for simulated experimental curve at 10,5 minutes, and for the proposed method curve at 11,281 minutes. The abscissas axis is here normalized to 30 minutes.

By solving the non-linear equations system gives the following values; $M_0 = 3,49902 \times 10^{-12}$ g, $A = 1,13215 \times$

From figures 2 and 3 we can observe satisfactory results when the virtual sample distributions is recovered from the proposed method. It could be proven that using the Euler's Beta function, with two form parameters, p , q , the result is satisfactory so much for symmetrical as asymmetrical distributions.

The corresponding integral function of particle distribution $P(t)$ would be calculated in these cases from (2.4),

$$P(t) = \frac{1}{A} \int_0^x t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt \quad (0.11)$$

3 Conclusions

An alternative way to generate a density function was shown. It was defined a transforming function (T-function) like a function expressing a certain process behavior. By means of this function and using the differential transforming equation (T-equation), the corresponding density function is obtained in a direct way. A group of T- functions, and the corresponding density functions obtained using the T-equation, were shown.

It was obtained the equivalence of the known Svedberg-Oden's equation and the T- equation, for finding the distribution functions of particles in suspension. The T- function depends in this case on the time decrease law of particle mean mass inside a small suspension region.

Using the proposed method virtual samples of small particle distributions were investigated, choosing like parametric model the Euler's Beta function, with two form parameters, p , q . The obtained results were satisfactory so much for symmetrical as asymmetrical distributions. It was supposed that parameters of the investigated virtual samples are equivalent to those attainable from measurements, by using an optical system.³

In the frame of this work, different particle virtual samples with mean diameters from 1 micrometer until

less than 50 nanometer were processed. Different particle density- from 1,05 (latex) up 4,20 (titanium dioxide) were considered, with satisfactory results.

In real samples the results would depend strongly on the quality of $G(t)$ measurements.

A wide summary of optical techniques for characterizing particles can be consulted in the specialized literature.⁴ The proposed alternative method shown in this work would be extended to others applications.

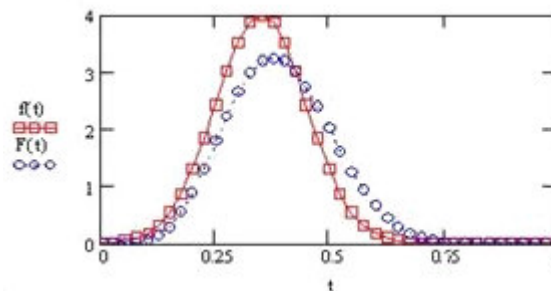


Figure 3. Comparison of curves for the Gaussian case, where $f(t)$ is again the simulated experimental curve and $F(t)$ is the curve obtained by this alternative method. The time parameter T normalizing the abscissas axis is in this case 30 minutes.

References

1. Feller, W. An introduction to probability theory and its applications. Third Edition. Vol. I, Chp. XI, pp 214; Vol II, Chp. XV. pp. 422-500. John Wiley & Sons, Inc. 1968.
2. Menis, O.; House, H.P.; Boyd, C.M. Particle-size distribution of Thorium oxide by a centrifugal sedimentation method. Oak Ridge National Laboratory. ORNL-2345 (Unclassified), Aug. 1952.
3. Augier, A.G. ; Milanés, P. Integral sistem of virtual instruments for characterizing particles using optical methods. Proc. Spie. Vol. 4419, pp 182-185 (2001).
4. Xu, R. Particle Characterization: Light Scattering Methods. Kluwer Academia Pub. (2002).



Algoritmo de extracción de las propiedades ópticas a partir de la medición de la reflexión difusa resuelta espacialmente

Margarita Cunill Rodríguez[†], Jorge Castro Ramos^a, Sergio Vázquez y Montiel^a,
José Alberto Delgado Atencio.

Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear. Ciudad de La Habana, Cuba,
mcunill@ceaden.edu.cu . a) Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Puebla, México

[†] Autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/02/2010.

Sumario. Existen varias formas de obtener los parámetros ópticos de los tejidos biológicos a partir de la medición de la reflexión difusa resuelta espacialmente. Una de ellas es conocida como Video Reflectometría en la cual una cámara CCD es usada como sistema de detección y registro de la distribución lateral de la luz reflejada difusamente $R_d(r)$ por el tejido cuando sobre éste incide un haz infinitamente fino de luz. En este trabajo se presenta el algoritmo que hemos desarrollado para la calibración y aplicación de un arreglo experimental de Video Reflectometría destinado para la extracción de las propiedades ópticas de modelos de tejidos biológicos con propiedades ópticas similares a las de la piel humana. Se muestran los resultados de la evaluación de la exactitud del algoritmo de extracción de los parámetros ópticos en un conjunto de curvas de reflectancia de pruebas con valores conocidos de estos parámetros. En la generación de estas curvas se consideró también la simulación de los errores de medición, fundamentado en los valores obtenidos experimentalmente. Los resultados muestran que es posible extraer las propiedades ópticas con un error de exactitud inferior a 1% para todas las curvas de pruebas.

Abstract. There are several methods to obtain the optical parameters of biological tissues from the measurement of spatially resolved diffuse reflectance. One of them is well-known as Video Reflectometry in which a camera CCD is used as detection and recording system of the lateral distribution of diffuse reflectance $R_d(r)$ when an infinitely narrow light beam impinges on the tissue. In this paper, we present an algorithm that we have developed for the calibration and application of an experimental set-up of Video Reflectometry destined to extract the optical properties of models of biological tissues with optical properties similar to the human skin. The results of evaluation of the accuracy of the algorithm for optical parameters extraction is shown for a set of proofs reflectance curves with known values of these parameters. In the generation of these curves the simulation of measurement errors was also considered. The results show that it is possible to extract the optical properties with an accuracy error of less than 1% for all the proofs curves.

Keywords. Diffuse reflectance 87.66.Xa, phantoms 85.60.Gz, optical properties 87.10.+e.

1 Introducción

La propagación de la luz en los tejidos biológicos se explica en el marco de la teoría del transporte radiactivo

TTR, donde una de las suposiciones simplificadoras es que el campo esparcido no es coherente y por tanto se desprecian los fenómenos de interferencia. La ecuación fundamental de esta teoría es la ecuación de transferencia radiativa ETR que es una ecuación íntegro-

diferencial para la intensidad específica¹. Por las características matemáticas y físicas de este problema, son pocas las situaciones prácticas en que se encuentra una solución analítica para esta ecuación. En la situación donde el proceso de esparcimiento es dominante sobre el proceso de absorción estamos en presencia de un caso límite de la TTR y ello conduce a una simplificación de la ETR y con ello de su solución. Este límite es conocido como Aproximación de la Difusión. Una de las condiciones de validez de esta aproximación es en aquellas regiones alejadas de la frontera y de la fuente. Farrell et al.² demostraron que en esta aproximación, la luz reflejada difusamente deberá ser registrada a partir de una distancia radial mayor que $1 \text{ mfp}'$ (camino libre medio de transporte).

La luz que incide perpendicularmente sobre una muestra de tejido penetra parcialmente sufriendo múltiples eventos de esparcimiento y de absorción en el volumen del mismo. La reflexión difusa del tejido se define por los fotones que finalmente re-emergen por la frontera aire-tejido sobre la cual incide el haz de luz. Esta reflexión difusa exhibe, a partir del punto o área de incidencia de la luz, una distribución tanto lateral como en profundidad que queda determinada por los parámetros ópticos del tejido como: el coeficiente de absorción μ_a , el coeficiente de esparcimiento μ_s , y el factor de anisotropía del medio g . Conociendo a este último se puede determinar al coeficiente de esparcimiento reducido μ_s' .

La Video Reflectometría³ es una de las técnicas usadas para determinar los parámetros ópticos del tejido a partir del registro de la distribución lateral de la luz reflejada difusamente $Rd(r)$, utilizando una cámara CCD como sistema de detección y algoritmos computacionales. Para utilizar correctamente esta técnica, el tejido debe ser considerado homogéneo y semi-infinito y aplicar el modelo del dipolo propuesto por Farrell et al.² basado en la aproximación de la difusión, cuya expresión matemática resulta adecuada para explicar la distribución de la luz en el tejido biológico. Esta técnica tiene la ventaja que los parámetros ópticos se pueden medir tanto en muestras in-vivo como in-vitro, además de ser relativamente simple, no invasiva y de no-contacto.

En este trabajo se presenta el algoritmo que hemos desarrollado para extraer las propiedades ópticas en modelos de tejidos sintéticos líquidos^{4,5} construidos con parámetros ópticos conocidos y semejantes a las de la piel humana. Este algoritmo conforma el procedimiento que proponemos para la calibración de un arreglo experimental de Video Reflectometría⁴.

Con el objetivo de evaluar la precisión de nuestro algoritmo para la extracción de los parámetros ópticos, se generaron un conjunto de curvas de reflectancia de pruebas simulando a los errores aleatorios medidos con nuestra instalación experimental y a las propiedades ópticas de estos modelos de tejidos biológicos. Se ilustran los resultados del ajuste no lineal de estas curvas de pruebas con el modelo analítico basado en la aproximación de la difusión², demostrándose que es posible recuperar las

propiedades ópticas de estos tejidos, con una exactitud inferior a 1% por ciento, para las condiciones referidas.

2 Materiales y métodos

La expresión analítica para determinar la distribución de la luz reflejada difusamente en la superficie de un tejido biológico² se puede escribir en función de la distancia radial r como sigue:

$$Rd(r) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{\mu_t'} \left(\mu_{eff} + \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\mu_t')^2} + r^2}} \right) e^{-\mu_{eff} \sqrt{\frac{1}{(\mu_t')^2} + r^2}} \frac{1}{(\mu_t')^2 + r^2} + \left(\frac{1}{\mu_t'} + \frac{4A}{3\mu_t'} \right) \left(\mu_{eff} + \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\mu_t')^2} + \frac{4A}{3\mu_t'} + r^2}} \right) e^{-\mu_{eff} \sqrt{\frac{1}{(\mu_t')^2} + \frac{4A}{3\mu_t'} + r^2}} \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu_t'} + \frac{4A}{3\mu_t'} \right)^2 + r^2} \right\} \quad (1)$$

donde μ_t' es el coeficiente de interacción total, μ_{eff} es el coeficiente de atenuación efectivo, A está relacionado con las reflexiones internas en su superficie expresado a través de r_i cuyo n_{rel} es el cociente del índice de refracción del tejido por el índice de refracción del medio exterior. Este último se asume igual uno si se trata de una frontera aire-tejido. Estos coeficientes se expresan a través de las siguientes relaciones:

$$\mu_t' = \mu_s' + \mu_a = \mu_s(1-g) + \mu_a \quad (2)$$

$$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu_s')} \quad (3)$$

$$A = \frac{(1+r_i)}{(1-r_i)} \quad (4)$$

$$r_i = 0.668 + 0.0636n_{rel} + 0.710n_{rel}^{-1} - 1.440n_{rel}^{-2} \quad (5)$$

Con el propósito de evaluar la precisión de nuestro algoritmo de extracción de las propiedades ópticas, simulamos la curva de reflectancia difusa $Rd(r)$, seleccionando valores para el coeficiente de esparcimiento del orden en magnitud al de la dermis humana, a la longitud de onda de 633 nm. Estos valores fueron calculados a través de las relaciones expresadas por S. L. Jacques, en su artículo "Skin Optics", colocado en su página web, <http://omlc.org.edu/news/jan98/skinoptics.html>.

Las simulaciones fueron realizadas para dos valores del coeficiente de esparcimiento: 64.21 cm^{-1} y 128.43 cm^{-1} , manteniendo constante el coeficiente de absorción e igual a 0.00292 cm^{-1} (coeficiente de absorción del agua en $\lambda=633 \text{ nm}$) y considerando que el índice de refracción del tejido es igual a $1.35^{4,7}$. Con estos datos fueron generadas las curvas de reflectancia de pruebas considerando dos errores aleatorios: 0.03 y 0.05.

El primer conjunto de datos simulados fue concebido para la recuperación de los parámetros ópticos $\mu_t' = 17.15 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu_{eff} = 0.3876 \text{ cm}^{-1}$, mientras que el se-

gundo conjunto fue concebido para la recuperación de $\mu_i' = 34.31 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu_{eff} = 0.5482 \text{ cm}^{-1}$. Las curvas de reflectancia de pruebas fueron ajustadas para valores de $r > 1 \text{ mfp}'$ (inverso del coeficiente de interacción total) teniendo en cuenta que el valor del parámetro A es igual a 2.92.

Mediante un código desarrollado en MATLAB®R2006a reproducimos las curvas de pruebas simulando a la reflectancia difusa radial experimental (Rds en ambiente MATLAB) a través de la siguiente expresión:

$$Rds = RdT + N \quad (6)$$

donde RdT es la reflexión difusa radial teórica, y el criterio para elegir el ruido N está basado en los valores reales de los errores aleatorios (EA) de las mediciones realizadas⁴, que en promedio resultó ser del orden del 3%. El ruido N reproduce además la aleatoriedad de los datos en ambos sentidos de la curva. Éste lo expresamos en el ambiente MATLAB como sigue:

$$N = EA * [rand(size(r)) - 0.5] * RdT \quad (7)$$

Para determinar los parámetros ópticos del tejido biológico, es necesario hallar a los coeficientes de interacción total μ_i' y de atenuación efectivo μ_{eff} mediante un algoritmo iterativo de optimización que resuelve problemas de ajuste por mínimos cuadrados no lineales, como el método de Levenberg-Marquardt⁸ implementado en el Toolbox del software MATLAB®R2006a. Estos coeficientes pueden hallarse por tanto a través de un ajuste por mínimos cuadrados no lineales de la curva de reflectancia obtenida experimentalmente (o simulada) con la función analítica (1). Por medio de otro código desarrollado para este fin, escribimos la función modelo (1) sustituyendo a μ_i' por a y a μ_{eff} por b , y con otro código auxiliar elaborado, abrimos la ventana de ajuste de curvas no lineales (Curve Fitting Tool) para proceder a la recuperación de los parámetros ópticos.

3 Resultados

En la figura 1 se ilustra dos curvas promedio de reflectancia de pruebas simulando a las propiedades ópticas de la piel humana y al error aleatorio experimental igual a 0.03. Estos perfiles de intensidad son muy semejantes a los perfiles de intensidad obtenidos experimentalmente como se ve en la ref. [4].

Ficheros Aleatorios	μ_i' (cm^{-1})	μ_{eff} (cm^{-1})	SSE (cm^{-2})	RMSE (cm^{-1})
A_3.txt	17.15	0.3900	9.98×10^{-5}	0.001642
A_5.txt	16.99	0.3843	2.36×10^{-5}	0.000799
B_3.txt	34.31	0.5500	4.26×10^{-4}	0.003350
B_5.txt	34.31	0.5500	0.002547	0.008186

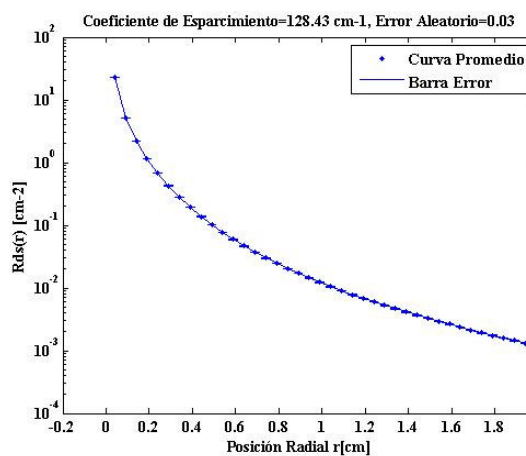
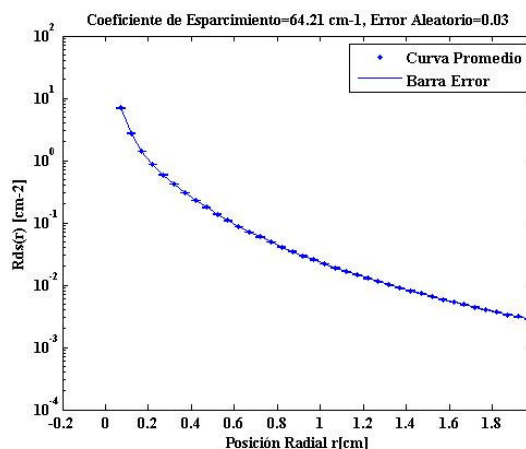


Figura 1. Curvas promedio de reflectancia de pruebas con EA igual a 0.03 y propiedades ópticas semejantes a las de la piel humana.

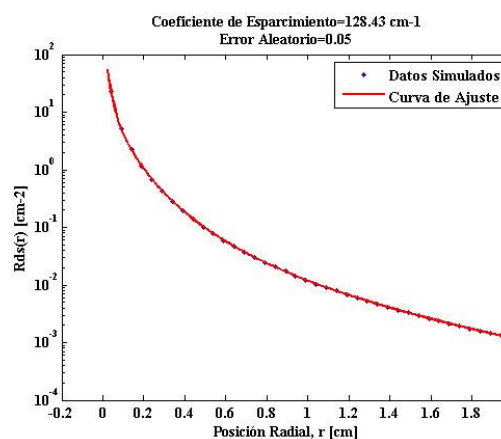


Figura 2. Ajuste no lineal de los datos simulados (B_5.txt) con la función analítica.

Los resultados del ajuste de las curvas de pruebas (curva promedio de 5 curvas de reflectancia generadas con el modelo analítico) se muestran en la tabla 1.

En la primera columna se reflejan los nombres de los ficheros aleatorios que contienen los datos de la distribución lateral de la luz reflejada difusamente. Nosotros usamos la siguiente nomenclatura: A o B se refiere al te-

jido sintético con coeficiente de esparcimiento igual a 64.21 cm^{-1} o 128 cm^{-1} respectivamente; el índice 3 o 5 significa las curvas de reflectancia simulando errores aleatorios iguales a 0.03 o 0.05. La precisión con que se recuperan μ_r y μ_{eff} se midió a través del error relativo porcentual y la calidad de estos ajustes a través de las expresiones numéricas SSE (suma de los cuadrados debido al residuo) y al RMSE (raíz del error cuadrático medio).

De los resultados mostrados en esta tabla se infiere que los parámetros ópticos μ_r y μ_{eff} se recuperan con un error relativo inferior a 1% en las condiciones que referimos.

Estos resultados indican que el algoritmo implementado permite extraer las propiedades ópticas de los tejidos sintéticos preparados con coeficientes ópticos similares a los de la piel humana y teniendo en cuenta a los errores aleatorios de nuestras mediciones experimentales. Se puede observar además que las magnitudes SSE y el RMSE son pequeñas comparadas con los valores de la reflectancia difusa lateral, la cual varía en cuatro órdenes de magnitud a la distancia radial considerada.

En la figura 2 se muestra sólo una de las curvas de ajuste, dado que son muy similares entre sí.

4 Conclusiones

Implementamos y usamos el concepto de generación de curvas de reflectancia de pruebas para evaluar el algoritmo de recuperación de los parámetros ópticos en los tejidos biológicos mediante el ajuste no lineal por mínimos cuadrados. Se obtuvieron resultados satisfactorios con el algoritmo de ajuste desarrollado al recuperar los parámetros ópticos de las curvas de pruebas con un error inferior a 1%. Se demostró teóricamente

que es posible recuperar con nuestro algoritmo las propiedades ópticas de las muestras de tejidos sintéticos usadas para calibrar el arreglo experimental y con los errores aleatorios propios de nuestra instalación de Video Reflectometría.

Referencias

1. A. Ishimaru, *Wave propagation and Scattering in Random Media* (Academic Press, 1978)
2. T. J. Farrell, M. S. Patterson and Brian Wilson, "A diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties *in vivo*," *Med. Phys.* 19, 879-888 (1992)
3. S. Jacques, A. Gutsche, J. Schwartz, L. Wang, and F. Tittel, "Video reflectometry to specify optical properties of tissue *in vivo*," in *Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring*, edited by G. Mueller, Proceedings of SPIE 1S11, 211-226 (1993)
4. M. Cunill, J. Castro, S. Vázquez, J. A. Delgado, "Implementing and Characterizing a Video Reflectometry Set-up", In *RIAO/OPTILAS 2007: 6th Ibero-American Conference on Optics (RIAO); 9th Latin-American Meeting on Optics, Lasers and Applications (OPTILAS)*; DOI:10.1063/1.2926941; AIP Conf. Proc. 992; April 15, 2008, pp.632-637
5. Hugo J. van Staveren, Christian J. M. Moes, Jan van Marle, Scott A. Prahl, and Martin J. C. van Gemert, "Light scattering in Intralipid-10% in the wavelength range of 400-1100 nm", *Appl. Opt.* 30, 4507-4514 (1991).
6. G. M. Hale and M. R. Querry, "Optical constants of water in the 200-nm to 200- μm wavelength region," *Appl. Opt.* 12, 555-563, (1973)
7. Valery Tuchin, "Introduction to Light Scattering by Biological Objects", in *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics*, eds (SPIE Press, 2002), pp 31-167
8. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, "Modeling of Data", in *Numerical Recipes in C*, eds (Cambridge University Press, 1992), pp 656-706.

Precise alignment of a longitudinal Pockels cell for Q-switch operation Nd:YAG laser

D. Nisperuza^a, G. Botero y A. Bastidas

a) Lasers and Spectroscopy Group, Physics School, Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín, Antioquia. djnisperuzat@unal.edu.co, dnisper6@gmail.com

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 15/02/2010.

Sumario. La imprecisión en centrar correctamente componentes ópticos, especialmente en el caso de láseres de Nd:YAG de alta ganancia, podría producir la aparición de radiación láser parásita fuera de eje capaz de causar serios daños a la óptica del sistema entre ellos a la celda Pockels. Se reporta el alineamiento longitudinal preciso de una celda Pockels por la modulación de la polarización de la radiación láser a través de un arreglo experimental de dicroísmo circular. El procedimiento se basó en el uso de un analizador a 0° o 45° del eje de la celda, lo que permite ajustar la sincronización del Q-switching para mejorar la forma del pulso, maximizar la energía de salida y reducir considerablemente la pérdida de simetría del spot.

Abstract. The failure to accurately center optical components may, especially in the case of high gain of the Nd:YAG lasers, produce strong parasitic off-axis laser action capable of causing severe component damage typically to the Pockels cell. We report a precise longitudinal alignment of the Pockels cell by modulating the laser polarization using an experimental setup of circular dichroism. This procedure is based on the use of an analyzer at 0° or 45° of the Pockels cell axes, and it allows us to adjust the Q-switching delay for best pulse shape, maximum output energy and to reduce the lack of symmetry of the spot laser considerably.

Keywords. Pockels cell, Nd:YAG Laser, Circular dichroism, Q-switching laser.

1 Introduction

The development of ultra short laser pulses and new detection techniques which allow a very high time resolution has brought about an impressive progress for study of fast processes. In order to obtain a single powerful pulse of a flash lamp-pumped laser, instead of the irregular sequence of many spikes, the technique of Q-switching was developed, which is based on electro-optical or acoustic-optical modulators. Particularly in a Nd:YAG laser a Pockels cell between two crossed polarizers acts as Q-switch.

This paper describes a precise alignment of the longitudinal Pockels cell inside the laser resonator, for gener-

ates single pulses of 6 ns (FWHM) pulse duration with a repetition rate of 10 Hz and 400 mJ single pulse energy. The correct alignment of the Pockels cell allows to modulate the laser polarization using an experimental setup of circular dichroism, which generates the correct mode-locked Nd:YAG laser.

2 Experimental set-up

A laser system with a plane-concave resonator and active/passive mode locking was used. Figure 1 show a picture of the Q-switch used. The refractive index along one transversal axis can be changed by applying an electrical field. Where there is no voltage applied over the

Pockels cell, the material is isotropic, then the light passes through without and change in phase between the transversal axes^{1,2}.

The crystal axes of the Pockels cell and the quarter wave plate is aligned 45 degrees relative to the polarization axis of the polarizer. Optical alignment is performed using a He-Ne laser, which is fixed on the laser optical bench and enter into the resonator through the M_1 mirror, assuring that the He-Ne beam correspond exactly to the center of both the rod faces. This is checked inserting close to the He-Ne laser a suitable partial diffuser, such as a single sheet of “Kleenex paper” or “Kodak Lens Cleaning Paper”. Moving it through the He-Ne beam, can be observed both the attenuated beam and the scattered light clipped to a cone by the rod.

The M_2 gaussian mirror is vertically translated in order to align with the He-Ne beam the graded reflectivity coating located on the mirror center. Then the two mirrors are angular aligned looking at the reflections, as for any other laser.

It follows the insertion of the Pockels cell and quarterwave close to it, in or degrees and optimize its axis rotation looking for the maximum threshold of spurious spiking³. Then the Pockels cell is inserted, disabled electrically, and a first alignment can be done with the He-Ne beam.

Next step is to use a second He-Ne laser polarized, which enter into the resonator through the M_2 mirror. This beam should coincide exactly with the first He-Ne beam. This way, the roll of the polarization sensitive components must be aligned with respect to each other for maximum performance.

If necessary, precisely align the laser rod, polarizer and quarter-wave plate. In our case, is definitely true to have an iteration of yaw, pitch and roll⁴.

To align the optic axis of the crystal within the Pockels cell parallel to the resonator centerline, pass the alignment laser beam through the cell and with the Pockels cell between two crossed polarizers, (Figure 2). A translucent plastic bag was used for provides some divergent scattered light and also allows a portion of the alignment beam to be directly transmitted.

3 Results

The role of the plastic bag piece is to give rise to a large range of wave-vector directions. For a given direction of the wave vector, characterized by angle φ , the principal polarization directions are φ and $\varphi + \pi/2$. As a consequence, the beams whose misalignment is in the direction of the polarizer axis or in the direction of the analyzer axis remain unchanged and are blocked by the analyzer, which gives rise to a dark cross, Figure 3. If everything is perfect, the light wave vector \mathbf{k} would be along the Pockels Cell z axis. However, here we are interested in the effect of a slight misalignment and we suppose that $k_x, k_y \ll 1$, and $k_z \approx 1$.

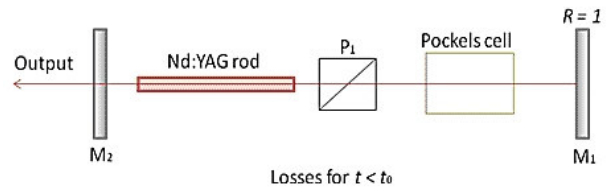


Figure.1. Schematic arrangement of the Q-switch in cavity

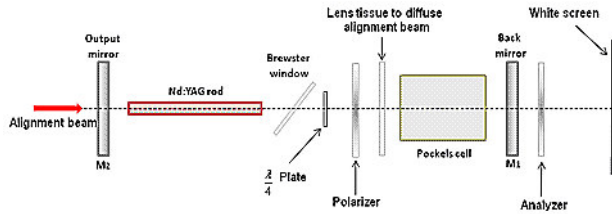


Figure.2. Illustration for obtain an isogyre/isochromate pattern.

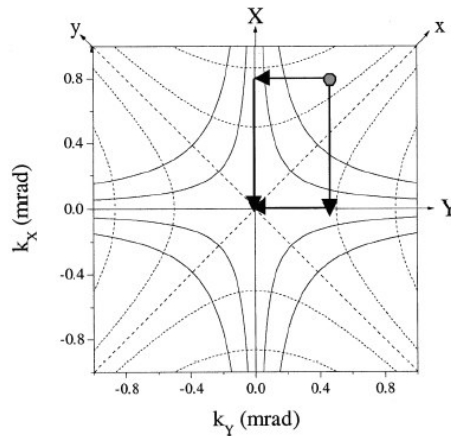


Figure. 3. Representation of the (k_x, k_y) plane.



Figure. 4. Photography of the isogyre pattern observed with set-up. The dark cross and the concentric circles are clearly visible.

Then we take into consideration the other directions of propagation, the beams undergo a dephasing given by the birefringence of the Pockels cell, $\Delta n(2\pi L/\lambda)$, which causes the polarization to become elliptic. When this dephasing is equal to a multiple of 2π , we again observed an extinction of the light. The condition for the first extinction of the light can be written as,

$$k_x^2 + k_y^2 = \frac{\lambda}{L\Delta n} \quad (1)$$

where L is the cell thickness, and one can observe a series of concentric dark circles, as are visible in Figure 4. By placing the direct laser beam (without the diffusing plastic) at the center of this figure, one can easily achieve good precision for the wave-vector direction.

The resulting isogyre/isochromate pattern, a Maltese cross (isogyre)^{5,6} surrounded by a series of dark rings (isochromates), should be visible on the paper. Align the pitch and yaw of the Pockels cell to center the isogyre/isochromate pattern on the direct portion of the alignment beam. The center corresponds to a perfect alignment of the Pockels cell.

A measurement of single pulses of 6 ns, with a repetition rate of 10 Hz, was measured with an APD detector and an oscilloscope Tectronix of 1 GHz.

3 Conclusions

Good alignment was achieved, which improved the alignment precision by 3 orders of magnitude. A Pockels Cell is utilized as a (circular) polarization modulator, and

it has been shown that a slight misalignment of this cell could induce defects in the Q-switching delay for best pulse shape, output energy and to reduce the lack of symmetry of the spot laser considerably. The used method assures a stable single-pulse nanosecond from Q-switching of Nd: YAG laser.

References

1. Robert L. Byer, "Diode Laser-Pumped Solid State Lasers", *Science*, Vol 239, pp. 742, 2 (1988).
2. A. Yariv, "Quantum Electronics", Jhon Wiley and Sons, 1989.
3. W. Demtroder, "Laser Spectroscopy", Springer-Verlag, 1996.
4. D. G. Carlson, "Dynamics of a Repetitive Pump-Pulsed Nd:YAG Laser", *J. Applied Physics*, Vol. 10, No. 9, pp. 4369, (1968).
5. J. W. Lewis, R. A. Goldbeck, D. S. Kligler, X. Xie, R. C. Dunn, and J. D. Simon, "Time-resolved circular dichroism spectroscopy: experiment, theory and applications to biological systems", *J. Phys. Chem.* 96, 5243–5254 (1992).
6. X. Xie and J. D. Simon, "Picosecond time-resolved circular dichroism spectroscopy: experimental details and applications", *Rev. Sci. Instrum.* 60, 2614–2627 (1989).

Diagnóstico de lesiones en la piel a partir de espectros de reflexión difusa empleando algoritmos computacionales: un estudio preliminar

E. E. Orozco^{a, b}, J. A. Delgado^{a, c}, S. Vázquez^a, J. Castro^a, A. E. Villanueva^a y F. Gutiérrez.

a) Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, C.P 72000 Puebla, México. b) Facultad Experimental de Ciencia y Tecnología, Depto. de Física, Universidad de Carabobo, C.P.2005 Valencia-Venezuela; eorozco@uc.edu.ve†, c) Depto. de Física, Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, CEADEN-CITMA, La Habana, Cuba, d) Centro de Estudios y Prevención del Cáncer (CEPREC), Oaxaca, México.

†autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 18/02/2010.

Sumario. La determinación del espectro de reflexión difusa de la piel humana en el rango espectral de 400 nm-1000 nm empleando espectrómetros de fibras ópticas es una técnica no invasiva ampliamente usada para estudiar los parámetros ópticos de este órgano, brinda información sobre las propiedades de absorción y de esparcimiento de la luz que pueden ser empleadas para estudiar la morfología y fisiología del tejido y poder detectar y diagnosticar enfermedades de la piel en su etapa inicial. En este trabajo se propone un algoritmo computacional para la selección de los atributos más relevantes de los espectros de reflexión difusa en la piel humana obtenidos con un sistema experimental que consta básicamente de un espectrómetro, una fuente de luz blanca y una sonda de fibra óptica bifurcada que permite enviar y coleccionar la luz. Para clasificar la señal espectral se ha diseñado una interfaz gráfica en Matlab2006© que hace uso de las máquinas de soporte vectorial y se ha utilizado un algoritmo de selección de atributos que permite alcanzar una sensibilidad y especificidad superior al 80% y una exactitud en la clasificación del 85%.

Abstract. The determination of diffuse reflection spectrum on human skin in the spectral range from 400nm-1000nm using an optical fiber spectrometers is a non-invasive technique widely used to study the optical parameters of this tissue, provides information about the absorption and scattering properties of light that can be employed to study the morphology and physiology of the tissue and to detect and diagnose skin diseases in early stages. In this paper a computational algorithm for the selection of the most important attributes of diffuse reflection spectra of human skin obtained with an experimental system that basically consists of a spectrometer, a white light source and bifurcated fiber optic probe that allows send and collect light. To classify the spectral signal was designed a Matlab2006© graphical interface which use support vector machines and algorithm for selecting attributes that allows to achieve a sensitivity and specificity exceeding 80% and 85% of accuracy in the classification.

Palabras clave. Tissue Damage 87.85.em, Pattern Recognition 42.30.Sy, Cancer 87.19.xj

1 Introducción

El diagnóstico de lesiones pigmentadas en la piel se hace generalmente mediante la apreciación visual empleando el método ABCD¹ (asimetría, borde, color, dimensión),

principalmente del color y el borde, la biopsia aún se mantiene como la regla de oro para obtener un diagnóstico fiable. Por esta razón en los últimos años se han desarrollado investigaciones empleando técnicas ópticas no invasivas que permiten diagnosticar lesiones y extraer

parámetros ópticos en tejidos biológicos²⁻⁴.

La Espectroscopia de Reflexión Difusa (ERD) es una técnica óptica no invasiva que ha sido ampliamente usada para la caracterización de los tejidos biológicos⁵⁻⁸. Con la ERD se puede obtener información sobre las propiedades de absorción y de esparcimiento del tejido. El principio fundamental para diagnosticar enfermedades con técnicas espectroscópicas consiste en construir algoritmos robustos que permitan extraer las características más importantes de la señal espectral y correlacionarlas con su respectiva patología⁹.

Las Máquinas de Soporte Vectorial (MSV), son una herramienta computacional empleada para discriminar patrones o conjuntos de identidades que comparten alguna característica que las diferencia de otras. El objetivo de este trabajo es implementar un sistema de clasificación empleando MSV para diferenciar el tejido biológico sano del tejido lesionado a partir del espectro de reflexión difusa en la piel, para ello se propone preprocesar la señal espectral y seleccionar los atributos más relevantes con un algoritmo de búsqueda como el Best-First y finalmente colocar todos los procesos computacionales en una interfaz gráfica que permita al usuario leer los datos obtenidos mediante ERD y clasificarlos para diagnosticar lesiones en piel.

2 Materiales y método

La colección de los espectros de reflexión difusa en la piel humana fue obtenida de 95 pacientes voluntarios que asistieron a una campaña de prevención del cáncer de piel promovida por el Centro de Estudios y Prevención de Cáncer (CEPREC) en la ciudad de Juchitán de Zaragoza en el estado de Oaxaca, México.

Sistema Experimental. El arreglo experimental empleado se muestra en la figura 1 y consiste de un espectrómetro USB4000 equipado con un detector CCD Toshiba de 3648 píxeles, una fuente de luz HL2000 optimizada para el VIS-NIR (360-2000nm), una sonda de fibra óptica bifurcada (R600\7\VIS\125F), un patrón de reflexión (Teflón) y un computador con el software SpectraSuite que calcula automáticamente el porcentaje de luz reflejada mediante la siguiente expresión matemática¹⁰.

$$\%R(\lambda) = \frac{S(\lambda) - D(\lambda)}{R_{mr}(\lambda) - D(\lambda)} \times 100\% \quad (1)$$

donde $S(\lambda)$ es la señal del medio analizado (Piel) para cada longitud de onda (λ), $D(\lambda)$ es la señal de oscuridad y $R_{mr}(\lambda)$ es la muestra de referencia.

Es importante mencionar que el espectro de reflexión difusa se ha medido cinco veces en el sitio de la lesión y en una zona adyacente a la misma.

3 Máquinas de soporte vectorial

Los fundamentos de la MSV han sido desarrollados por

Vapnik¹¹ y han ganado mucha popularidad debido a sus características y rendimiento, éstas permiten enfrentar problemas de clasificación en dominios complejos y pueden ser usadas para extraer información relevante a partir de conjuntos de datos y construir algoritmos de clasificación eficientes y rápidos para datos masivos.

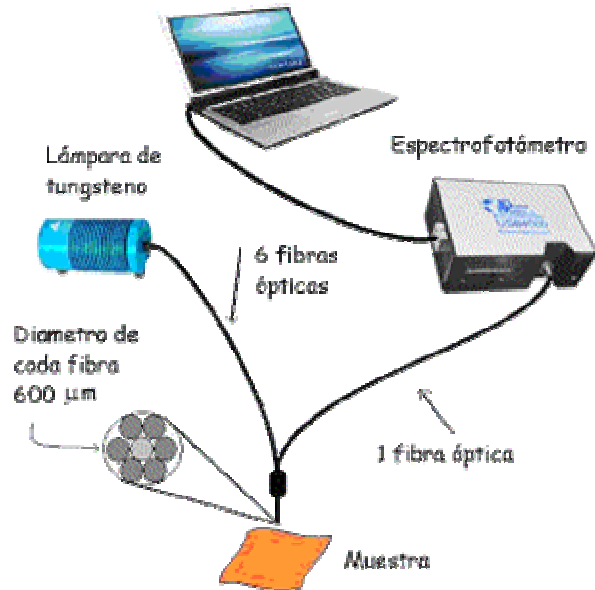
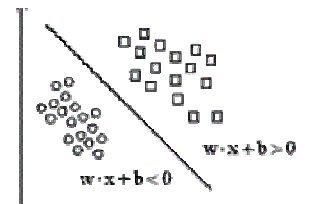


Figura 1. Diagrama esquemático del arreglo experimental

Figura 2. Hiperplano de separación



Las MSV, aplicadas a problemas de clasificación, mapean los datos a un espacio de características alto-dimensional, donde se puede encontrar más fácilmente un hiperplano de separación. Este mapeo puede ser llevado a cabo aplicando una función tipo Kernel que transforma implícitamente el espacio de entrada en un espacio de características de mayor dimensión. El hiperplano de separación es calculado maximizando la distancia de los patrones más cercanos.

Considerando un conjunto de datos de entrenamiento $\{x_i, y_i\}$ con $i = 1, \dots, m$, $y_i \in \{-1, 1\}$ y $x_i \in \mathbb{R}^d$. Existe un hiperplano, como se muestra en la figura 2, que separa las etiquetas positivas y negativas tales que:

$$w \cdot x_i + b \geq 1 - \xi_i \quad \text{para } y_i = 1 \quad (2)$$

$$w \cdot x_i + b \leq -1 - \xi_i \quad \text{para } y_i = -1 \quad (3)$$

$\xi_i \geq 0, \forall i$, donde w es la normal al hiperplano y ξ_i son las variables introducidas por los errores de clasificación en calidad de violaciones del hiperplano de forma tal que $\sum \xi_i$ sea la cota de error de clasificación.

4 Pre-procesado de la señal espectral y selección de atributos

Una forma general de llevar a cabo el proceso de clasificación consiste en la separación de elementos de un conjunto $\{x\}$ en diferentes subconjuntos

$x_i = \{1, 2, \dots, m\}$ denominados clases, con base en las características medidas de los elementos de x . Determinando las propiedades del subconjunto en los cuales puede ser clasificado el conjunto original (modelo), los elementos de éste son comparados con cada modelo para indicar a cuál clase pertenecen.

Una vez obtenidos los cinco espectros de reflexión difusa (E_1, \dots, E_5), se procede a eliminar la columna correspondiente a la longitud de onda en cada espectro mediante un programa implementado en Matlab®, posteriormente se calcula el promedio $\overline{\%R}$ de las cinco medidas realizadas y finalmente se normaliza el promedio obtenido $\overline{\%R}_N$, el siguiente paso es seleccionar del total de 3161 elementos (atributos) los más relevantes (A_R) de forma que se pueda reducir la cantidad de atributos para emprender el proceso de clasificación empleando MSV. En la figura 3 se describe en forma de esquema este proceso.

El proceso de selección de los atributos más relevantes de la columna normalizada con la información de la reflexión se llevó a cabo empleando el software de código abierto WEKA, para el cual se deben preparar previamente los datos con las características exigida por el programa, este proceso fue realizado mediante un programa implementado en Matlab®. El algoritmo de búsqueda empleado es un algoritmo de búsqueda incremental que utiliza información de búsquedas previas a problemas similares de forma más rápida que realizando cada búsqueda partiendo de cero¹². En este caso se ha empleado Best-First, el cual busca en el espacio de los subconjuntos de atributos utilizando la estrategia greedy Hill-climbing con backtracking. La dirección de la búsqueda realizada por Best-First fue hacia adelante partiendo del conjunto vacío de atributos.

5 Resultados

Los espectros de reflexión difusa de un tejido lesionado y una zona circundante sin lesión, se muestran en la figura 4. En ésta se puede apreciar cómo la señal espectral es menor en el tejido lesionado, además en el espectro del tejido sano se observa el típico patrón "W" relacionado con la presencia de la sangre en la dermis en la región entre 500 nm y 600 nm.

En el proceso de aprendizaje y prueba del sistema de clasificación con MSV cada espectro fue tratado como un vector de 14 atributos, después de haber realizado el respectivo proceso de selección de atributos para obtener los más relevantes.

Una vez generada la función modelo con el conjunto de entrenamiento, procedemos a realizar la evaluación

mediante el clasificador (MSV). Para tener una certera estimación de la calidad del subconjunto de características seleccionado, se usa la técnica de validación cruzada con K particiones y determinamos el error promedio que hemos obtenido al realizar las K pruebas, así obtenemos una aproximación del error del clasificador. La exactitud del clasificador empleando $k=10$ fue de 84.128.

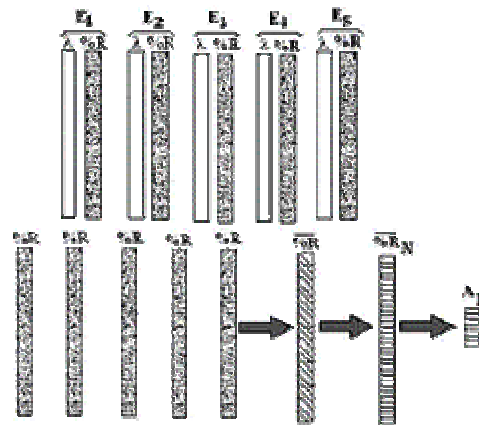


Figura 3. Esquema general del Pre-procesado de los datos.

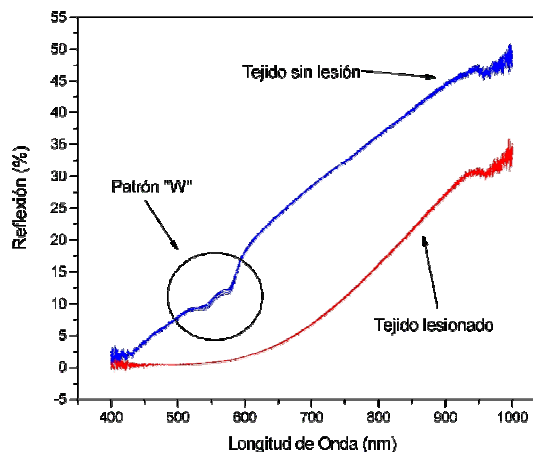


Figura 4. Espectros de reflexión difusa para un tejido sin lesión y uno lesionado.

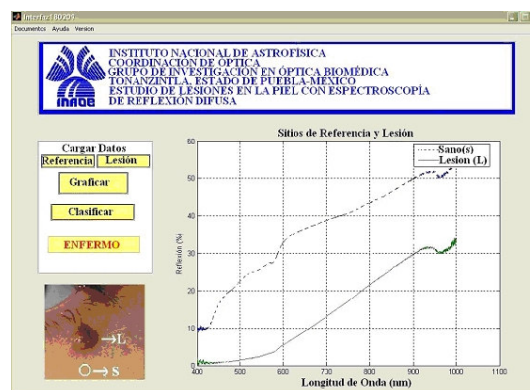


Figura 5. Imagen de la interfaz gráfica desarrollada en Matlab.

El análisis de la validez de una prueba diagnóstica puede obtenerse calculando los valores de la sensibilidad y la especificidad¹³. La sensibilidad es la probabilidad de clasificar correctamente a un individuo enfermo y por lo tanto indica la capacidad para detectar la enfermedad y se puede determinar mediante la siguiente expresión:

$$\text{Sensibilidad} = \frac{VP}{VP + FN} \quad (4)$$

donde VP son los verdaderos positivos y FN los falsos negativos, por su parte la especificidad es la probabilidad de clasificar correctamente a un individuo sano, y se calcula con la siguiente expresión:

$$\text{Especificidad} = \frac{VN}{VN + FP} \quad (5)$$

en este caso VN son los verdaderos negativos y FP los falsos positivos.

Finalmente los resultados obtenidos para clasificar 20 espectros: 10 con lesiones y 10 sin lesiones son los siguientes: Sensibilidad: 81.81%; Especificidad: 88.88%; Exactitud: 85%.

En la figura 5 se muestra la interfaz gráfica que fue diseñada en Matlab para procesar y clasificar los espectros de reflexión difusa. Como se puede apreciar en la figura, la interfaz cuenta con dos botones que permiten cargar los datos de la señal espectral: uno para el sitio de referencia (sano) y otro para la lesión, un tercer botón que permite mostrar en pantalla las gráficas de los datos cargados, así como también la fotografía del área de estudio, y por último, el botón más importante que corresponde a la clasificación del espectro que se ha cargado con la etiqueta de lesión.

6 Conclusiones

El estudio presentado demuestra que la técnica de espectroscopia de reflexión difusa es una técnica óptica no invasiva que acompañada de un sistema de clasificación eficiente permite diferenciar el tejido sano del tejido lesionado. El resultado de 85% de exactitud en la clasificación demuestra que las Máquinas de Soporte Vectorial pueden ser empleadas como una herramienta para discriminar lesiones en la piel. Finalmente la Interfaz gráfica desarrollada permite a los usuarios no familiarizados con las herramientas computacionales empleadas, poder clasificar lesiones a partir de los espectros de reflexión difusa.

Referencias

1. T. B. Fitzpatrick, R. A. Johnson, K. Wolf and D. Suurmond, "Atlas en color y sinopsis de dermatología clínica", McGraw Hill Interamericana, Madrid (2001).
2. Y. N. Mirabal, S. K. Chang, E. N. Atkinson, A. Malpica, M. Follen, and R. R. Richards-Kortum, "Reflectance spectroscopy for *in vivo* detection of cervical precancer" J. Biomed. Opt. 7, 587-594 (2002).
3. F. Koenig, R. Larne, H. Enquist, F. J. McGovern, K. T. Schomacker, N. Kollias, and T. F. Deutsch, "Spectroscopic measurement of diffuse reflectance for enhanced detection of bladder carcinoma," Urology 51, 342-345 (1998).
4. M. C. Skala, G. M. Palmer, K. M. Vrotsos, A. Gendron-Fitzpatrick, and N. Ramanujam, "Comparison of a physical model and principal component analysis for the diagnosis of epithelial neoplasias *in vivo* using diffuse reflectance spectroscopy" Opt. Express 15, 7863-7875 (2007).
5. V. P. Wallace, D. C. Crawford, P. S. Mortimer, R. J. Ott and J. C. Bamber, "Spectrophotometric assessment of pigmented skin lesions: methods and feature selection for evaluation of diagnostic performance", Phys. Med. Biol. 45, 735-751(2000).
6. J. J. Scarisbrick, C. D. O. Pickard, A. C. Lee, G. M. Briggs, K. Johnson, S. G. Bown, M. Novelli, M. R. S. Keshtgar, I. J. Bigio, R. Yu, "Elastic scattering spectroscopy in the diagnosis of pigmented lesions: comparison with clinical and histopathological diagnosis", Proc. SPIE 5141, 147-156 (2003).
7. I. J. Bigio and J. R. Mourant, "Ultraviolet and visible spectroscopies for tissue diagnostics: fluorescence spectroscopy and elastic-scattering spectroscopy", Phys. Med. Biol. 42, 803-813 (1997).
8. M. G. Muller, T. A. Valdez, I. Georgakoudi, V. Backman, C. Fuentes, S. Kabani, N. Laver, Z. Wang, C. W. Boone, R. R. Dasary, S. M. Shapshay, S. M. Feld, "Spectroscopic detection and evaluation of morphologic and biochemical changes in early human oral carcinoma", Cancer 97, 1681-1692 (2003).
9. W. Lin, X Yuan, P Yuen, WI Wei, J Sham. PC Shi, "Classification of *in vivo* autofluorescence spectra using support vector machines". J Biomed. Opt.9, 180-186 (2004).
10. Oceans Optics, SpectraSuite Installation and Operation Manual, Document Number 000-20000-300-02-0607.
11. V. Vapnik, Controlling the Generalization Ability of Learning Processes in The Nature of Statistical Learning Theory, pp. 93-99 (Springer-Verlag, 2000).
12. Sven Koenig, Maxim Likhachev, Yaxin Liu, David Furci, "Incremental Heuristic Search in Artificial Intelligence", Artificial Intelligence Magazine 25, (2), 99-112, (2004).
13. D. G. Altman., J.M. Bland., "Statistics Notes: Diagnostic tests 2: predictive values". British Medical Journal, 9, 309, (1994).

Estabilización en longitud de onda de un laser semiconductor con aplicación en un amplificador de fibra óptica dopada con erbio

J. Camas, G. Anzueto^a, S. Mendoza^b, H. Hernández, C. García^c, R. Vázquez^c, N. Juárez y W. Torres.

Depto. de Posgrado en Mecatrónica, Inst. Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México; jcamas@ittg.edu.mx[†].

a) Depto. de Ingeniería Mecatrónica, Universidad Politécnica de Chiapas, México.

b) Facultad de Física y Matemática, Universidad Autónoma de Chiapas, México.

c) Facultad de Ingeniería Ambiental, Universidad de Ciencias y Artes de Chiapas, México.

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 22/03/2010.

Sumario. En este trabajo se presenta el diseño electrónico de una fuente de corriente continua (C.C.), que automáticamente controla la temperatura de un láser sintonizable. El cambio de temperatura en el láser se lleva a cabo mediante el control de la C.C. que circula a través de una etapa de enfriamiento en el cual el láser se encuentra ubicado. El láser puede ser sintonizado en un rango de longitud de onda alrededor de 1550 nm. Su aplicación es enfocada en un amplificador de fibra óptica dopada con Erbium (Erbium-Doped Fiber Amplifier, EDFA) en configuración reflectiva de señal.

Abstract. In this work, we present a novel electronic design of a DC source, which automatically controls the temperature of a tunable laser. The temperature change in the laser is carried out by the control of DC that circulates through of a cooling stage where the laser is set. The laser can be tuned in a wavelength around 1550 nm. Its application is in Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA) in reflective configuration.

Palabras clave. Fiber optics, 42.81.-i, Diode lasers, 42.55.Px, Electronics Circuits, 07.50.EK, 84.30.-r

1 Introducción

Los amplificadores de fibra dopadas con tierra rara son de gran interés para una gran variedad de aplicaciones: comunicaciones ópticas, láseres de fibra y sensores. Los iones de tierras raras, tales como Erbium, Neodimio, Tulio, Praseodimio, Yterbio, son los más utilizados para dopar una fibra con el fin de lograr una amplificación en diferentes regiones de longitudes de onda cubriendo la región desde el visible hasta la región del infrarrojo (arriba de 2.8 μm). El desarrollo de los amplificadores de fibra

generó una búsqueda de sistemas de configuraciones para llevar a cabo el acoplamiento de una fuente de bombeo óptica externa con la señal óptica que se amplifique¹.

Los amplificadores de fibra dopadas con Erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA) son comúnmente usados en los sistemas de comunicaciones ópticas debido a su propiedad de amplificación en la región de 1.55 μm , ya que a esta longitud de onda la fibra óptica presenta mínima pérdida por transmisión de una señal, además, presentan mejores cualidades que otros amplificadores dopados con tierra rara.

Al diseñar un EDFA, hay que tener en cuenta el tipo de configuración que se va a utilizar, ya que este depende de la aplicación que se le da. Las configuraciones más comunes son: a) cuando el bombeo óptico se propaga en la misma dirección con la que viaja la señal (bombeo directo), b) cuando el bombeo óptico se propaga en dirección opuesta a la señal (bombeo inverso), c) cuando el bombeo óptico viaja en ambas direcciones (bombeo bidireccional).

El uso de una configuración de reflexión actualmente es una de las más atractivas para obtener una mayor amplificación, aprovechando que la señal viaja a través del mismo EDF dos veces²⁻⁵. La reflexión puede ser llevada a cabo por medio de varios dispositivos, tales como, rejillas de Bragg de fibra (Fiber Bragg Grating, FBG), espejos de fibra, espejo rotador de Faraday, etc.⁶⁻⁹ La reflexión en este tipo de configuración puede ser tanto en la señal como en el bombeo.

En el diseño de un EDFA existen factores que pueden degradar el desarrollo del amplificador, y uno de ellos es el ruido de Emisión Espontánea Amplificada (Amplified Spontaneous Emission, ASE). La ASE se genera mediante la desexcitación de los iones de Erblio del estado Metastable a un estado Base.

En este trabajo se presenta la estabilización de la longitud de onda de un láser semiconductor DFB (Distributed Feedback) que puede ser sintonizado alrededor de 1550 nm. La sintonización de este láser se lleva a cabo haciendo circular una corriente continua en un enfriador y este a su vez ejerce un cambio de temperatura en el láser semiconductor. Sin embargo, el objetivo de estabilizar la longitud de onda del láser es debido a que en el EDFA se encuentra una rejilla de Bragg que refleja la señal. La amplificación obtenida por el amplificador es de 2500 veces la señal de entrada, es decir, 33 dB con una potencia de bombeo de 25 mW. Cabe mencionar, que el circuito propuesto es un diseño confiable y muy robusto, además, la facilidad de conseguir los componentes electrónicos, es muy barato para su construcción.

2 Arreglo experimental

En la figura 1 se presenta una configuración de un amplificador de fibra óptica dopada con Erblio en configuración reflectiva. La reflexión es llevada a cabo solo en la señal a amplificar. La señal que viaja por ella se amplifica dos veces, uno cuando viaja por primera vez en la Fibra Dopada con Erblio (Erbium Doped Fiber, EDF) y la segunda vez, cuando es reflejada al final de la EDF. La reflexión de la señal, es llevada a cabo con una rejilla de Bragg. La rejilla de Bragg, aparte de que refleja la señal, elimina el ruido de emisión espontánea amplificada que se propaga con la señal hasta la salida del amplificador. La rejilla de Bragg refleja la longitud de onda central, dejando pasar el espectro de longitud de onda que no coincide con esta longitud de onda. El láser que genera la señal óptica es un láser DFB (Distributed Feedback). El cambio en longitud de onda se hace mediante el cambio

de temperatura en el láser. La longitud de onda de emisión que se genera en este láser debe de coincidir con la longitud de onda de la rejilla de Bragg, en caso contrario, no habrá señal en la salida del amplificador. Este láser tiene una etapa de enfriamiento, para que se lleve a cabo la sintonización en longitud de onda.

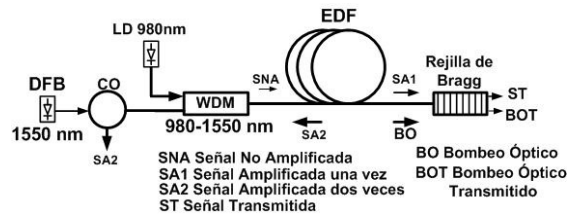


Figura 1. EDFA en configuración reflectiva de señal

En el amplificador se utilizó 10 m de fibra dopada con Erblio con una concentración de 1000 ppm. La longitud de onda central de la rejilla de Bragg es de 1549.1 nm con 100 % de reflexión. El láser que se utilizó fue un láser DFB sintonizable alrededor de 1550 nm, modelo ML976H6F. El enfriador tiene un termistor integrado que a 12 k Ω , corresponde una temperatura de 26 °C en el enfriador y una longitud de onda de emisión del láser de 1551 nm. Para obtener una longitud de onda de 1549.1 nm, se le hace circular una corriente de tal manera que en el termistor tenga un valor en su resistencia de 16 k Ω , que corresponde a una temperatura de 13 °C. En la figura 2, se muestra un esquema del enfriador en el cual el láser DFB está incorporado. El modelo del enfriador que se utilizó es el TCLDM9 de la compañía THORLABS.



Figura 2. Enfriador

3 Diseño del control automático de temperatura

El diseño de esta fuente consta de una conversión de corriente alterna (ca) a una corriente directa (cd), además, proporciona un voltaje de cd regulado.

Dentro del diseño, existe un circuito de control que provoca el cambio de voltaje en la salida del regulador LM317, en función del cambio de la resistencia del termistor del enfriador (figura 3).

El circuito de control contiene el termistor, además, también se encuentran comparadores de voltaje y una red de divisores de voltaje.

El circuito LM317 es un regulador de voltaje variable, es decir, mediante un potenciómetro se cambia el voltaje de salida regulado. Entre la terminal de salida y la terminal de ajuste de este regulador, siempre hay una diferencia de voltaje de 1.2 V. Por lo que el mínimo voltaje que se obtiene con este regulador es de 1.2 V. El voltaje regula-

do de salida es entonces:

$$V_r = 1.2 + V \quad (1)$$

donde, V_r es el voltaje regulado de salida y V es el voltaje en el potenciómetro y se puede determinar mediante la ley de Ohm.

El capacitor c_4 elimina los problemas causados por la existencia de terminales largas entre el rectificador y el LM317 y c_5 elimina las pequeñas variaciones de voltaje que existen cuando el potenciómetro varía su resistencia.

La resistencia R es de 10 k Ω al 1 % de precisión y P es una Resistencia Variable Multivuelta de Precisión (RVMP) de 20 k Ω , todos del mismo valor. El termistor en la figura 4, debe de estar en un valor de resistencia en la cual la longitud de onda del láser DFB debe de coincidir con la longitud de onda de la rejilla de Bragg. La resistencia del termistor se encuentra en un rango de 15.9 k Ω y 17.1 k Ω , y es el rango donde la rejilla de Bragg presenta máxima reflexión. Con esta variación de resistencia se tiene una variación de temperatura de 0.3 $^{\circ}\text{C}$. De acuerdo a esto, las RVMP tienen valores de resistencia de 15.9 k Ω , 16.1 k Ω , 16.4 k Ω , 16.7 k Ω , 16.9 k Ω , 17.1 k Ω , cubriendo el rango en el cual se tiene la máxima reflexión. Cuando el termistor cambia su valor de resistencia, genera un cambio de voltaje en el punto g de la red de la figura 4.

En los puntos $a-f$ se encuentran los voltajes de referencia que son conectados a un comparador de voltaje. Los valores puestos en las RVMP obedecen a que es el rango de resistencia del termistor en el cual la longitud de onda del láser coincide con la longitud de onda de la rejilla de Bragg.

El LM339 es un circuito integrado que contiene cuatro comparadores de voltaje de precisión independientes que han sido diseñados especialmente para ser comparadores de voltaje flexibles. El máximo voltaje de alimentación es de ± 18 volts. Fueron diseñados específicamente para operar con alimentación de voltaje positiva.

Las terminales de entrada son diferenciales (E_d), es decir, si E_d es (+) el interruptor de salida estará abierto y si E_d es (-) el interruptor de salida estará cerrado. La salida de los voltajes de referencia van conectados a la entrada positiva de los comparadores y el voltaje que se genera en el termistor va conectado a la entrada negativa.

Debido a que son una red de 6 divisores de voltaje, se necesitan 6 comparadores de voltaje, ya que con ello se obtiene una mayor sensibilidad en el cambio de corriente en el transistor Q_1 de la figura 3. Cada una de las salidas de los comparadores son conectados a la base de los transistores que se muestran en la figura 5.

La resistencia R_x es la que hace que el voltaje regulado de salida del LM317 sea máximo cuando todos los transistores se encuentran desactivados y por lo tanto habrá una corriente máxima de colector a emisor del transistor Q_1 que circulará por el enfriador.

Cuando un transistor es activado, la resistencia R_x se pone en paralelo con la resistencia de emisor del transistor que se activó y por consiguiente el LM317 experimentará una reducción en su voltaje de salida.

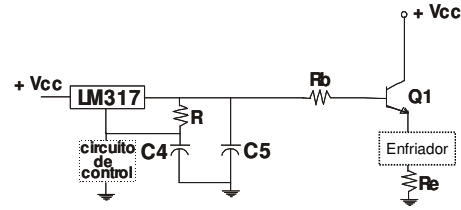


Figura 3. Circuito que alimenta al enfriador

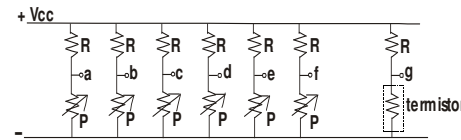


Figura 4. Red de resistencias en paralelo con el termistor.

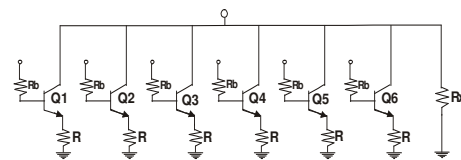


Figura 5. Transistores en paralelo.

Conforme el voltaje del termistor vaya cambiando, los voltajes en la entrada (-) también cambiarán y por lo tanto activarán la salida del comparador e irán por consiguiendo activando los transistores Q_1-Q_6 .

El enfriador es específicamente una montura que controla la temperatura de un diodo láser, la cual, puede ser operada con una gran precisión en el control de temperatura y así poder seleccionar la longitud de onda de un láser sintonizable. Este enfriador tiene la particularidad de que los diodos láseres pueden ser fácilmente montados en él.

4 Conclusiones

Se ha presentado paso a paso el diseño de un circuito que controla automáticamente un enfriador mediante el control de la corriente continua que circula por él. El diseño presentado es fácil de construir, es confiable y barato en su construcción, ya que puede ser construido a base de componentes electrónicos que se encuentran comúnmente en tiendas comerciales electrónicas. La ventaja al utilizarlo en un EDFA en configuración reflectiva, es que es fácilmente incorporable a un arreglo de fibra óptica. La amplificación obtenida por el amplificador es de 2500 veces la señal de entrada con 25 mW en la potencia de bombeo. El ruido de ASE máximo es de 1 mW a una potencia de bombeo de 25 mW.

Agradecimientos

Los autores agradecen al Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez (ITTG), al COCYTECH y al Gobierno del Es-

tado por el apoyo otorgado.

Referencias

1. Ryoza Yamauchi, "Erbium Doped Fiber Amplifiers for 1.55 μm Band and their Key Technologies", *Optoelectronics Devices and Technologies* vol. 10, No 1, pp. 39-54, Marzo 1995.
2. T.C. Liang, N.J. Cheng, and S.C. Hung, "Gain Enhancement in L-Band Gain-Flattened EDFA Using a Reflective-Type Structure", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, no. 5, June 5, 2003, pags. 393-395.
3. S.W. Harun, P.Poopalan, and H. Ahmad, "Gain Enhancement in L Band EDFA Through a Double Pass Technique", *IEEE Photonics Letter*, vol. 14, 2002, pags. 295-297.
4. S.W. Harun, N. Tamchek, and Ahmad, "Gain Clamped L-Band EDFA Using a Fiber Bragg Grating in Two Stage Configuration", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 37, no. 4, May 20, 2003, pags. 265-266.
5. S.W. Harun, N. Tamchek, P. Poopalan, and Ahmad, "Gain Improvement in L-Band EDFA Using Unpumped EDF in Double Pass System", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 36, no. 3, February 5 2003, pags. 154-156.
6. Hongyun Meng, Yange Liu, Weiqing Gao, Hao Zhang, Shuzhong Yuan, and Xiaoyi Dong, "Reflection L-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier-Based on a Fiber Loop Mirror", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 36, no. 6, March 20 2003, pags. 501-503.
7. Qinghe Mao, John W.Y. Lit, "Amplification Enhancement of L Band Erbium-Doped Fiber Amplifiers by Reflection Scheme", *Optics Communication*, no. 201, January 1 2002, pags. 61-69.
8. Balakrishnan Sridhar, Steven P.Bastien, and Harish R.D. Sunak, "Erbium Doped Fiber Power Amplifiers with Pump Reflecting Mirrors in the 800 nm Band", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 8, August 1992, pags. 917-919.
9. Joon Tae Ahn, Min-Yong jeon, Kyong Hon Kim, "Two-Stage Reflective-Type Erbium-Doped Fiber Amplifier With Enhanced Noise Figure Characteristics", *Optics Communication*, vol. 197, 15 september 2001, pags. 121-125.
10. J. L. Camas-Anzueto, E. A. Kuzin, R. Téllez, B. Ibarra E., G. Beltrán, "Caracterización de un Amplificador de Fibra Óptica Dopada con Erblio con Pulsos en Función del Tiempo", *Revista Mexicana de Física*, Vol. 50, no. 1, febrero 2004, págs. 60-63.

Diseño de resonadores ópticos para láseres de estado-sólido de alta potencia

R. Narro, M. Arronte, L. Ponce, E. de Posada y E. Rodríguez

Centro de Investigación en Ciencia Aplicada y Tecnología Avanzada, Unidad Altamira, Km 14.5 Carr. Tampico-Puerto Ind. Altamira 89600, TAMPAS, México; robert_ng@hotmail.com

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010.

Sumario. Se presentan métodos y configuraciones para el diseño de resonadores ópticos en láseres de estado-sólido de alta potencia operando en régimen pulsado de generación libre. Para resonadores de alta potencia emitiendo en el modo fundamental, se propone un método para el diseño de resonadores con zonas de estabilidad unidas. En el caso de resonadores multimodo se introducen dos configuraciones que permiten maximizar la eficiencia total del láser a partir de la compensación del astigmatismo inducido por la excitación de medio activo. La primera de las dos configuraciones consiste en un resonador en anillo triangular. Los resultados de esta configuración se discuten teóricamente, mostrando que es posible compensar el astigmatismo de la lente térmica prácticamente en un 100%, sin embargo, sólo se consigue esta corrección en un rango muy estrecho de potencias de bombeo. La segunda de las configuraciones propone un resonador de doble medio activo, rotando 90 grados uno respecto al otro alrededor del eje óptico, donde cada uno de ellos funciona como una lente astigmática con el mismo poder dióptrico. La caracterización experimental de un resonador con doble medio activo de YAG:Nd diseñado según esta última configuración, corrobora los resultados encontrados teóricamente. Se encuentra que durante el intervalo de potencia para el cual se compensa el astigmatismo, la eficiencia se mantiene constante aún con el incremento de la potencia de excitación y el consecuente aumento del poder dióptrico de la lente térmica

Abstract. Methods and configurations for the design of high power solid-state pulsed laser resonators, operating in free running, are presented. For fundamental mode high power resonators, a method is proposed for the design of a resonator with joined stability zones. In the case of multimode resonators, two configurations are introduced for maximizing the laser overall efficiency due to the compensation of the astigmatism induced by the excitation. The first configuration consists in a triangular ring resonator. The results for this configuration are discussed theoretically, showing that it is possible to compensate the astigmatism of the thermal lens virtually in a 100%; however this is only possible for a specific pumping power. The second configuration proposes a dual-active medium resonator, rotated 90 degree one from the other around the optical axis, where each active medium acts as an astigmatic lens of the same dioptric power. The reliability of this configuration is corroborated experimentally using a YAG:Nd dual-active medium resonator. It is found that in the pumping power range where the astigmatism compensation is possible, the overall efficiency is constant, even when increasing the excitation power with the consequent increase of the thermal lens dioptric power.

Palabras claves. Diseño de resonadores 42.60.Da, estabilidad del resonador 42.60.Lh

1 Introducción

Desde la creación del primer láser de estado sólido desarrollado por Maiman en 1960 y hasta la fecha, se han

realizado diversas investigaciones concernientes al estudio y diseño del resonador láser, debido a que desempeña un papel fundamental en la eficiencia y calidad del haz emitido. La mayoría de estas investigaciones se han

enfocado en el diseño de resonadores maximizando la eficiencia y estabilidad de los mismos en el modo fundamental de oscilación. El primer obstáculo que se presenta en los láseres de estado sólido, para alcanzar este resultado, es el efecto de la lente térmica en el medio activo.^{1,2} Una de las primeras propuestas para corregir dicho efecto consiste en compensar la lente positiva del cristal con un componente óptico divergente que puede ser: una lente negativa, un telescopio o un espejo convexo.³⁻⁶ Con estos métodos se puede llegar a obtener un haz monomodo usando potencias relativamente altas, sin embargo las configuraciones obtenidas son eficientes para un valor específico de la distancia focal de la lente térmica. En 1972 se introduce el concepto del resonador dinámicamente estable,⁷ en el que el radio del haz dentro del medio activo se mantiene estacionario con respecto a las variaciones de la lente térmica. Este tema quedó prácticamente estacionario durante algunos años y en 1986 Magni⁸ analiza por primera vez las condiciones de estabilidad del resonador dinámicamente estable en función de la lente térmica formada en el medio activo, formulando un método para el cálculo de resonadores con volumen fundamental expandido y baja sensibilidad a la desalineación. En este tipo de resonadores se ha mostrado que el rango de estabilidad del poder dióptrico ($1/f$) se puede incrementar por un factor de 2 si se unen las zonas de estabilidad.^{2,9} La desventaja de este método para unir las zonas es que la sensibilidad a la desalineación (S_0) de los espejos es muy alta.

En las investigaciones citadas anteriormente se propusieron diversos métodos para el diseño de resonadores de láseres de estado sólido en modo fundamental en los cuales se asumió que el medio activo era excitado de manera homogénea en régimen continuo o a una tasa de repetición de pulsos alta y por lo tanto se comportaba como una lente delgada positiva. Sin embargo, considerar siempre al medio activo como una lente delgada perfecta en el diseño de resonadores de láseres de estado sólido de emisión multimodo puede ser un gran error. En primer lugar, hay que tomar en cuenta que la distribución del bombeo en el medio activo, no siempre es homogénea para todos los sistemas de excitación.¹⁰ En segundo lugar, hay que considerar las propiedades físicas y ópticas del medio activo. Las mediciones de J. E. Hellström y colaboradores¹¹ mostraron que el cristal de Yb:KGW presenta una lente térmica astigmática. Concluyendo que el factor determinante en la geometría de la lente térmica es la deformación térmica del cristal debida a la expansión térmica.

Ya sea por la distribución del bombeo en el medio activo o por las propiedades del cristal, la formación de una lente astigmática es muy probable, mas en los casos de resonadores multimodos. Por tal motivo es de gran importancia el estudio y la generación de nuevos métodos y configuraciones de resonadores que tomen en cuenta este fenómeno.

En este artículo se presentan métodos y configuraciones propuestas por nosotros para el diseño de resonado-

res ópticos en láseres de estado-sólido de alta potencia. En la sección 2 se resume un método para el diseño de resonadores en modo fundamental con zonas de estabilidad unidas, con este método la sensibilidad a la desalineación se encuentra en el punto mínimo cuando f (distancia focal de la lente térmica) es igual a f_0 (distancia focal de la lente térmica para la cual el radio del haz en el medio activo se mantiene estacionario).

Las secciones 3 y 4 están dirigidas al diseño de resonadores multimodo, estos resonadores permiten maximizar la eficiencia total del láser a partir de la compensación del astigmatismo inducido por la excitación de medio activo.

2 Método para el diseño de resonadores con zonas de estabilidad unidas

Un resonador con medio activo presenta dos zonas de estabilidad, las cuales están separadas por una zona de inestabilidad como se muestra en la recta "b" de la Figura 1. En esta zona, la calidad del resonador láser disminuye notablemente. El objetivo general de este método es reducir esta zona de inestabilidad como se aprecia en la recta "a" de la Figura 1, en la cual, la recta que representa la variación de la distancia focal de la lente térmica pasa exactamente por el origen de los ejes coordenados, de esta forma, el intervalo de estabilidad del resonador se duplica como consecuencia de haber unido las zonas de estabilidad en una sola.

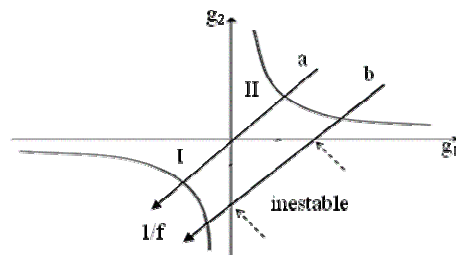


Figura 1. Diagrama de estabilidad de un resonador con lente térmica

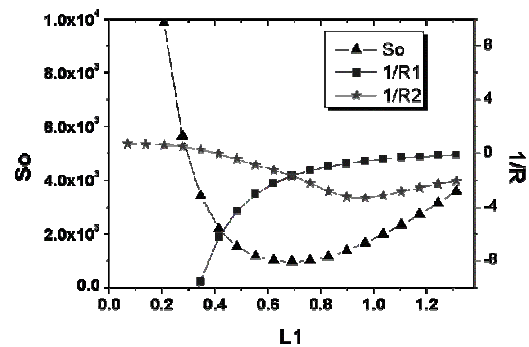


Figura 2. Radios de curvatura $1/R_1$, $1/R_2$ y sensibilidad a la desalineación con respecto a L_1 . El valor de L fue calculado con la ecuación (1). Los parámetros en la curva son: $f_0=0.45\text{m}$; $\lambda=1064\text{nm}$; $L=1.38\text{m}$; $\omega_{30}=1\text{mm}$.

Haciendo un análisis de las ecuaciones utilizadas en la ref. [8], se determinaron las siguientes dos condiciones necesarias para lograr unir las zonas de estabilidad:

$$L \geq \frac{4}{k} \quad (1)$$

$$L_1 = \frac{L \pm (L^2 - 4L/k)^{1/2}}{2} \quad (2)$$

donde L es la longitud total del resonador, L_1 es la distancia del plano principal del medio activo al espejo; λ es la longitud de onda del láser; ω_{30} es el valor estacionario del radio del haz en el medio activo y k es el parámetro de unión, cuando $f = f_0$

$$k = \frac{1}{f_0} + \frac{2\lambda}{\pi\omega_{30}^2} \quad (3)$$

En el caso particular de $L=4/k$, se obtiene un resonador simétrico en el cual $R_1=R_2=R$ (R_i es el radio de curvatura del espejo i), $L_1=L_2=L$ y con una sensibilidad a la desalineación ubicada en el punto mínimo (figura 2).

3 Resonador triangular

En esta sección se propone una configuración de resonador en anillo triangular para compensar el astigmatismo de la lente térmica en el medio activo. Con este tipo de configuración se puede obtener una lente astigmática equivalente a la del medio activo, controlando el radio de curvatura de un espejo cóncavo y el ángulo de incidencia sobre el mismo.

Caso general. El diseño de este resonador se muestra en la Figura 3 en la cual el medio activo (lente f_1) funciona como una lente astigmática con un poder dióptrico proporcional a la potencia de bombeo. Los planos principales para distancias focales suficientemente grandes están ubicados (según la aproximación de primer orden) dentro del cuerpo del medio activo real a una separación constante de $l/2n$, donde: l es la longitud del medio activo y n es su índice de refracción.¹² La lente f_1 ha sido convenientemente orientada según los ejes del astigmatismo.

El espejo cóncavo de distancia focal f_2 puede reducirse a una lente simple astigmática para incidencia “no normal”¹³.

Utilizando los principios físicos para la definición de resonadores estables,¹² se genera el sistema matricial ABCD para un recorrido completo dentro del resonador. En la Tabla I, se describen las matrices ABCD que representan a cada elemento del sistema descrito en la Figura 3. Donde: f_1 representa la lente térmica del medio activo con distancias focales f_x y f_y . f_2 es la distancia focal del espejo cóncavo. L_i son las distancias entre el espejo cóncavo y los planos principales del medio activo

De esta forma, la matriz equivalente a un recorrido completo dentro del resonador es simplemente el producto de cada una de las matrices ABCD que representan el sistema, como se muestra en la siguiente ecuación:

$$MT_1 = Mf_2 \cdot ML_2 \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \quad (4)$$

El resultado de este sistema matricial es una matriz de 4 x 4 y sus elementos se identificarán como se muestra en la ecuación (5)

$$MT_1 = \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} & B_{xx} & B_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} & B_{yx} & B_{yy} \\ C_{xx} & C_{xy} & D_{xx} & D_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} & D_{yx} & D_{yy} \end{bmatrix} \quad (5)$$

Tabla I Representación matricial de algunos componentes ópticos	
ML_i : Distancia en el espacio libre $i=1,2,M$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 & L_i & 0 \\ 0 & 1 & 0 & L_i \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	MR_i : Espejo esférico con curvatura $R_i; i=1,2$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R_i} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{2}{R_i} & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Mf₁ : Lente con distancia focal f_1 $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_x} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f_y} & 0 & 1 \end{bmatrix}$	ML : Lente con distancia focal f (rotada 90 grados) $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_y} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f_x} & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Mf₂ : Lente delgada con inclinación $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \frac{-1}{f_2 \cos \theta} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \frac{-\cos \theta}{f_2} & 0 & 1 \end{bmatrix}$	

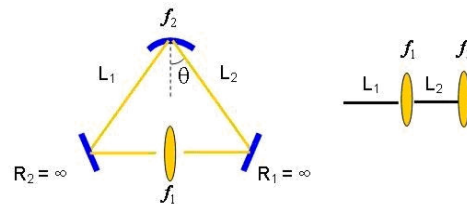


Figura 3. Resonador triangular

La condición de estabilidad se define como:¹⁴

$$-1 < \frac{A_{xx} + D_{xx}}{2} < 1 \quad (6)$$

$$-1 < \frac{A_{yy} + D_{yy}}{2} < 1 \quad (7)$$

donde: A_{xx} , D_{xx} , A_{yy} y D_{yy} son los elementos resultantes de la matriz MT_1 . El radio ω_0 y la posición z de la cintura del haz son en general diferentes en el plano sagital y tangencial para un haz astigmático,¹⁵ como se observa en las ecuaciones (8)-(11).

Plano tangencial:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi|C_{xx}|} \cdot \sqrt{4 - (A_{xx} + D_{xx})^2} \quad (8)$$

$$z = \frac{A_{xx} - D_{xx}}{2C_{xx}} \quad (9)$$

Plano Sagital:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi|C_{yy}|} \cdot \sqrt{4 - (A_{yy} + D_{yy})^2} \quad (10)$$

$$z = \frac{A_{yy} - D_{yy}}{2C_{yy}} \quad (11)$$

El orden de multiplicación de las matrices MT_i determina la posición del plano de referencia dentro de la cavidad. Según la ecuación (4), la posición de la cintura se localiza en la sección L_1 . Al evaluar las ecuaciones (9) y (11), $z > 0$ indica que la posición de la cintura del haz se encuentra a la derecha del plano de referencia, donde según con MT_1 :

$$A_{xx} = 1 - \frac{L_2}{f_x} \quad (12) \quad A_{yy} = 1 - \frac{L_2}{f_y} \quad (13)$$

$$C_{xx} = -\frac{1}{f_x} - \frac{1}{f_2 \cos\theta} \left(1 - \frac{L_2}{f_x}\right) \quad (14)$$

$$C_{yy} = -\frac{1}{f_y} - \frac{\cos\theta}{f_2} \left(1 - \frac{L_2}{f_y}\right) \quad (15)$$

$$D_{xx} = L_1 \left(\frac{L_2}{f_2 f_x \cos\theta} - \frac{1}{f_2 \cos\theta} - \frac{1}{f_x} \right) + 1 - \frac{L_2}{f_2 \cos\theta} \quad (16)$$

$$D_{yy} = L_1 \left(\frac{L_2 \cos\theta}{f_2 f_y} - \frac{\cos\theta}{f_2} - \frac{1}{f_y} \right) + 1 - \frac{L_2 \cos\theta}{f_2} \quad (17)$$

Método para la compensación del astigmatismo en un resonador triangular. En esta sección se describe el método derivado de esta investigación para la compensación del astigmatismo de un resonador triangular en la sección L_1 de la Figura 3, considerando que el astigmatismo de la lente térmica se compensa al 100% cuando el radio y la posición de la cintura del haz del plano tangencial coinciden con la del plano sagital.

Una de las formas de hacer coincidir la posición de la cintura del haz en el plano sagital con la posición de la cintura del haz en el tangencial es igualando la lente térmica en el medio activo con la del espejo cóncavo ($f_1 = f_2$), esto es:

$$f_x = f_2 \cos\theta \quad (18)$$

$$f_y = \frac{f_2}{\cos\theta} \quad (19)$$

Esto se puede comprobar al sustituir las ecuaciones (12), (14) y (16) en (9) y las ecuaciones (13), (15) y (17) en la ecuación (11) teniendo como resultado:

$$z_1 = z_2 = L_1 / 2. \quad (20)$$

Para lograr la compensación total del astigmatismo en la sección L_1 es necesario igualar el radio de la cintura

del haz del plano sagital con la del tangencial. Por lo tanto el astigmatismo se corrige cuando se resuelven las ecuaciones (8) y (10) para L_2 , es decir:

$$\omega_{0,1T} = \omega_{0,1S} \quad (21)$$

La solución de la ecuación (21) se puede escribir en un polinomio de grado 5, que puede ser resuelto con la ayuda de algún programa matemático.

$$aL_2^5 + bL_2^4 + cL_2^3 + dL_2^2 + eL_2 + f = 0 \quad (22)$$

Donde:

$$a = 4 \left(\frac{1}{f_y^4 f_x^3} - \frac{1}{f_x^4 f_y^3} \right) \quad (23)$$

$$b = 4L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y^3} - \frac{1}{f_y^4 f_x^3} \right) + 8 \left(\frac{1}{f_x^4 f_y^2} - \frac{1}{f_y^4 f_x^2} \right) \quad (24)$$

$$c = 16 \left(\frac{1}{f_y^3 f_x^2} - \frac{1}{f_x^3 f_y^2} \right) + 12L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y^2} - \frac{1}{f_y^4 f_x^2} \right) \quad (25)$$

$$d = 8L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y} - \frac{1}{f_y^4 f_x} \right) + 32L_T \left(\frac{1}{f_x^3 f_y^2} - \frac{1}{f_y^3 f_x^2} \right) \quad (26)$$

$$e = 32L_T \left(\frac{1}{f_x^3 f_y^2} - \frac{1}{f_y^3 f_x^2} \right) + 8L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y} - \frac{1}{f_y^4 f_x} \right) \quad (27)$$

$$f = 32L_T \left(\frac{1}{f_x^2 f_y} - \frac{1}{f_y^2 f_x} \right) \quad (28)$$

$$L_T = L_1 + L_2 \quad (29)$$

De las cinco raíces de este polinomio se descartarán los números complejos. Los valores reales de $L_2 < L_T$ que cumplan con la ecuación (21) serán las raíces elegidas que representarán las distancias L_1 y L_2 del resonador triangular.

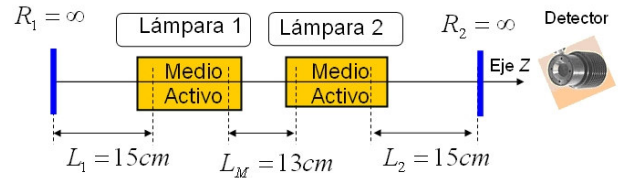


Figura 4. Dimensiones del resonador experimental con doble medio activo.

4. Resonador con doble medio activo

En esta sección se propone un método original para el diseño de resonadores multimodo con doble medio activo. Este método está enfocado en compensar el astigmatismo de la lente térmica generada por cada medio activo.

Caso general del resonador con doble medio activo. Se considera un resonador de doble medio activo como se muestra en la Figura 4. Ambos medios activos poseen las mismas características. Son excitados de forma sincronizada y bajo el mismo sistema de enfriamiento. Por lo tanto cada medio se comporta como una lente astigmática del mismo tipo. La solución para compensar el astigmatismo consiste en rotar uno de los cabe-

zales 90 grados con respecto al otro. Un análisis matricial similar al desarrollado en la sección 3 se puede llevar a cabo para analizar dicho resonador.

La matriz que describe el resonador de la Figura 4 en un recorrido completo es la siguiente (en la Tabla 1 se encuentra la descripción de las matrices utilizadas):

Evaluando en el brazo L_1 ,

$$MT_2 = ML_1 \cdot Mf_1 \cdot ML_M \cdot M \perp \cdot ML_2 \cdot MR_2 \cdot ML_2 \cdot M \perp \cdot ML_M \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \cdot MR_1 \quad (30)$$

Evaluando en el brazo L_2

$$MT_3 = M \perp \cdot ML_M \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \cdot MR_1 \cdot ML_1 \cdot Mf_1 \cdot ML_M \cdot M \perp \cdot ML_2 \cdot MR_2 \cdot ML_2 \quad (31)$$

Método para la compensación del astigmatismo en un resonador con doble medio activo. Evaluando las ecuaciones (30) y (31) numéricamente para un sistema simétrico con $R_1=R_2=R$, $L_1=L_2=L$, $L_M=0$ y sustituyendo los elementos de las matrices MT_2 y MT_3 en las ecuaciones (8),(9),(10) y (11) respectivamente, se puede apreciar que las posiciones y los radios de la cintura del haz son las mismas tanto para el plano tangencial como para el sagital y se encuentran justo en los extremos del resonador. Con esto se consigue una compensación total del astigmatismo en la sección L_1 y L_2 del resonador.

Desafortunadamente este tipo de configuración es muy difícil de conseguir desde el punto de vista técnico, debido a que es casi imposible alinear los medios activos a una distancia $L_M=0$. Si el valor de L_M se incrementa, las posiciones de la cintura del haz tanto del plano tangencial como del plano sagital se mantienen iguales, pero la diferencia que existe entre los radios de la cintura del haz de cada plano aumenta.

Lo anterior se muestra en la Figura 5, donde el eje vertical representa el porcentaje de astigmatismo, definido por la ecuación (32) y el eje horizontal representa la variación de la distancia L_M que existe entre los medios activos.

$$\text{Porcentaje de Astigmatismo} = \left[\frac{\omega_{0S} - \omega_{0T}}{\omega_{0S}} \right] \cdot 100 \quad (32)$$

Donde ω_{0S} y ω_{0T} son el resultado de sustituir los elementos de las matrices MT_2 o MT_3 en las ecuaciones (8) y (10) al variar la distancia L_M . En esta figura se aprecia que el porcentaje de astigmatismo es directamente proporcional a la distancia que existe entre los medios activos L_M .

Resultados experimentales. Con el propósito de comprobar los resultados obtenidos teóricamente en relación a la compensación del astigmatismo en resonadores con doble medio activo, se realizó una comparación de la eficiencia de emisión del láser entre dos resonadores simétricos (Figura 4 y Tabla II).

Los medios activos son excitados de forma sincronizada, cada uno de ellos a través de una lámpara de xenón que proporciona pulsos de 200 μ s de duración, en una cavidad elíptica. La potencia de bombeo (P_{in}) se varió

hasta 1.6 kW por medio de la frecuencia de disparo. Como se aprecia en la Tabla II ambos resonadores poseen las mismas distancias y radios de curvatura, conservando como única diferencia la orientación de los cabezales (aspecto esencial para lograr la compensación).

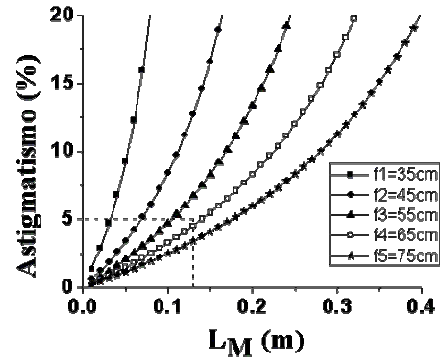


Figura 5. Relación entre el porcentaje de Astigmatismo y la distancia L_M entre los medios activos. Cada curva representa un distinto valor de la distancia focal de la lente térmica señalada en la gráfica en (cm). En este caso $L_1=L_2=15$ cm y $R_1=R_2=\infty$

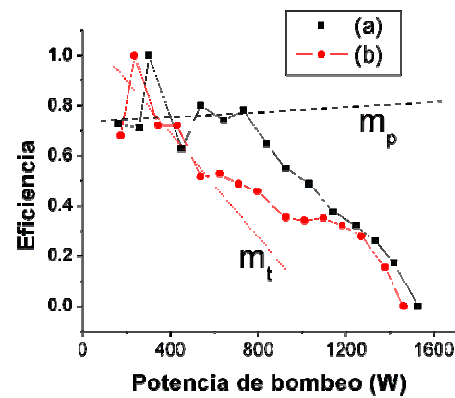


Figura 6. Relación de la potencia de bombeo y la eficiencia normalizada de los dos resonadores. (a)Resonador propuesto (rotación de los cabezales a 90°). (b)Resonador tradicional. Las líneas rectas m_p y m_t muestran la tendencia de la eficiencia del resonador propuesto y tradicional respectivamente.

TABLA II		
Dimensiones de los resonadores experimentales		
	(a) Resonador tradicional	(b) Resonador propuesto
Medio Activo	2 cristales de YAG:Nd (6.3 mmx100 mm)	2 cristales de YAG:Nd (6.3 mmx100 mm)
L_1	15 cm	15 cm
L_2	15 cm	15 cm
L_M	13 cm	13 cm
R_1	Infinito	Infinito
R_2	Infinito	Infinito
Orientación de los cabezales	Arbitraria	90 grados con respecto al otro

El valor de la distancia L_M se determinó en base a la

relación representada en la Figura 5, en la que se muestra que para valores de L_M menores de 13 cm el astigmatismo (con distancias focales: $f_x=0.75\text{cm}$, $f_y=0.95\text{cm}$) se corrige en un 95%. Para la medición de la potencia de emisión (P_{out}) del láser, se utilizó el potenciómetro PM213 de Thorlabs.

Es importante señalar que los valores de las distancias L_1 , L_2 y los radios de curvatura R_1 y R_2 no influyen de manera directa en la compensación del astigmatismo, siempre y cuando se mantenga la condición de simetría del resonador:

$$L_1 = L_2 = 15 \text{ cm} \quad \text{y} \quad R_1 = R_2 = \infty \quad (33)$$

Los resultados de la eficiencia ($P_{\text{in}}/P_{\text{out}}$) de ambos resonadores se muestran en la Figura 6. En el resonador tradicional se puede apreciar que la eficiencia se mantiene con pendiente negativa durante todo el rango de variación de la potencia de bombeo. Mientras que la eficiencia del resonador propuesto se mantiene casi constante para valores de la potencia de bombeo menores a 800 W (pendiente =0.02). Este cambio en el comportamiento de la curva de eficiencia del resonador propuesto se atribuye a la compensación del astigmatismo que se logra al rotar los cabezales.

Es verdad que cada medio activo se comporta como una lente con las mismas características para cualquier intervalo de potencia pues es excitado sincronizadamente y en iguales condiciones. No obstante la distancia L_M entre los medios activos es fija para un determinado resonador, lo cual impone la condición que el astigmatismo se compense solamente para un intervalo de potencia de bombeo como se muestra en los resultados experimentales (Figura 6).

5 Conclusiones

El método propuesto en la sección II para el diseño de resonadores en modo fundamental facilita la obtención de los parámetros necesarios para unir las zonas de estabilidad. Con este método el rango de variación del poder dióptrico en la zona estable se duplica y se mantiene baja la sensibilidad a la desalineación de los espejos.

Teóricamente se demostró que en un resonador tipo anillo triangular el astigmatismo se compensó para un valor único de la lente térmica. Dicha compensación solo es posible en una de las secciones del resonador (sección L_1 o sección L_2). En este caso la posición de la cintura del haz tanto del plano sagital como tangencial se encuentran en el punto medio de dicha sección.

En un resonador simétrico con doble medio activo la compensación del astigmatismo se logra en ambas sec-

ciones del resonador. El porcentaje de astigmatismo es directamente proporcional a la distancia que existe entre los medios activos (L_M). Se demuestra experimentalmente que en el intervalo de potencia para el cual se compensa el astigmatismo, la eficiencia se mantiene constante aún con el incremento de la potencia de bombeo.

Referencias

1. W. A. Clarkson, "Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers," *Journal of Physics D: Applied Physics* 34, 2381-2395 (2001).
2. G. Cerullo, S. Silvestri, V. Magni, and O. Svelto, "Output power limitations in CW single transverse mode Nd: YAG lasers with a rod of large cross-section," *Optical and Quantum Electronics* 25, 489-500 (1993).
3. L. M. Osterink, and J. D. Foster, "Thermal effects and transverse mode control in a Nd:YAG laser," *Applied Physics Letters* 12, 128-131 (1968).
4. D. C. Hanna, C. G. Sawyers, and M. A. Yuratic, "Telescopic resonators for large-volume TEM00-mode operation," *Optical and Quantum Electronics* 13, 493-507 (1981).
5. C. Stickley, "7B2--Laser brightness gain and mode control by compensation for thermal distortion," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-2, 511-518 (1966).
6. J. Schwarz, M. Ramsey, D. Headley, P. Rambo, I. Smith, and J. Porter, "Thermal lens compensation by convex deformation of a flat mirror with variable annular force," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 82, 275-281 (2006).
7. J. Steffen, J. P. Lortscher, and G. Herziger, "Fundamental mode radiation with solid-state lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-8, 239-245 (1972).
8. V. Magni, "Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability," *Appl. Opt.* 25, 107-117 (1986).
9. V. Magni, G. Valentini, and S. Silvestri, "Recent developments in laser resonator design," *Optical and Quantum Electronics* 23, 1105-1134 (1991).
10. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, New York, 2006).
11. J. E. Hellström, S. Bjurshagen, and V. Pasiskevicius, "Laser performance and thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW with athermal orientation," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 83, 55-59 (2006).
12. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science books, California, 1986).
13. R. Menzel, *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter* (Springer, New York, 2001).
14. V. R. Kushnir, A. N. Nemkov, and N. V. Shkunov, "Influence of the resonator geometry on the output power of a laser with several active elements," *Soviet Journal of Quantum Electronics* 5, 713-715 (1975).
15. A. Yariv, *Optical Electronics* (CBS College Publishing, Philadelphia, 1991).

Libs y limpieza con láser aplicada a la conservación de objetos rescatados de la corbeta HMS Swift

N. Pérez Zoloza, A. Orsetti^b y G. M. Bilmes^c

Centro de investigaciones Ópticas (CONICET-CIC), La Plata, Argentina; nataliapz@ciop.unlp.edu.ar

b) Museo Municipal Mario Brozowski, Puerto Deseado, Santa Cruz y Área de Conservación y Restauración- DGPeIH-SPC-MC-Gobierno de la Ciudad de Buenos Aires; aaorsetti@yahoo.com.ar

c) Centro de Investigaciones Ópticas (CONICET-CIC) y Universidad Nacional de La Plata, Ciudad de La Plata, gabrielb@ciop.unlp.edu.ar

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010

Sumario. El 13 de marzo de 1770, como consecuencia de una tormenta, la corbeta de guerra HMS SWIFT quedó encallada y se hundió en la costa patagónica de la Ría Deseado, Provincia de Santa Cruz, Argentina. La corbeta fue construida por el ejército británico en 1762. En 1982 un grupo de jóvenes estudiantes descubrió el pecio de la corbeta. Desde entonces arqueólogos han rescatado más de 500 objetos que pertenecen ahora al Museo Municipal Mario Brozowski ubicada en la ciudad de Puerto Deseado, Santa Cruz, Argentina, organismo encargado de su conservación. Utilizando la técnica LIBS (*laser induced Breakdown spectroscopy*), en este trabajo se ha identificado la composición de ocho piezas de metal rescatadas de la corbeta, a fin de poder aplicarles los tratamientos de conservación adecuados. Asimismo se ha realizado la limpieza láser de algunos de esos objetos, en particular hebillas y piezas de plata.

Abstract. On March 13, 1770, as a consequence of a storm the war corvette H.M.S. SWIFT strand and sink at the Patagonian coast in the Deseado Ria, Santa Cruz, Argentina. The corvette was build by the british army in 1762 and it was a small and light ship. On 1982 a group of enthusiastic students discovered the corvette. Since that time more than 500 objects were rescued and belong now to the Museo Municipal Mario Brozoki located in the city of Puerto Deseado, Provincia de Santa Cruz, Argentina, who is in charged of the conservation of the pieces.

In this work has identified the composition of eight pieces of metal using the LIBS (*laser induced breakdown spectroscopy*) in order to implement the appropriate conservation treatment. It also has the laser cleaning of some of these objects, including buckles and silver pieces.

Palabras clave. LIBS 42.62.Fi, laser cleaning 42.62.Cf.

1 Introducción

La espectroscopía de plasmas inducida por láser, LIBS^{1,2} (*Laser Induced Breakdown Spectroscopy*) es una técnica basada en la ablación de la muestra mediante un pulso láser de relativamente corta duración y suficiente fluencia para producir un plasma. Analizando espectroscópicamente la luz emitida en dicho plasma por las especies que componen el mismo, se puede identificar la compo-

sición elemental de la muestra.

En este trabajo se aplicó la técnica LIBS para la identificación de la composición elemental de objetos pertenecientes a la Corbeta de guerra británica HMS SWIFT. En algunos casos se realizó además la limpieza láser de los mismos.

El 13 de marzo de 1770, como consecuencia de una tormenta, la corbeta de guerra HMS SWIFT quedó encallada y se hundió en la costa patagónica de la Ría Desea-

do, en la Provincia de Santa Cruz, Argentina. Esta corbeta fue construida por el ejército británico en 1762. En 1982 un grupo de jóvenes estudiantes descubrió el pecio de la corbeta. Desde entonces más de 500 objetos fueron rescatados por arqueólogos del Instituto Nacional de Antropología y Pensamiento Latinoamericano y pertenecen ahora al Museo Municipal Mario Brozoski ubicado en la ciudad de Puerto Deseado, Provincia de Santa Cruz, Argentina, quien es el encargado de la conservación de los objetos.

Para proceder adecuadamente a la conservación de algunos de los objetos rescatados se requiere previamente la identificación de los materiales que lo constituyen³. Esto es difícil de realizar en forma directa cuando se trata, como en este caso, de objetos que tienen un alto grado de corrosión y concreciones que lo recubren.

La técnica LIBS es una técnica microdestructiva, adecuada para resolver este tipo de problemas ya que posee importantes ventajas sobre otras técnicas analíticas convencionales, especialmente en aplicaciones a piezas únicas de valor patrimonial, como por ejemplo objetos arqueológicos⁴. Entre estas ventajas se destacan: las muestras no requiere preparación previa (el análisis se puede realizar directamente sobre el propio objeto, que puede tener cualquier forma y dimensión). Además, permite un estudio en profundidad caracterizando la composición de capas. Es fácilmente aplicable y especialmente apta para trabajo de campo sobre todo cuando se requiere un análisis cualitativo o semicuantitativo rápido y sencillo.

2 Experimental

La configuración experimental empleada en este trabajo puede verse en la figura 1. Se utilizó un láser pulsado Nd:YAG marca Surelite modelo Continuum, ancho de pulso 7 ns, emisión en la longitud de onda fundamental (1064 nm) y una energía de 100 mJ. El mismo láser se utilizó para la limpieza de los objetos.

Para la detección y análisis del plasma generado por el pulso láser se empleó un espectrómetro Ocean Optics HR2000 + ES de alta resolución que integra un convertidor analógico digital (A/D) y un detector 2048-CCD de 2048 píxeles. Esta combinación hace que el espectrómetro sea rápido y proporcione una resolución de aproximadamente 1 nm, en un rango de detección de 200-1100 nm. Todo el sistema es manejado desde una PC portátil.

Muestras analizadas. Las muestras estudiadas fueron rescatadas de la corbeta Swift. Se trata ocho objetos metálicos: 3 cucharas, 1 trozo de metal, 1 bisagra y 3 hebillas de zapatos, los cuales presentan corrosión y capas de concreción propias de las condiciones a las que estuvieron sujetas.

3 Resultados y discusión

Análisis espectral. Dado que los objetos presentaban

una capa de concreción, se realizó un análisis de esa capa pulso a pulso hasta llegar al sustrato. Cabe mencionar que cada vez que incide un pulso del láser sobre la superficie, se extrae una porción del material que compone la misma.

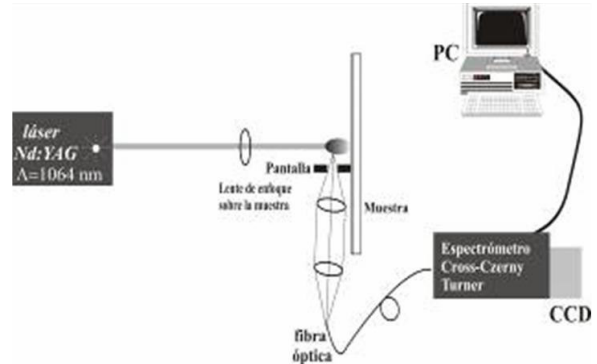


Figura 1. Esquema experimental utilizado



Figura 2. Detalle de la Cuchara N° 59 y espectros correspondientes a la concavidad y al eje del mango, donde se detallan las líneas características de los elementos constitutivos. Material: Plata y cobre.

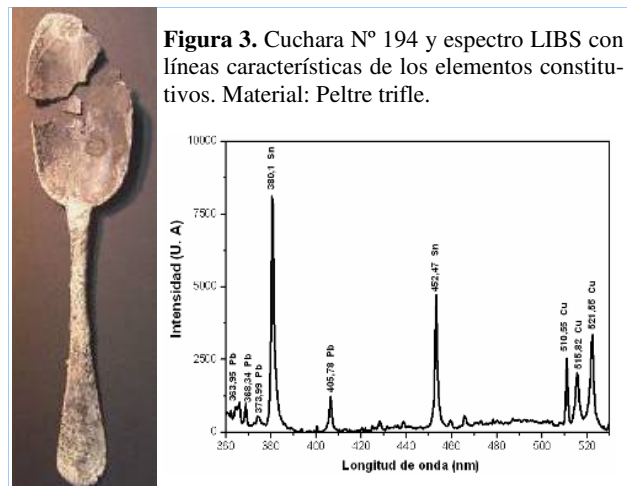
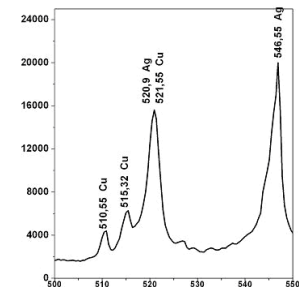
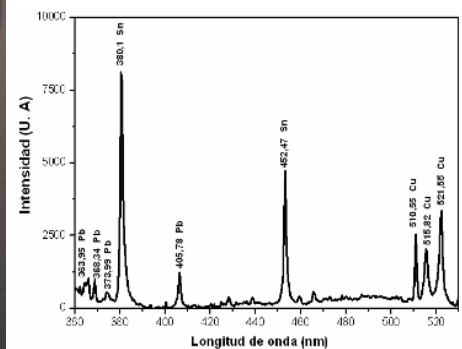


Figura 3. Cuchara N° 194 y espectro LIBS con líneas características de los elementos constitutivos. Material: Peltre trifile.



De este modo si el láser incide siempre en un mismo punto de la superficie, se puede realizar un análisis por capas, ya que el plasma generado por cada pulso estará compuesto por el material de cada nueva superficie ablacionada. El análisis composicional de la capa de concreción mostró que esta compuesta principalmente por Ca, con presencia de Na, Mg, K., no observándose variaciones significativas de estos elementos en el espesor de la capa. La composición de esta capa de concreción confirma, como era de esperar, que su naturaleza es esencialmente marina, originada por las condiciones a las que el material estuvo sometido en los últimos 200 años.

En cuanto a los sustratos, los elementos más representativos que se encontraron en los distintos objetos fueron: Ag, Cu, Sn, Pb Zn, solos o combinados entre si. En las figuras 2-8 se muestran los objetos estudiados y su correspondiente espectro LIBS con las principales líneas características de cada elemento constitutivo.

Es importante mencionar que los elementos tales como Sn, Cu, Pb y Zn aleados conforman un metal denominado Peltre, de color blanco grisáceo. El elemento mayoritario del Peltre es el Estaño (Sn) y el agregado de mayor o menor proporción de cobre (Cu), Plomo (Pb) y otros elementos esta relacionado con la dureza requerida por el tipo de pieza. Dependiendo de las proporciones de estos elementos y del tipo de aplicación se reconocen varios tipos de Peltre. En el caso de cubiertos y vajilla se identifican dos tipos:

- Peltre Fino: Compuesto de 96-99% de estaño y 1-4% de cobre. Utilizado en vajilla fina
- Peltre Trifle: Compuesto de 92% de estaño, 1-4% de cobre y más del 4% de plomo. Utilizado en cubiertos y vajilla rustica.

En la tabla 1 se detallan todos los objetos analizados y su composición.

Con la información obtenida se procedió a realizar las tareas de conservación y restauración de los objetos. En algunos casos como en el de las hebillas, el trozo de plata y el eje del mango de la cuchara N° 59 se realizó la limpieza con láser.^{4,5} La figura 5 muestra una hebillas antes y después de la limpieza con láser.

4 Conclusión

En este trabajo se ha aplicado la técnica LIBS para identificar la composición de 8 objetos metálicos rescatados de la corbeta británica HMS Swift, hundida en las costas patagónicas en 1770, con el fin de poder realizar un diagnóstico adecuado para su conservación y restauración. Los resultados obtenidos muestran que la técnica LIBS es sumamente apropiada para este tipo de aplicaciones en las que se requiere respetar la integridad física del objeto y a la vez un análisis rápido, cualitativo o semicuantitativo de su composición.

Asimismo se ha mostrado que la limpieza láser de piezas de plata y bronce puede resultar una opción efectiva, alternativa a los métodos tradicionales de limpieza

con la ventaja de ser más rápida, no contaminante y de no generar subproductos que actúen sobre el objeto a posteriori.

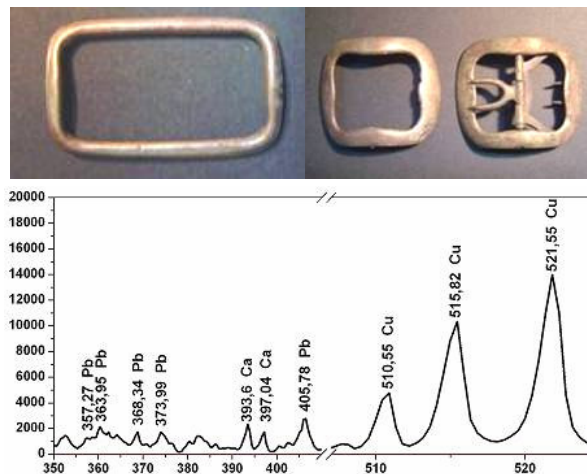


Figura 4. Hebillas 1, 2, 3 y Espectro característico de las hebillas con líneas de los elementos constitutivos.

Objeto	Composición
Cuchara N° 59 concavidad	Ag, Cu
Cuchara N° 59 eje mango	Ag, Cu
Cuchara N° 60	Ag
Cuchara N° 194	Peltre Trifle (Sn, Pb, Cu)
Hebillas 1	Pb, Cu
Hebillas 2	Pb, Cu
Hebillas 3	Pb, Cu
Bisagra	Ag, Cu
Trozo de metal	Ag



Figura 5. Limpieza con láser realizada a una hebillas. Antes (izq.) y después (der.) de limpiada.

Agradecimiento

Los autores agradecen al Lic. Fernando Alvira por su colaboración en las medidas y el análisis de los resultados y a la Directora del Museo Municipal MarioBrozoski, Sra. Griselda Bueno. N.PZ es becaria de la ANPCyT de Argentina. GMB es Investigador de la CIC-BA y profesor de la UNLP.

Referencias

1. D.A. Cremers and L. J. Radziemski, "Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy". John Wiley y Sons, Ltd. 2006

2. A. W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter. "Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) Fundamental and applications". Cambridge University Press. 2006.

3. A.A. Serafetinides, E. Drakaki, I. Zergioti, C. Vlachou-Mogire, N. Boukos. "Experimental study on the use of laser cleaning of silver plating layers in Roman coins". Laser in con-

servation of Artworks-Castillejo et al. (eds). 2008 Taylor & Francis group, London, ISBN 978-0-415-47596-9.

4. D. Aglos, "Laser-Induced Breakdown Spectroscopy in art and Archaeology" Applied Spectroscopy, vol 55, N°6, 186-205, 2001.

5. C. Korember, A. M. Baldwin, R. Pouli, "Investigating the laser cleaning of archaeological cooper alloys using deferente laser system" Laser in conservation of Artworks-Castillejo et al. (eds.) 2008 Taylor & Francis group, London, ISBN 978-0-415-47596-9.



Sensor láser con rejillas de Bragg de fibra óptica para la medición de parámetros físicos

R. Vázquez^a, C. García^a, M. May^b, F. Méndez^b y J. Camas^c.

a) Escuela de Ingeniería Ambiental, Universidad de Ciencias y Artes de Chiapas, Tuxtla Gtz., Chiapas, México. ravsa100@hotmail.com[†]

b) Universidad Autónoma del Carmen, Ciudad del Carmen, Cam. México. mmay@pampano.unacar.mx

c) Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez, Tuxtla Gtz, Chiapas, México.

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010

Sumario. Se presenta el arreglo de un sensor de fibra óptica que puede ser aplicado para la medición de parámetros físicos, el cual es caracterizado como un sensor de alarma de temperatura. El sistema óptico es un láser de fibra que utiliza un amplificador óptico empotrado entre dos rejillas de Bragg y un láser semiconductor de bombeo. Se utiliza, además, un sistema electrónico que está compuesto por un sistema de adquisición de datos que utiliza un PIC (circuito integrado programable) y una fuente de voltaje que alimenta a una celda Peltier. Las dos rejillas que se utilizan tienen diferente longitud de onda de reflexión y bajo condiciones normales no existe traslape de sus respectivos espectros, por lo tanto, no existe emisión láser. Cuando la temperatura de la rejilla con menor longitud de onda de reflexión se incrementa, su longitud de onda de reflexión o de Bragg aumenta, dando como resultado que se empieza a generar una emisión láser en la terminal de monitoreo. De esta manera, en el momento cuando las longitudes de onda de reflexión de las rejillas se acoplan, existe un incremento en la intensidad del láser lo cual es aprovechado para aplicaciones como un sensor de alarma de temperatura. Para cambiarle la temperatura a la rejilla de Bragg se utilizó una celda Peltier, la cual genera un cambio de temperatura gradual hacia mayores o a menores temperaturas.

Abstract. We present the operation of a fiber laser sensor made by an Er-bium Doped Fiber pumped at 980nm, an 4.23 km passive fiber and two fiber Bragg gratings placed at the ends of the laser cavity. Under normal conditions, the Bragg gratings have different reflection wavelengths and laser emission is not generated. The two Bragg gratings can be placed at the same reflection wavelength when the grating with the lowest reflective wavelength increases their temperature which can be used as a sensor element. The laser generation thus shows that the Bragg grating is increasing their temperature. We used a Peltier cell in order to gradually change the temperature.

Palabras clave. Láseres de fibra 42.55.Wd, Sensores 42.81.Pa, Resonadores 42.60.Da.

1 Introducción

Las fibras ópticas han aportado un importante mejoramiento en el desarrollo de la industria de las telecomunicaciones, así como en el área de sensores desde hace ya más de tres décadas¹⁻⁴. Debido a que se necesita seguir

obteniendo mayor aprovechamiento de las características especiales que tiene la fibra óptica, se han construido dispositivos de fibras ópticas tales como acopladores WDM's (Wavelength Division Multiplexing), filtros, amplificadores, que han contribuido al desarrollo de sistemas de fibras ópticas debido a que son intrínsecamente de baja

la fibra y que coincida con esta longitud de onda, será reflejada por la rejilla R2.

La relación 90/10 del acoplador divisor significa que si en el punto S2 se tiene un 100% de intensidad de señal óptica, en la terminal S3 se tendrá un 10% y el otro 90% seguirá la ruta hacia la rejilla de Bragg R2. De igual forma, de la luz que es reflejada por la rejilla R2 solo el 10% del total de intensidad será detectada en S4, el 90% restante seguirá hacia el WDM. Las puntas libres de las dos rejillas son inmersas en glicerina, el cual es un líquido que acopla el índice de refracción de la fibra con el del aire, evitando con esto que exista luz que se refleje hacia la rejilla y degrade el funcionamiento del sistema.

En la terminal S3 fue colocado un fotodetector 818-IG de InGaAs con un rango de detección desde 800 hasta 1650 nm. Esto significa que todas las señales ópticas que se encuentren dentro de este rango pueden detectarse. La señal generada por el láser es detectada y convertida a variaciones de corriente por el fotodetector (transductor). Un pre-amplificador convierte estas variaciones de corriente a variaciones de voltaje dándole una amplificación apropiada para ser enviadas al microcontrolador (PIC).

En la figura 2 se observa el arreglo experimental completo en donde se muestra, además del sistema óptico, un sistema electrónico que adquiere datos de dos sensores de semiconductor (LM35). Estos sensores miden la temperatura a la que se encuentran las dos rejillas. Se puede ver que la rejilla R2 siempre está a temperatura constante (ambiente) y la rejilla 1 se encuentra a una temperatura que va de acuerdo a la temperatura de la celda Peltier. También, el sistema electrónico adquiere datos de la señal de salida del láser (terminal S3) los procesa y los envía a una computadora para poder ser analizados. La celda Peltier es un dispositivo termoeléctrico que convierte un flujo de corriente en calor. Por dimensiones tiene: 4 cm de longitud, 4 cm de ancho y 1 cm de espesor. La celda esta compuesta de material semiconductor y tiene dos caras. Cuando una de las caras esta calentándose, la otra se esta enfriando, todo esto debido a que existe una transferencia de temperatura de una cara a otra. La celda requiere una fuente de 15 Voltios y una corriente máxima de 4 Amperes.

Para activar a las celdas Peltier, fue necesario construir una fuente de voltaje. Esta fuente consiste, además del sistema rectificador, de dos relevadores manejados por una señal del microcontrolador para con ello lograr que la polaridad del voltaje aplicado a la celda Peltier cambie y que con ello la cara que se estaba calentando ahora se enfríe. Esto es importante, ya que para cada prueba que se realiza, se necesita que la celda Peltier regrese rápidamente a una temperatura baja y con ello se tengan varios resultados con las mismas condiciones.

La comunicación entre el microcontrolador y la PC es una comunicación serie de alta velocidad a una tasa de transferencia de 9600 bits por segundo.

3 Funcionamiento

Al momento de empezar a bombear a la fibra dopada, se genera una inversión de población y se empieza a generar una señal óptica espontánea aleatoria con un ancho de banda que va de 1520 a 1560 nm. Esta señal espontánea es generada por la fibra dopada y es transmitida en ambas direcciones hacia las dos rejillas. Debido a que las dos rejillas tienen diferente longitud de onda de reflexión sus espectros reflejados nunca se traslapan y por lo tanto bajo esas condiciones no se genera una emisión láser. Para que se genere una emisión láser es necesario que los dos espectros coincidan y una forma de lograrlo es cambiándole la temperatura a la rejilla que tiene menor longitud de onda de reflexión. Así, si se empieza a calentar gradualmente a la rejilla 1 (R1), en un momento la longitud de onda de reflexión se desplazará hacia valores mayores y a una temperatura específica se tendrá una emisión láser (figura 3), observándose por el aumento de señal en la terminal S3. Los sensores de semiconductor nos sirven para medir la temperatura a la que están las dos rejillas. Los datos que estos proporcionan son procesados por el PIC y además, con el PIC se puede controlar la temperatura a la que se somete la celda Peltier.

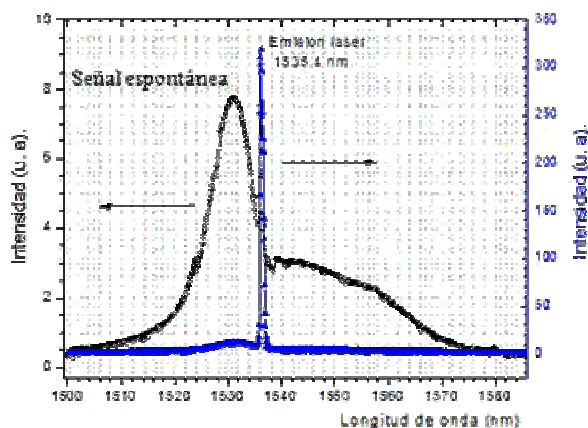


Figura 3. Señal espontánea y emisión láser como resultado de acoplar las longitudes de onda de las rejillas.

Para tener una idea de la forma en que se desplaza el espectro de las rejillas de acuerdo al cambio de temperatura, se realizó una caracterización que consiste en monitorear el espectro de las rejillas con la ayuda de un monocromador. Se utilizó otra rejilla de Bragg de referencia con una longitud de onda de 1536.4 nm. En la figura 4 se observan estos resultados. Se tienen los tres picos de reflexión de las rejillas. Para este caso, la rejilla que cambió su temperatura fue la R2, por lo que se observa un movimiento de su pico de reflexión hacia la derecha (longitudes de onda mayores) hasta alcanzar al pico de reflexión de la rejilla de referencia que es cuando ocurre un laseo. De ésta forma también se caracterizó a la rejilla R1, logrando obtener la cantidad de nanómetros que se desplaza el espectro de reflexión de es-

tas dos rejillas en función del cambio gradual de la temperatura, dicho valor fue de aproximadamente 1 nm para cada $(100 \pm 5) ^\circ\text{C}$ de temperatura. Este error es debido a que no nos es posible mantener constante la temperatura de la rejilla durante el monitoreo con el monocromador.

Para aplicar este sensor de temperatura en sistemas donde se necesite mayor resolución se requiere contar con un sistema interrogador de la longitud de onda, esto es, traducir la lectura a niveles de voltaje que puedan ser leídos fácilmente con sistemas electrónicos sencillos, esto debido a que un sistema de monitoreo en tiempo real de la longitud de onda es costoso, como es el caso de un analizador de espectros ópticos (OSA). Además, se necesita una calibración más precisa del sistema, implicando mantener un control y estabilidad en la temperatura aplicada. De igual forma, utilizar rejillas que tengan un espectro de reflexión sin lóbulos laterales, de alta reflectividad y pequeño ancho de banda. Las rejillas empleadas en este trabajo tienen aproximadamente 90 % de reflectividad y ancho de banda de 2 nm.

4 Resultados

Basándonos en los resultados anteriores, se procedió a la caracterización del arreglo óptico propuesto como un sensor de alarma de temperaturas altas. Los resultados que se obtuvieron son los de la figura 5. Se puede observar que la señal en un momento dado adquiere una intensidad mayor debido a que es cuando se genera una emisión láser. La temperatura de la rejilla 2 se mantuvo casi constante a un valor de aproximadamente $25 ^\circ\text{C}$ mientras que la temperatura de la rejilla 1 fue cambiando gradualmente. Cuando se tiene una temperatura cercana a los $58.5 ^\circ\text{C}$ se observa que la señal crece repentinamente significando que el espectro de la rejilla 1 alcanzó al espectro de la rejilla 2. A esa temperatura se observa emisión láser; al medirla se registró un valor de aproximadamente $600 \mu\text{W}$.

Para saber la temperatura que fue aplicada en la rejilla R1 se realiza la siguiente operación,
 $\text{Temp. Rejilla R1} - \text{Temp. Ambiente} = \text{Temp. Aplicada}$
 $58.5 ^\circ\text{C} - 25 ^\circ\text{C} = 33.5 ^\circ\text{C}$.

Esta temperatura aplicada o diferencia de temperatura fue suministrada por la celda Peltier.

Si en la caracterización anterior se encontró que la longitud de onda de las rejillas utilizadas se desplaza 1 nm por $100 ^\circ\text{C}$ de aumento de temperatura, para lograr que los dos espectros se traslapen se necesitan aproximadamente,

$$1535.4 \text{ nm} - 1535.04 = 0.36 \text{ nm}$$

de desplazamiento del espectro de la rejilla R1, o sea que si la rejilla se calentó a una temperatura de $33.5 ^\circ\text{C}$, esto significa que el espectro se desplazó aproximadamente,

$$\text{Desp. Espec.} = \frac{(33.5^\circ\text{C})(1\text{nm})}{100\text{nm}} = 0.335\text{nm}$$

lo cual coincide aceptablemente con la separación entre los dos espectros de las rejillas.

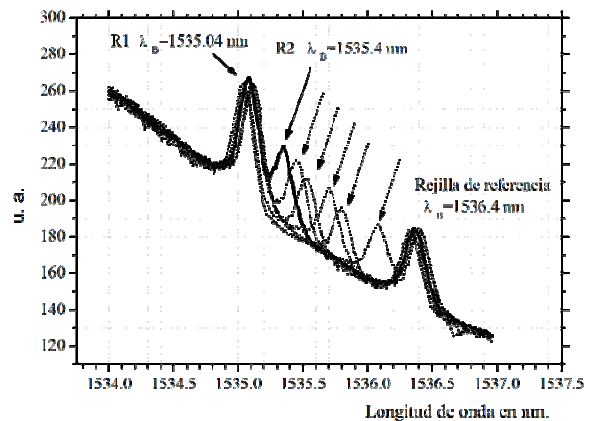


Figura 4. Desplazamiento del espectro de la rejilla de Bragg R2 cuando su temperatura es aumentada gradualmente.

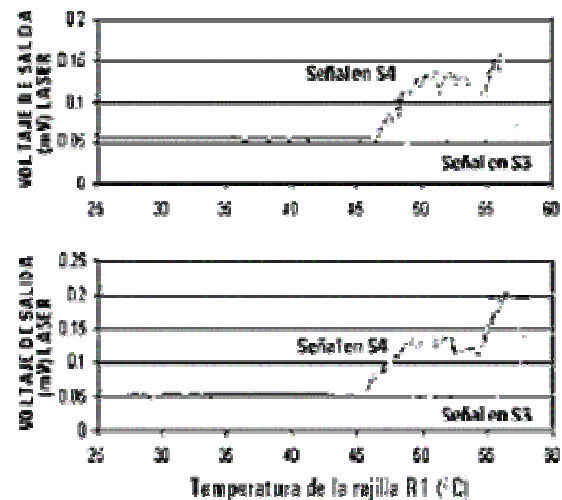


Figura 5. Señales de salida que corresponden a la emisión láser del sistema. Se observa un aumento en la intensidad como consecuencia del acoplamiento de los espectros de las rejillas.

En la figura 5 se observan dos gráficas. Una de ellas corresponde al salto en intensidad cuando los espectros de las dos rejillas están acoplados (emisión láser). Esta señal es monitoreada en la terminal S2. La otra gráfica corresponde al monitoreo en S4 de la señal que reflejada por la rejilla R2. Esta señal también presenta un salto en intensidad justo cuando ocurre para la señal en S3, pero no es tan evidente, debido a que el espectro de la rejilla R2 posee bandas o lóbulos laterales los cuales hacen que ocurran pequeños aumentos de intensidad antes de la emisión láser. Por ello es necesario utilizar rejillas que no tengan bandas o lóbulos laterales, esto es, utilizar rejillas de Bragg con espectro “apodizado” (apodized fiber gratings).

5 Conclusiones

En este trabajo se presentó un sistema que puede detectar cambios de temperatura utilizando un dispositivo de fibra óptica llamado Rejilla de Bragg. El sistema óptico propuesto es sencillo y debido al tamaño pequeño de las rejillas el sistema puede monitorear temperatura en lugares de difícil acceso donde otro sensor de mayores dimensiones (semiconductor, de mercurio, etc.) podría no trabajar, además, en los experimentos se incluyeron aproximadamente 4.23 km de fibra pasiva entre la fibra dopada y la rejilla de Bragg 1, lo cual hace que el sensor trabaje de manera remota, es decir, se puede monitorear la temperatura en lugares alejados del sistema de adquisición de datos. Debido a que el sistema es todo de fibra puede ser utilizado en lugares inflamables en donde cualquier sistema sensor que utilice la electricidad estaría descartado. Como una posible aplicación se propone el uso del sistema como sensor de alarma en donde la temperatura de algún proceso pueda ser monitoreada y fijada para que no sobrepase una temperatura específica. La temperatura de la rejilla 2 puede aumentarse y fijarse en un valor para que al calentar a la rejilla 1, esta tenga que alcanzar un valor aún mayor. También puede decirse que el sistema electrónico es sencillo y de fácil construcción debido a que lo único que se necesita es un PIC y la programación, evitando con ello la utilización de tarjetas de adquisición de datos, generalmente más costosas. Una última apreciación es que además de monitorear temperatura, el sistema propuesto también puede ser aplicado en el monitoreo de tensión dinámica en estructuras.

Referencias

1. M. Cecilia Yappert. "A tutorial on fiber –optic chemical sensors. The Chemical Educator. ISSN 1430 – 4171, Vol. 1, No. 6, (1996).
2. Byoungho Lee. "Review of the present status of optical fiber sensors". Opt. Fib. Tech. 9, 57-59 (2003).
3. J. Tapia M, A. García W, M. L. Galindo C, A. V. Khomenko, M. A. García Z. "Sensor diferencial de fibra óptica". Rev. Mexicana de Física. 50, 208-212 (2004).
4. A. Treviño S, M. G. Shlyagin, F. J. Mendieta, V. V. Spirin, L. L. Niñi de Rivera. "Variación del espectro de transmisión de una fibra óptica con recubrimiento de polímero por influencia de hidrocarburos y cambios de temperatura". Rev. Mexicana de Física. 5, 600-604 (2005).
5. Agrawal, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. Cap 10, (Academic Press, London, 1995).
6. Jean-Luc Archambault and Stephen G. Grubb, "Fiber Gratings in Lasers and Amplifiers", J. of Lightwave Technol. 15, 1378-1390 (1997).
7. Alan D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, et al., "Fiber Grating Sensors", J. of Lightwave Technol. 15, 1442-1452 (1997).
8. A. Othonos, K. Kalli. "Fiber Bragg gratings; fundamentals and applications in telecommunications and sensing". Cap. 3 y 7, (Artech House, Inc. 1999).
9. M. May Alarcón, E. A. Kuzin, R. Vázquez Sánchez. "Sensor láser de fibra óptica con una cavidad de 8.6 km formada por dos rejillas de Bragg usadas como espejos". Rev. Mexicana de Física. 48, 434-437 (2002).
10. R. A. Vázquez Sánchez, E. A. Kuzin, M. May Alarcón. "Láser de fibra óptica compuesto por dos cavidades acopladas: aplicación como sensor de fibra óptica". Rev. Mexicana de Física. 54, 374-368 (2004).
11. H. H. Cerecedo Nuñez. y M. D. Iturbe Castillo. "Rejillas de Bragg en Núcleo de fibra Óptica de Vidrio", Rev. Mexicana de Física. 44, 198-204 (1998).
12. R. A. Vázquez-Sánchez, "Sensor láser con rejillas de Bragg interrogado por la medición de la frecuencia de batido intermodal". Tesis de Doctorado. Cap. II. Pag. 20. INAOE 2004

Polarization fluctuations in stationary light beams

A. Shevchenko^a, T. Setälä^a, M. Kaivola^a y A.T. Friberg^{a,b,c}

a) Department of Applied Physics, Aalto University, Espoo, Finland. andriy.shevchenko@tkk.fi[†]

b) Department of Physics and Mathematics, University of Eastern Finland, Joensuu, Finland.

c) Department of Microelectronics and Applied Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, Sweden. atf@kth.se

[†]corresponding author

Received 15/04/2009. Approved in final version 4/29/2010.

Abstract. For fluctuating but statistically stationary beams of light the degree of polarization contains only limited information on time-dependent polarization. Two approaches towards assessing a beam's polarization dynamics, one based on Poincaré and the other on Jones vector formalism, are described leading to the notion of 'polarization time'. Specific examples of partially temporally coherent electromagnetic beams are discussed.

Sumario. En haces estacionarios, el grado de polarización sólo contiene información limitada de la dependencia temporal de la polarización. Para evaluar los cambios dinámicos de la polarización del haz dos métodos son descritos, uno basado en el formalismo vectorial de Poincaré y el otro en el de Jones, conduciéndonos al concepto de 'tiempo de polarización'. Ejemplos específicos de haces electromagnéticos coherentes parcialmente temporales son analizados.

Key words. Polarization 42.25.Ja, coherence 42.25.Kb, thermal radiation 44.40.+a.

1 Introduction

Beams of radiation generated by all sources (natural or artificial) exhibit polarization fluctuations, either due to the inherent features of the source or because of random variations in the medium. By characterizing the properties of these fluctuations, one can extract useful information about the source and the medium. The importance of polarization fluctuations has been addressed in several theoretical and experimental studies, such as on polarization mode dispersion in ordinary and specialty optical fibers,¹ super-continuum generation,² polarimetric radar imaging³, vertical cavity surface emitting lasers,⁴ atom-field interactions,⁵ and polarimetry of cosmic waves, such as the microwave background radiation from early universe.⁶

However, the dynamical properties of polarization fluctuations, which distinguish the fields even when their

degrees of polarization are the same, have not been directly studied. Here we use two different approaches to analyze the polarization-fluctuation dynamics of beam-like (2D) electromagnetic fields. This leads to the notion of 'polarization time'. We demonstrate the models by applying them to various particular cases, including partially polarized beams obeying Gaussian statistics and laser beams passed through an optical depolarizer.

2 Polarization fluctuations

The key point of our analysis is that the electric field vector of a statistically stationary and partially polarized electromagnetic beam fluctuates randomly in time, but at each instant of time the field is fully polarized. We wish to characterize the dynamics of these time-dependent polarization changes, while the usual 'degree of polarization' is constant. The degree of polarization only in-

volves equal-time correlations and so it is independent of the beam's temporal coherence (and spectral) properties. We adopt two different approaches, one based on the Poincaré vector description and the other on the Jones vector formalism⁷. These two methods lead to physically similar results, so both can be employed. Indeed, they are also mathematically very closely connected, as we show.

Poincaré vector. The Poincaré vector $\mathbf{S} = (S_1, S_2, S_3)$ is a real-valued three-dimensional vector that consists of the Stokes parameters S_1 , S_2 , and S_3 . When normalized by the optical intensity, i.e., the Stokes parameter S_0 , we obtain the unit-length Poincaré vector $\mathbf{s} = \mathbf{S}/S_0$. For a stationary beam $\mathbf{s} = \mathbf{s}(t)$ varies randomly in direction, with anti-parallel directions representing orthogonal states of polarization, while its magnitude remains constant (= unity), regardless of the instantaneous values of the intensity of the beam. Thus the random function $\mathbf{s}(t)$ does not account for the intensity fluctuations.

However, the random function $\mathbf{S}(t) = \mathbf{s}(t)S_0(t)$ does – this quantity characterizes both the polarization and the intensity fluctuations, which may or may not be correlated. Thus, it is natural to employ the quantity $C(\tau) = \langle \mathbf{S}(t) \cdot \mathbf{S}(t+\tau) \rangle = \langle [\mathbf{s}(t) \cdot \mathbf{s}(t+\tau)] S_0(t)S_0(t+\tau) \rangle$ in the analysis of the fluctuation-induced changes of the polarization state and intensity of the beam. Clearly, the (fourth-order field) correlation function $C(\tau)$ has, in magnitude, the maximum value of $\langle S_0(t)S_0(t+\tau) \rangle$. Hence, the normalized correlation function for the characterization of the dynamics of the polarization fluctuations takes on the form⁸

$$\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) = \frac{\langle \mathbf{S}(t) \cdot \mathbf{S}(t+\tau) \rangle}{\langle S_0(t)S_0(t+\tau) \rangle}. \quad (1)$$

This parameter is a measure of the similarity of the polarization states at times t and $t+\tau$. It is obvious that $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(0) = 1$ and $-1 \leq \gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) \leq 1$. The upper and lower limits correspond to those cases in which the polarization states at time separations τ are the same and orthogonal, respectively. If the beam remains in the same polarization state, say a linear or circular polarization, then $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) = 1$ for all τ . When the polarization state changes in time, one may introduce a ‘polarization time’ τ_p ^{8,9}, as illustrated in Fig. 1. The quantity τ_p is a characteristic measure of the time duration within which the electric field, on average, stays essentially in the same polarization state. Associated with τ_p is a ‘polarization length’ $l_p = c\tau_p$, where c is the speed of light, for the beam.

Jones vector. For a beam field the two-dimensional complex electric-field vector $\mathbf{E}(t)$ can be regarded as the Jones vector². The second approach then is based on evaluating the mean value of the fraction, $\eta(t, t+\tau)$, of the beam's intensity left in the initial polarization state after time τ . A function, $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$, defined as the intensity-weighted, normalized average of $\eta(t, t+\tau)$, can be

expressed in terms of the instantaneous Jones vectors $\mathbf{E}(t)$ and $\mathbf{E}(t+\tau)$ as¹⁰

$$\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) = \frac{\langle |\mathbf{E}^*(t) \cdot \mathbf{E}(t+\tau)|^2 \rangle}{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}. \quad (2)$$

The function given in Eq. (2) has the general properties $\gamma_{p, \text{Jones}}(0) = 1$ and $0 \leq \gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) \leq 1$. For a beam field that maintains its state of polarization we have $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) = 1$ for all τ , while for partially polarized beams $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) < 1$, when $\tau > 0$. Hence using Eq. (2) we may introduce a polarization time τ_p in full analogy with Fig. 1, except that in this case the quantity $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ is allowed to fall off from its maximum value of unity, when $\tau = 0$, to a value of say 3/4 only. Physically both definitions are essentially the same. For this τ_p we naturally also obtain the corresponding polarization length, $l_p = c\tau_p$.⁹

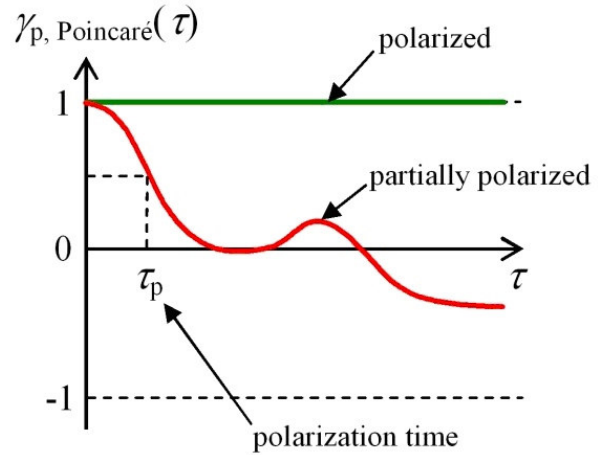


Figure 1. Illustrating the definition of polarization time for a partially polarized electromagnetic beam. The time separation during which $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau)$ falls to a relatively small value, say 1/2, defines τ_p .

3 Beams of gaussian statistics

For beams of Gaussian statistics the fourth-order field correlation functions in Eqs. (1) and (2) can be reduced to the second-order correlation functions by the use of the Gaussian moment theorem for complex-valued functions⁷. More explicitly, from Eqs. (1) and (2) we find^{8,10}

$$\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) = \frac{P^2 - \gamma_{\text{EM}}^2(\tau) + 2|\gamma_{\text{W}}(\tau)|^2}{1 + \gamma_{\text{EM}}^2(\tau)}, \quad (3)$$

$$\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) = \frac{1 + P^2 + 2|\gamma_{\text{W}}(\tau)|^2}{2[1 + \gamma_{\text{EM}}^2(\tau)]}, \quad (4)$$

where

$$P^2 = 2 \frac{\text{tr}[\Phi^2(0)]}{\text{tr}^2[\Phi(0)]} - 1, \quad (5)$$

$$\gamma_{\text{W}}(\tau) = \frac{\text{tr}[\Phi(\tau)]}{\text{tr}[\Phi(0)]}, \quad (6)$$

$$\gamma_{EM}^2(\tau) = \frac{\text{tr}[\Phi(\tau)\Phi(-\tau)]}{\text{tr}^2[\Phi(0)]}, \quad (7)$$

and (with $i, j = x, y$)

$$\Phi(\tau) = \left\{ \left\langle E_i^*(t) E_j(t + \tau) \right\rangle \right\} \quad (8)$$

is the 2×2 mutual coherence matrix⁷. Here, P is the beam's degree of polarization⁷, $\gamma_w(\tau)$ is a complex electric correlation function (time-domain analogy to the intensity-fringe visibility)¹¹, and $\gamma_{EM}(\tau)$ is the electromagnetic degree of coherence¹².

It follows by simple algebra from Eqs. (3) and (4) that $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) = 2\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) - 1$. Indeed, this result holds not only for stationary beams obeying Gaussian statistics, but one can by straightforward calculations directly prove that Eqs. (1) and (2), in general, satisfy this relationship¹⁰. This result thus shows that the two approaches are in full quantitative agreement. We observe that $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) \rightarrow P^2$ as τ tends to infinity, while $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) \rightarrow (P^2 + 1)/2$ in the same limit.

4 Examples

We demonstrate the usefulness of our formulations by several specific examples taken from the nature and from practical applications with laser radiation.

Gaussian correlated beams. Suppose that the mutual coherence matrix $\Phi(\tau)$ of the beam is of the form

$$\Phi(\tau) = \mathbf{J} \exp(-\tau^2 / 2\sigma^2), \quad (9)$$

where \mathbf{J} is the polarization matrix and σ characterizes the beam's coherence time. On substituting this into Eq. (3) we obtain⁸

$$\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau) = \frac{2P^2 + (3 + P^2) \exp(-\tau^2 / \sigma^2)}{2 + (1 + P^2) \exp(-\tau^2 / \sigma^2)}. \quad (10)$$

This result is plotted in Fig. 2 for three values of P . It is seen that for substantially unpolarized beams (low values of P) the polarization time τ_p is approximately equal to the coherence time σ . For larger values of P the polarization time increases, while the coherence time of course remains unchanged.

Blackbody radiation pencils. Let us now assume that we draw a pencil of light from a blackbody radiation source at temperature T . The beam (in any direction) then is fully unpolarized¹³ and it is described by the Planck spectrum⁷. From this information we may at once compute the mutual coherence matrix $\Phi(\tau)$ for the pencil. On substituting it into Eq. (4) we then find, after some algebra, that¹⁰

$$\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) = \frac{1 + 2 \left| \frac{90}{\pi} \zeta \left(4, 1 + i \frac{k_B T}{\hbar} \tau \right) \right|^2}{2 + \left| \frac{90}{\pi} \zeta \left(4, 1 + i \frac{k_B T}{\hbar} \tau \right) \right|^2}, \quad (11)$$

where k_B is Boltzmann's constant, \hbar is the Planck con-

stant divided by 2π , and $\zeta(s, a)$ is the generalized Riemann-Hurwitz zeta function⁷.

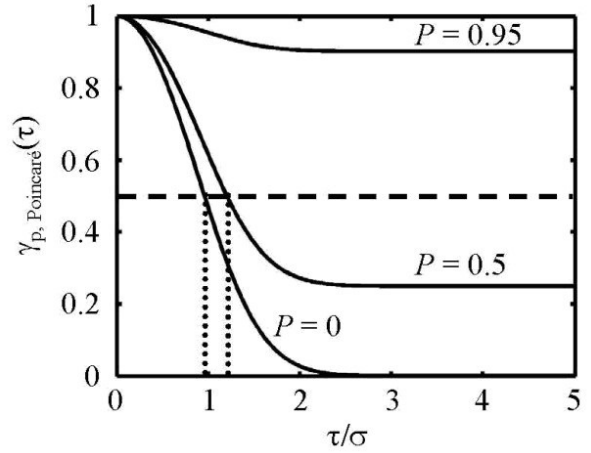


Figure 2. Behavior of $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau)$ for temporally Gaussian correlated and partially polarized beams, leading to definitions of the polarization time τ_p .

The function in Eq. (11) is illustrated in Fig. 3 for three temperatures T . We see that $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ falls off faster for the higher temperatures. From the points at which $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ intersects 0.75 (dashed line in the figure) we may read the corresponding polarization lengths l_p , i.e., about $4 \mu\text{m}$, $39 \mu\text{m}$, and $114 \mu\text{m}$ for temperatures 300 K, 30 K, and 10 K, respectively. As we have explained above, identical results would be obtained from the points where $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau)$ takes on the value 0.5.

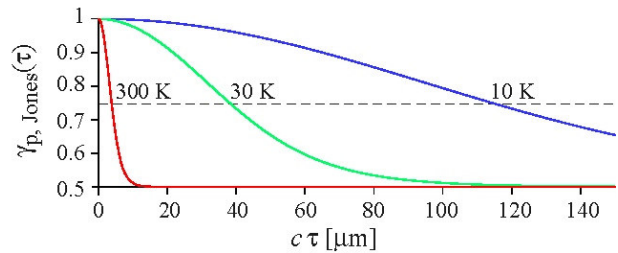


Figure 3. Illustration of $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ for blackbody radiation beams at three different temperatures T . Intersections with the horizontal (dashed) line at 0.75 give the corresponding polarization lengths l_p .

If we consider that the sun is a blackbody source at temperature $T = 5800 \text{ K}$, as is often done, we readily obtain an estimate of $l_p = 200 \text{ nm}$ for the polarization length of a beam of radiation from the sun. Likewise, the cosmic microwave background (CMB) radiation can, to a very high level of accuracy, be regarded as a blackbody field at temperature $T = 2.73 \text{ K}$ ¹⁴. For a pencil of CMB radiation we then find a polarization length of $l_p = 0.42 \text{ mm}$.^{8,9}

Depolarized laser beams. As an illustrative practical example we consider an optical system that is used to depolarize a laser beam. Let us assume that a linearly polarized laser beam is split into two beams of equal powers and orthogonal (say, x and y) polarization states by making use of a polarizing beam splitter. The beams are allowed to propagate different distances, after which they are recombined into a single beam with another polarizing beam splitter. If the time delay, denoted by τ_d , of one beam with respect to the other is much longer than the coherence time σ of the incident field, the resulting beam can be considered unpolarized. If we further assume that the incident laser beam has a Gaussian time-domain correlation of the type in Eq. (9), i.e., that its degree of temporal coherence is given by $\exp(-\tau^2/2\sigma^2)$, we then find from Eq. (4) that ¹⁰

$$\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau) = \frac{2 + 2e^{-\tau_d^2/\sigma^2} + 4e^{-\tau^2/\sigma^2}}{4 + 2e^{-\tau_d^2/\sigma^2} + e^{-(\tau-\tau_d)^2/\sigma^2} + e^{-(\tau+\tau_d)^2/\sigma^2}}. \quad (12)$$

In Fig. 4, this quantity is plotted as a function of τ/τ_d for several values of τ_d/σ , ranging from 0 to 20. As the time separation τ increases, all curves tend to the expression $[\exp(-\tau_d^2/\sigma^2) + 1]/2$. Thus, the degree of polarization then is $P = \exp(-\tau_d^2/2\sigma^2)$, so that for sufficiently long delays τ_d the resulting beams indeed are unpolarized.

When $\tau_d/\sigma = 0$, the beam is fully polarized and the polarization time is infinite. For τ_d/σ slightly positive the function $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ still remains high enough so that the polarization time stays infinite. However, for larger values of τ_d/σ the polarization time is finite and it becomes shorter as τ_d/σ increases. Physically this means that the instantaneous polarization state evolves faster in time and it also deviates more from the average. Then, for very large values of τ_d/σ , the beam is essentially unpolarized and the polarization time τ_p is close to the coherence time σ .

We also observe that for large values of τ_d/σ the function $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ has a local minimum that is less than 1/2. This means that, on average, no matter what the beam's polarization state is at time t , at time $t + \tau$ the orthogonal polarization state will have a higher intensity. The time interval within which $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ is lower than 1/2 can be several coherence times σ .

When the delay τ_d increases, the local minimum of $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ moves towards $\tau/\tau_d = 1$. It follows from Eq. (12) that $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ then approaches the value of 2/5. Hence, on average, at time separation $\tau = \tau_d$, a fraction of 3/5 of the light intensity has shifted to a state of polarization that is orthogonal to the original (instantaneous) polarization state.

4 Conclusions

From our analysis it is evident that the two quantities, $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau)$ and $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$, can be used equally well to

describe the dynamics of the fluctuating polarization state. In particular, they characterize how fast, on average, the instantaneous polarization state changes as a function of time. Furthermore, they yield different information on the polarization dynamics. Whereas the quantity $\gamma_{p, \text{Poincaré}}(\tau)$ characterizes the average movement of the tip of the random temporal Poincaré vector on the Poincaré sphere, and connects the effective deviation of the tip from its average position to the degree of polarization, the quantity $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ instead directly describes the energy exchange between the field's (instantaneous) orthogonal polarization states. We have considered the properties of these two quantities and their implications in several specific examples that arise in nature or in practical applications. Both of these functions can be used to introduce and assess the notions of 'polarization time' and 'polarization length' for a beam field. These concepts are useful, characteristic measures over which the polarization state of a stationary (but random) beam field remains essentially unchanged. Examples such as manmade depolarized laser beams can readily be analyzed with the concepts discussed in this paper.

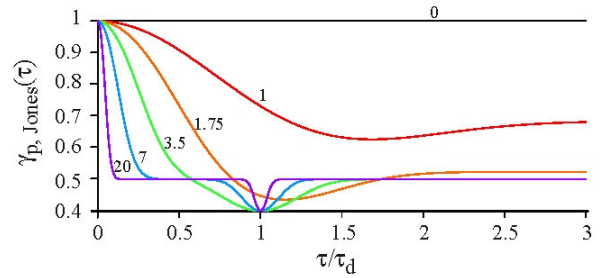


Figure 4. Behavior of $\gamma_{p, \text{Jones}}(\tau)$ for a depolarized laser beam for several values of τ_d/σ , where τ_d is the delay of one of the beams in the superposition and σ is the coherence time of the original (fully polarized) laser beam. The parameters τ_d/σ range from 0 to 20.

Acknowledgments

This work was supported by the Academy of Finland (SA) and the Swedish Foundation for Strategic Research (SSF).

References

1. Q. Lin and G. P. Agrawal, "Polarization mode dispersion-induced fluctuations during Raman amplifications in optical fibers," *Opt. Lett.* **27**, 2194-2196 (2002).
2. Z. Zhu and T. G. Brown, "Effect of frequency chirping on super-continuum generation in photonic crystal fibers," *Opt. Express* **12**, 689-694 (2004).
3. I. Hajnsek, E. Pottier, and S. Cloude, "Inversion of surface parameters from polarimetric SAR," *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing* **41**, 727-745 (2003).
4. H. F. Hofmann and O. Hess, "Polarization fluctuations in vertical-cavity surface-emitting lasers: a key to the mecha-

nism behind polarization stability,” *Quantum Semiclass. Opt.* **10**, 87-96 (1998).

5. A. Shevchenko, M. Kaivola, and J. Javanainen, “Spin-degenerate two level atoms in on-resonance partially polarized light,” *Phys. Rev. A* **73**, 035801 (2006).

6. P. Coles, “The state of the Universe,” *Nature* **433**, 248-256 (2005).

7. C. Brosseau, *Fundamentals of Polarized Light: A Statistical Optics Approach* (Wiley, New York, 1998).

8. T. Setälä, A. Shevchenko, M. Kaivola, and A. T. Friberg, “Polarization time and length for random optical beams,” *Phys. Rev. A* **78**, 033817 (2008).

9. T. Setälä, A. Shevchenko, M. Kaivola, and A. T. Friberg, “Polarization time,” *J. Phys.: Conf. Ser.* **139**, 012011 (2008).

10. A. Shevchenko, T. Setälä, M. Kaivola, and A. T. Friberg, “Polarization dynamics in random electromagnetic beams,” *New J. Phys.* **11**, 073004 (2009).

11. E. Wolf, “Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams,” *Phys. Lett. A* **312**, 263-267 (2003).

12. J. Tervo, T. Setälä, and A. T. Friberg, “Complete electromagnetic coherence in the space-frequency domain,” *Opt. Express* **11**, 1137-1143 (2003).

13. D. F. V. James, “Polarization of light radiated by blackbody sources,” *Opt. Commun.* **109**, 209-213 (1994).

14. A. A. Penzias and R. W. Wilson, “A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s”, *Astrophys. J.* **142**, 419-421 (1965).

Laser induced breakdown spectroscopy; advances in resolution and portability

L. Ponce^{a, b}, L. Moreira^b, T. Flores^{a, b}, M. Arronte^{a, b}, E. de Posada^a, E. Rodríguez^a and L. C. Hernandez^b.

a) CICATA-IPN, km 14,5 Carretera Tampico Puerto industrial, Altamira 89600, Tamps, México

b) IMRE-Havana University, Vedado 10400, C. Habana, Cuba; ponce@imre.oc.uh.cu †

† Author for correspondence

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 29/04/2010.

Sumario. La espectroscopia de plasma inducido por láser (LIBS) puede ser considerada como una de las técnicas más dinámicas y prometedoras en el campo de la espectroscopia analítica. LIBS se ha convertido en una poderosa alternativa en aplicaciones desde la exploración geológica hasta la inspección industrial, incluido el monitoreo medioambiental, el análisis biomédico, el estudio de obras patrimoniales, la seguridad y defensa, entre otros. Los avances en la instrumentación LIBS han permitido mejorar progresivamente los servicios y calidad de análisis, sobre la base de un mejor conocimiento de los principios de la tecnología. Recientemente, los sistemas de doble pulso han facilitado una mejor dosificación de la energía, la mejora de la relación señal-ruido y el estudio de las diferentes etapas del proceso. Los nuevos avances como sistemas multi-pulsos entre otros, aun por explorar, deben ofrecer nueva información para avanzar en este conocimiento. Por último, lo que hace a esta tecnología ser realmente atractiva, es la aptitud para ser empleada en condiciones de campo, o para la detección de la composición elemental a largas distancias. En esta presentación se discuten los diseños de una instrumentación portátil, compacta y de bajo costo, que puede mejorar sustancialmente las posibilidades de LIBS.

Abstract. Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), can be considered as one of the most dynamic and promising technique in the field of analytical spectroscopy. LIBS has turned into a powerful alternative for a wide front of applications, from the geological exploration to the industrial inspection, including the environmental monitoring, the biomedical analysis, the study of patrimonial works, the safety and defense. The advances in LIBS instrumentation have allowed improving gradually the analysis services and quality, on the basis of a better knowledge of the technology principles. Recently, systems of double pulse have facilitated a better dosing of energy, the improvement of the signal-noise relation and the study of the different process stages. Femtosecond lasers offers the possibility of study in detail the ablation and atomic emission processes. New advances like multi-pulse or multi-wavelength systems -in fact stilling without exploring, must offer new information to advance in this knowledge. Finally, which it does to this technology really attractive, is the aptitude to be employed in field conditions, or for the detection of the elementary composition at long distances. In this presentation there are discussed the designs of portable instrumentation, compact and low cost, which can improve substantially the LIBS possibilities.

Keywords. Laser ablation 79.20.Eb, laser spectroscopy 42.62.Fi, breakdown 51.50.+v, 52.80.-s, 77.22.Jp

1 Introduction

The Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), is a technique that has been firmly established for the rapid

determination of the elemental composition¹. It relies on material ablation by using a short duration laser pulse with high density energy enough to produce plasma. By analyzing the light emitted by the plasma, it is possible to determine the elemental composition of practically

any material. This technique has significant advantages over other conventional analytical techniques²⁻⁴. For example, requires no sample preparation, may be performed in solid, liquid or gas phase in samples with any shape or dimension. Moreover, it allows an in-depth study in order to characterize the composition of multi-component material^{5,6}. It is especially suitable for field work by offering the possibility of real-time analysis with high portability. Thanks the above mentioned advantages, the LIBS technique has experienced strong growth, which is reflected in a large and growing number of publications.

LIBS is not a new technique: firsts laser-induced breakdown studies go back to the early 1960s and important application studies date from the 1980s with the work of Radziemski⁷. A comprehensive review of LIBS development and applications through the mid-1990s was produced by Rusak et al.³.

The technique has many attributes that make it an attractive tool for chemical analysis, particularly as regards its potential as a field-portable sensor for geochemical analysis. LIBS is relatively simple and straightforward, so skilled analysts are not required. Little to no sample preparation is required, which eliminates the possibility of adulteration of the sample through improper handling or storage or cross-contamination during sample preparation. LIBS provides a real-time response and simultaneous multi-element detection and analysis. The laser plasma is formed over a very limited spatial area, so that only a very small amount of sample (picograms to nanograms) is engaged in each laser micro-plasma event. All components of the instrument can be made small and rugged for field use and LIBS sensors can be operated either as a point sensor or in a standoff detection mode. The detection limits of LIBS are in the low hundreds to tens of ppm range for most common elements, so field-portable LIBS should be capable of field surveying and screening for the geochemical exploration and environmental remediation applications envisaged.

The existing equipment on the market used predominantly solid-state lasers based on Nd:YAG crystals. This is because this type of lasers, in addition to the advantages of robustness and compactness; allow obtaining very short pulses with high power density. To ensure the appropriate parameters, it works in the so-called Q: Switch regime. In this mode of operation, is introduced into the laser cavity an optical shutter based on a crystal whose transmittance is electrically switched, allowing the production of single-pulse of several nanoseconds in duration and very high intensity. In the last years several works have reported an improvement of plasma intensity, and therefore the limits and quality of detection, using systems that generate two consecutive pulses, delivered from one or two synchronized lasers⁸. Recently, it was reported a system with dual crystal modulator by using two LiF crystals⁹. While this system improved the signal-noise relation and the intensity of the plasma emission, has the disadvantage associated with the gradual degradation of these crystals¹⁰.

In our study we propose a new low cost LIBS system, which uses passively Q:Switched Nd:YAG laser by using as optical switch Cr:YAG crystal. This design allows obtaining high intensity laser plasma using a very compact and low cost device, where the switching element is extremely simple and durable.

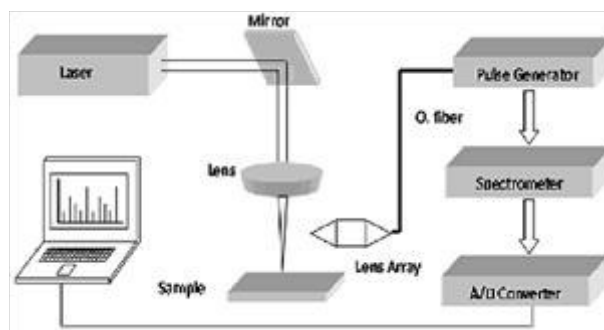


Figure 1. Schematic of experimental setup

2 A low cost and portable LIBS device description

Figure 1 shows an outline of the experimental setup. A Nd:YAG laser emitting at 1064 nm, produces pulses with energy adjustable up to 0.9 J. The active element is a 6 x 60 mm Nd:YAG rod, pumped by a xenon lamp. It uses a Q:Switch consisting of a Cr:YAG crystal with 6 mm in diameter and 3 mm in thick. The light emitted by laser is focused through a 5 mm focal length lens. The distance between the lens and the surface of the sample was 8.5 cm to achieve an area of 0.19 cm². For the experimental conditions used, this means a yield of 4.7 J/cm². The sample is placed on metallic base ensuring that the sample surface is located at the focal point.

An optical system coupled with the entry of optical quartz fiber, whose entry can be moved respect to the sample surface. By this way it is possible to capture the emission from a specific region of the plasma.

The spectrometer used in our configuration was an USB4000 Ocean Optics, with 350 nm to 900 nm spectral range and 0.2 nm resolution. The spectra were processed in computer by using Spectra Suite software.

2.1 Nd:YAG laser with passive Q:Switch

In the laser head of our device the pump radiation is produced by xenon pulse lamp. The light from this lamp is concentrated on the active medium of Nd:YAG through an special reflector made from monolithic quartz with external metallic coating. The quartz block is doped with atomic Ce at 1 % doping level. This feature avoids the optical damage of the active medium due the ultraviolet light emitted by xenon lamp. On the other hand, the conversion of UV to visible radiation contributes to enhance the absorption of pump light in laser crystal and, in consequence, the laser efficiency.

For obtaining a compact device, the resonator mirrors of 99,8% and 50 % reflectance respectively, were placed at 1.5 cm from the rod ends. The rod dimensions are 5 x 50 mm. As a Q:Switch element a YAG:Cr crystal with dimensions 6 mm in diameter and 3 mm thick was used. The initial transmittance of Q:Switch was 21 % for 1064 nm wavelength.

For this configuration, the laser can produce a train of pulses with duration for each pulse of about 20 ns, separated by 10 μ s interval, with a total duration of the pulse train about 700 μ s. In figure 2 the acquired signal of laser pulse for passive Q:Switched laser is showed.

All system elements are mounted on a stereomicroscope in order to obtain better facility for positioning and observation of samples as well as to follow the results of irradiation. The dimensions and weight of LIBS device is 40 x 20 x 15 cm and 5 kg respectively. Figure 3 shows a photograph of device, called MicroLIBS.

3 Results and discussion

The use of LIBS as an analytical tool depends on three underlying assumptions: (i) that material ablation is stoichiometric so that the composition of the plasma generated is fully representative of the sample composition; (ii) that an optically thin plasma is generated so that emission from the central high-temperature portion of the plasma plume is not reabsorbed in the colder plasma boundary region; and (iii) the plasma is in local thermodynamic equilibrium. These conditions have been verified by Chan & Russo¹¹ and Corsi *et al.*¹² and it is understood how to realize these conditions analytically.

The use of LIBS for elemental detection is simple and readily accomplished via peak matching against a spectral library constructed in advance for a specific application. For this type of application, which can be accomplished through statistical analysis of LIBS spectra¹³, it is only relative peak intensities and overall spectral shape that is important, not absolute peak intensities. Quantitative LIBS analysis of specific elements in natural materials is significantly more difficult because of the broad issue known as “matrix effects”. This is an observed dependence of the intensity of the LIBS emission response to the nature of the material analysed¹⁴, which manifests as variations in laser-target coupling and resultant plasma intensity variations. These two facets of the sample, which are generally lumped together as “matrix effects”¹², will determine LIBS signal reproducibility, namely sample composition and sample surface character.

3.1 Multi-pulse excitation

An important approach for enhance the detection limits and the signal-noise relation was developed in Laboratory of Laser Technology (LTL) at IMRE-Havana University, and consist in the use of multi-pulse scheme in

order to perform the plasma formation-excitation process. In order to establish a comparison, it was used an electro-optically Q:Switched Nd:YAG laser with similar parameters with the passively Q:Switched laboratory-made device. In the first case, the laser pulse energy of 0.14 J was focused on an area of 1 mm diameter, thus obtaining a fluency of 4.6 J/cm², similar to that used in the passively Q:Switched laser.

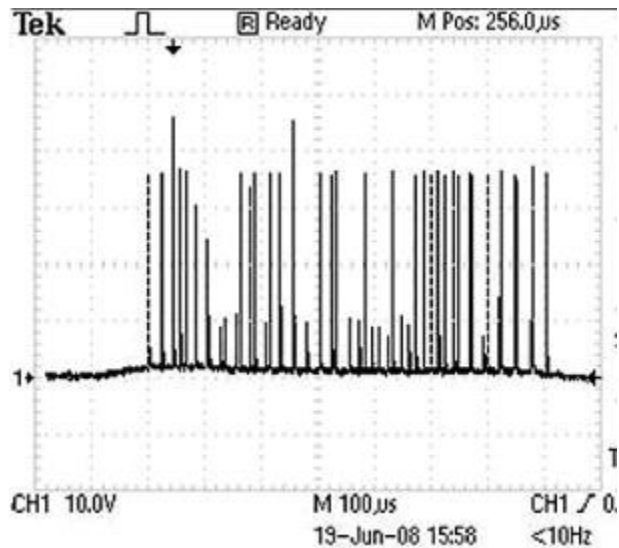


Figure 2. Schematic of pulse train obtained with passive Q:Switch.



Figure 3. Photograph of MicroLIBS system

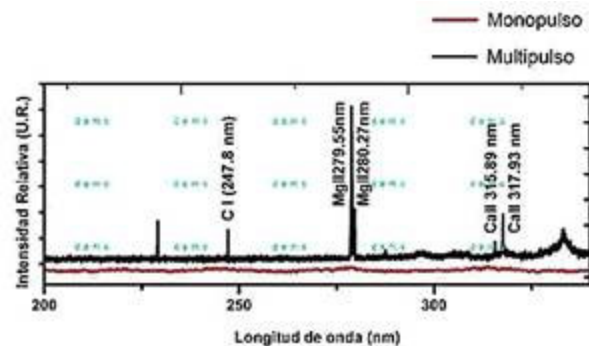


Figure 4. LIBS spectra captured by using multipulse (above) and single-pulse (below) configurations.

The only experimental difference: Pulse duration of 20 ns in single pulse configuration and 700 μ s total duration for the multi-pulse configuration. In figure 4 are observed an example of spectra captured for both lasers. The spectra chosen to illustrate the comparison were collected from Prickly Pears spines. As can be seen, are clearly identified several peaks associated with the CaII, MgII and Cl. These peaks, like the rest of the spectrum, have higher intensity and better signal-noise relation for a train of pulses configuration.

These results can be explained through a several steps process¹⁰. Initially, the absorption occurs in the first laser pulse at the sample surface, with the consequent overheating above the melting point. This causes the explosive material ablation, his rupture and rapid heating of the surrounding atmosphere, and a strong electronic emission. The steam flow expands and produces a shock wave, which in its motion dragging behind an area of low pressure. The initial pressure is restored after about 100 μ s, as estimated experimentally¹⁵.

By influencing subsequent pulses, separated from each other by a few tens of microseconds, the conditions for these interactions are the same as the first except for the presence of the above mentioned area of low pressure and a broadcast electronics (noise), much lower, because at that time the flow of electrons has disappeared. Moreover, the highest line intensity for multipulse regime can be explained by the additional excitation pulses produced in the steam of initially ejected material. Thus, the use of pulse trains by using passive Q:Switch, produce higher emission intensities and betters signal noise rate.

3.2 Free-running excitation

Typically, the LIBS technique is performed using Q:Switched lasers with high power pulses (megawatt range), produced with time durations in nanosecond range. As far as we know, no LIBS experiments were performed by using free-running regime until the recent reports of LIBS in Prickly Pear¹⁶, because the low energy density for this mode of laser operation. However, in the mentioned report, due to the strong absorption in areoles, an intense plasma emission takes place even for microsecond range in pulse duration with kilowatts/cm² range of laser fluency. As we demonstrated, this allows to use in our experiments not only a Q:Switched laser but also a free running low cost Nd:YAG laser regime. The experiments in free-running regime have a great practical interest because at this regime is possible to obtain a higher productivity in spines elimination. On the other hand, the laser operating at this regime is less expensive and the operation cost is lower.

At present, the LTL research group is working of high energy and long pulse LIBS excitation, performed at millisecond pulse time duration. The special interest of this exotic conditions in plasma generation, is explained by two reasons: The possibility of simulation of some

natural events like interstellar jets or atmospheric thunders from one side, and, the on-line monitoring of several industrial applications in millisecond range as hole perforation or pulse welding from the other side.

In principle, as lower pulse duration them better resolution can be obtained, if we taking in to account the fact that typically with shorter pulse duration avoid higher power densities and better plasma ionization level. I also important the fact that the plasma life is extended no more than several microseconds, and, in consequence, if the pulse duration is longer, them the interaction with subsequent excitation must be taken in consideration in the LIBS spectra interpretation. As an example of line-width behaviour for different pulse duration, LIBS spectra captured on metal sample are showed in figure 5.

3.3 Field applications

An exciting example of our LIBS device is the on-line elemental determination for laser de-thorning process. In this new application a Nd:YAG laser is used for selective ablation of thorns of cactus called opuntia. In figure 6, is showed a deep-profile LIBS measurement of thorn-cortex systems illustrating the behavior of Na(I) 589.5 nm line and C-H band.

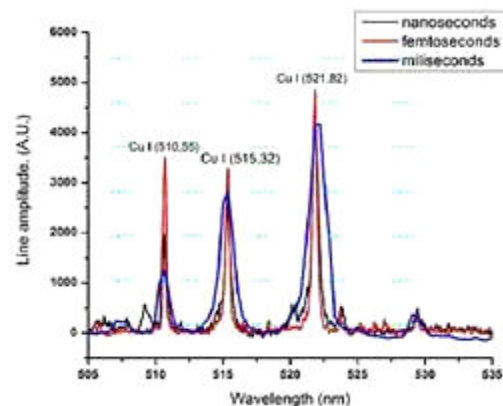


Figure 5. LIBS spectra obtained from Cu sample.

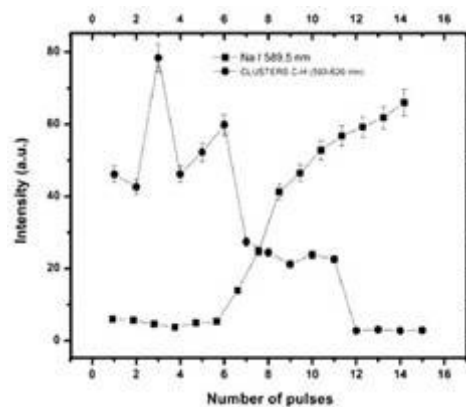


Figure 6. Intensity profile curves Na I (589.5 nm) y emission band of the C-H clusters

These curves shows that LIBS technique contribute to control the spine elimination process: For C-H line the relative intensity reach the maximal value after two or three pulses and decrease gradually until the full thorn elimination reaching in this moment a fixed value that correspond to lower percent of C-H concentration in cortex. In opposite direction, the Na line intensity grows gradually reaching a higher level simultaneously with C-H decrease. The high concentration of Na in cortex is reached after spine elimination precisely when the inner part of cactus is to be ablated.

On the other hand, it is another important difference between the two curves showed in figure 5. While the Na pike dependence versus number of pulses growth continuously, the C-H dependence shows periodical changes. It's remarkable that similar variations were detected in previous work¹⁶ by photo-acoustic technique when the signal intensity versus number of pulses was measured. In principle, these changes can be attributed to periodical character of combustion process in laser de-thorning, consisting in several stages combustion-ablation: While the first pulse prepare the surface making it darker by combustion, the second pulse irradiate a surface with strong absorption and ablate it at very high rate.

4 Conclusions

Recent technological advances are leading to the development of fully field-portable LIBS systems as show MicroLIBS, the compact, portable and low cost LIBS device developed by IMRE-Havana University. The use of Cr:YAG crystal as Q:Switch element allows simplifying the design and reducing costs as compared to electro-optical Q:Switch and also to guarantee more duration that LiF elements. The application of pulse trains as an excitation source helps to achieve a higher intensity of plasma emission and a substantial improvement in the signal-to-noise ratio compared with single-pulse systems.

The advances in modification of laser parameters open new applications no limited to elemental determination but also covering the laser material processing on-line monitoring or the simulation of specific plasma events in wide range of energies or pulse durations.

Finally, the LIBS technique is shown to be a suitable method for new industrial processes as was demonstrated for the case of opuntia de-thorning technology. Additionally, the approach of complex band emission pattern recognition can be used for determining of contamination problems in such vegetable food.

Acknowledgments

This work was supported by CONACYT.

References

1. D. Cremers and L. Radziemski, "Laser Plasmas for Chemical Analysis", in *Laser Spectroscopy and its Applications* (Marcel Dekker, 1987).
2. D. Rusak, B. Castle, B. Smith and J. Winefordner, 1997, *Crit. Rev. Anal. Chem.*, **27**, 257.
3. K. Song, Y. Lee and J. Sneddon, "Fundamentals and applications of laser-induced breakdown spectroscopy", *Appl. Spectrosc. Rev.* **32**, 183 (1997).
4. D. A. Cremers, L. Radziemski, T. R. Loree, "Spectrochemical analysis of liquids using the laser spark", *Appl. Spectrosc.* **38**, 721-729 (1984).
5. D. Anderson, C. McLeod, T. English and A. Trevos Smith, *Appl. Spectrosc.* **49**, 691 (1995).
6. D. Orzi, G. Bilmes, *Appl. Spectrosc.* **58**, 1475 (2004).
7. L. J. Radziemski, T. R. Loree, D. A. Cremers and N. M. Hoffman, "Time resolved laser induced spectrometry of aerosols", *Analytical Chemistry*, **55**, 1246-1252 (1983).
8. E. Tognoni, V. Palleschi, M. Corsi and G. Cristoforetti, *Spectrochim. Acta Part B* **57**, 1115 (2002).
9. G. Galbacs, V. Budavari and Z. Geretovszky, *J. Anal. At. Spectrom.* **20**, 974 (2005).
10. E. Zabello and V. Syaber, Khizhnyak Porc A., *SPIE* **5024**, 220 (2003).
11. W. T. Chan and R. E. Russo, "Study of laser-material interactions using inductively coupled plasma atomic emission spectroscopy", *Spectrochimica Acta B* **46**, 1471-1486 (1991).
12. M. Corsi, V. Palleschi, A. Salvetti and E. Tognoni, "Making LIBS quantitative: A critical review of the current approaches to the problem", *Research Advances in Applied Spectroscopy* **1**, 41-46 (2000).
13. J. M. Anzano, I. B. Gornushkin, B. W. Smith and J. D. Winefordner, "Laser-induced plasma spectroscopy for plastic identification", *Polymer Engineering Science* **40**, 2423-2429 (2000).
14. A. S. Eppler, D. A. Cremers, D. D. Hickmott, M. J. Ferris and A. C. Koskelo, "Matrix effects in the detection of Pb and Ba in soils using laser induced breakdown spectroscopy", *Applied Spectroscopy* **50**, 1175-1181 (1996).
15. V. Konov, P. Nickitin and A. Prohorov, *Pisma v ZETF* **39**, Num 11, 837 (1992).
16. T. Flores, L. Ponce, M. Arronte and E. De Posada, "Free-running and Q:Switched LIBS Measurements During the Laser Ablation of Prickle Pears Spines", *Optics and Lasers in Engineering* **47**, Num 5, 578-583 (2009).



In vivo evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography

Cláudia C. B. O. Mota^a, Hannah U. K. S. Kashyap^{b, c}, Bernardo B. C. Kyotoku^c, and Anderson S. L. Gomes^{a, c}

a) Graduate Program in Dentistry, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária 50670-901, Recife, PE, Brazil; anderson@df.ufpe.br[†]

b) Photonova Inc, 110 Elm Crescent, Baie D'Urfé (QC) H9X 2P6, Canada

c) Department of Physics, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária 50670-901, Recife, PE, Brazil. Phone: 55-81-21267636 Fax: 55-81-3271-0359.

[†] Author for correspondence

Received: 15/04/2009. Final approval: 29/04/2010.

Abstract. In this work, we report *in vivo* application of Optical Coherence Tomography (OCT) to assess dental restorations in humans. After approval by the Ethical Committee in Humans Research of the Universidade Federal de Pernambuco, thirty patients with resin composite restorations in anterior teeth were selected. The patients were clinically evaluated, and OCT was performed. Images were obtained using OCT operating in the spectral domain, with an 840 nm superluminescent diode light source (spectral width of 50 nm, fiber output power 25mW and a measured spatial resolution of 10 μm). The image acquisition time was less than one second. The results were analyzed with respect to the integrity and marginal adaptation of the restoration. Using appropriate software, the lesioned region can be exactly located and a new restoration procedure can be carried out. We have shown that OCT is more than adequate in clinical practice to assess dental restorations.

Sumario. En este trabajo, usamos la tomografía de coherencia óptica (OCT) *in vivo* en seres humanos para evaluar restauraciones dentales. Contando con la aprobación del Comité Ético de Investigación en Seres Humanos de la Universidad Federal de Pernambuco, treinta pacientes que tenían restauraciones dentales de resina compuesta fueron seleccionados. Los pacientes fueron evaluados clínicamente, e imágenes usando OCT fueron tomadas. Obtuvimos las imágenes utilizando la OCT que opera en el dominio espectral, con un laser de diodo superluminescente de 840 nm (con un ancho espectral de 50 nm, una potencia de salida en la fibra de 25mW y una resolución espacial de 10 μm). El tiempo de adquisición de las imágenes fue menor de un segundo. Los resultados fueron analizados, observando la integridad y la adaptación en los bordes de la restauración. Usando el software apropiado, la región lesionada de la restauración puede ser localizada con exactitud y un nuevo procedimiento de restauración puede ser realizado. Demostramos que la OCT es más que suficiente en la práctica clínica para evaluar restauraciones dentales.

Keywords. optical coherence tomography, dental diagnostic, enamel-restoration interface, marginal microleakage.

1 Introduction

The improvement in the esthetic and physical properties of composite resins have established them as the material of choice for restoration of anterior teeth when used in

conjunction with the acid-etch technique and dental bonding systems.¹

Dental restoration interfaces can present failures, known as marginal microleakage. These failures are extremely difficult to diagnose and can develop into recurrent caries if left untreated. The most common tool used

for diagnostic imaging in dentistry, X-ray, is not able to visualize micrometric structures. A technique for evaluation of dental restorations in a non-invasive way is very desirable in clinical practice.

Dental restorations provide a barrier restricting oral fluids and bacteria from entering the tooth. An inadequate marginal seal can result in a further loss of tooth structure and dissemination of bacteria.² Optical Coherence Tomography (OCT) is a relatively new, but well established, imaging technique for diagnosis, that can produce two- or three-dimensional images of bio-tissues with a few μm spatial resolution. Using a low-coherence interferometric technique, OCT performs high resolution, non-invasive, cross-sectional tomographic imaging of tissue microstructures.^{3,4}

Our group has previously demonstrated the application of OCT for *in vitro* analysis of dental restoration of enamel.⁵ Here, we present an *in vivo* study applying OCT to detect failures at the enamel-dental restoration interface in a clinical setting.

2 Material and methods

After approval by the Ethical Committee in Humans Research of the Universidade Federal de Pernambuco (registration number 241/08), thirty patients with resin composite restorations performed in anterior teeth during the period between 2000 and 2007 were selected for examination. The patients, both male and female, between the ages of 18 and 45, were clinically evaluated, and OCT was performed. The results were analyzed with respect to the integrity and marginal adaptation of the restoration.

The OCT setup uses a broadband light source (superluminescent diode, Broadband SLD Lightsource S840, SUPERLUM, Moscow, Russia) operating at 840 nm and with a spectral width of 50 nm, a fiber output power 25mW and a measured spatial resolution of 10 μm (Figure 1 and 2). The system is based on the Michelson interferometer set-up: in the reference arm, there is a mirror mounted on a piezoelectric base; in the sample arm, a mirror controlled by a Galvo motor is required for the scanning of light at the sample.

Light from the source is first split by a beam splitting mirror and travels down the reference and sample arms, respectively. The reflected and back-scattered light coming from both arms are then recombined at the beam splitter and collected by a spectrometer, consisting of a lens collimator system, 1200 l/mm grating and an optical detector (linear CCD cam, ATMEL, 2048 pixels, 12 bits, California, United States), connected to a computer. The system is controlled by the software OCT 800 – Complex Square, developed from LabView program language, that collects data and generates the image.

3 Results and discussion

Failures at the tooth-restoration interface can be associated with several reasons such as the use of incorrect restorative technique, the physical properties of the materials used and, especially, the contraction of the material generated during the polymerization of the restorative material. Operative Dentistry achieved some progress through the development of adhesive systems and improvement of composite resins, but failures are still observed at the tooth-restoration interface. The success of the restorative treatment depends of the integrity of this region and, for this reason, the tooth-restoration interface is the subject of much research and discussion in Dentistry.

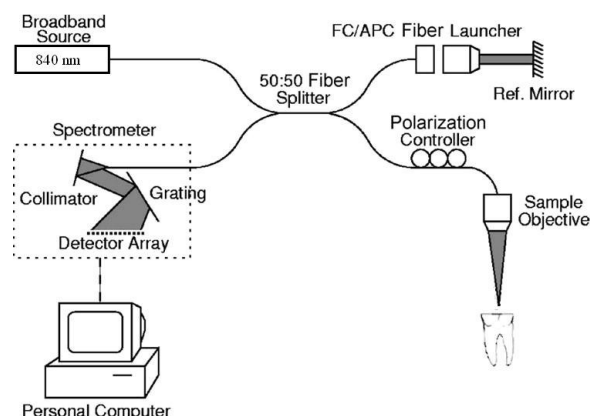
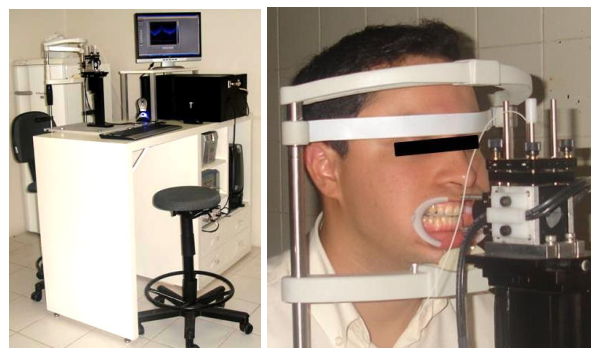


Figure 1: Schematic setup SD-OCT 840 nm.



Figures 2 and 3. Clinical Dental-OCT and patient position.

To perform the OCT examination, a lip retractor is used on the patient (Figure 3), and his face is positioned in an appropriate support (Figure 2), in front of the sample arm. The image acquisition time takes less than one second. Using appropriate software, the lesioned region can be exactly located and a new restoration procedure can be carried out.

Microleakage can progress and lead to secondary caries which are very difficult to diagnose.⁶ Several techniques have been used for clinical diagnosis of caries and restoration faults in Dentistry. Multi-photon imag-

ing, infrared thermography, infrared fluorescence, ultrasound, terahertz imaging and optical coherence tomography are a few techniques used for diagnosis.⁷ The most common tools for detection of restorative failures are by tactile and/or visual inspection or by radiographic exams. However, according to their measurements, initial microleakages can be clinically imperceptible, and thus, secondary caries will progress.

An example of OCT image obtained directly in patients is shown in figure 4. Image 4a was obtained from a central superior incisor. The upper part shows the gingiva, and the lower part, the enamel. In figure 4a, the upper arrow shows the enamel-restoration interface, and the lower arrow, a fracture at the restoration surface.

Images 4b and 4c were obtained from central superior incisors. The upper arrow in figure 4b shows an adequate dental-restoration interface and the lower, a failure between resin increments. Finally, in figure 4c, two points of microleakage at the restoration can be observed.

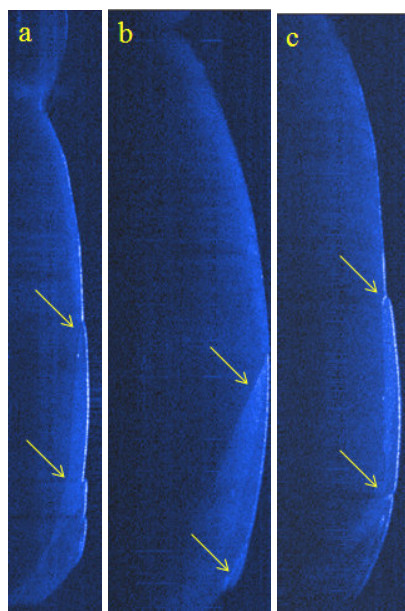


Figure 4. Images obtained from patients teeth, using OCT operating at 840 nm in the spectral-domain

4 Conclusions

We have shown that OCT is more than adequate in clinical practice to assess dental restorations for several reasons: it is a non-invasive, high resolution technique, able to do qualitative and quantitative analysis, free of ionizing radiation, and is near real time in terms of image acquisition. However, is necessary to develop an appropriate handpiece to make access to the posterior teeth in the oral cavity possible.

Acknowledgments

This work was supported by CAPES, CNPq and FACEPE, and was part of the MSc dissertation of Cláudia C. B. O. Mota.

References

1. S. K. Garoushi, L. V. J. Lassila and P. K. Vallittu, "Fatigue strength of fragmented incisal edges restored with a fiber reinforced restorative material," *The Journal of Contemporary Dental Practice*. **8**(2), 1-10 (2007).
2. B. W. Colston, U. S. Sathyam, L. B. da Silva, M. J. Everett, P. Stroeve, L. L. Otis, "Dental OCT," *Opt Express*, **3**(6), 230-238, (1998).
3. J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography for ultrahigh resolution in vivo imaging," *Nature biotechnology*, **21**(11), 1361-1367 (2003).
4. B. E. Bouma, G. J. Tearney, "Handbook of Optical Coherence Tomography". New York: Marcel Dekker (2002).
5. L. S. A. de Melo, R. E. de Araujo, A. Z. Freitas, D. Zezell, N. D. Vieira Jr, J. Girkin, A. Hall, M. T. Carvalho, and A. S. L. Gomes, "Evaluation of Enamel Dental Restoration Interface by Optical Coherence Tomography," *J. of Biomedical Optics* **10**(6), 064027-1/5 (2005).
6. B. W. Colston, M. J. Everett, L. B. da Silva, L. L. Otis, P. Stroeve, H. Nathel, "Imaging of hard and soft-tissue structure in the oral cavity by optical coherence tomography," *Appl Opt*, **37**(16), 3582-3585 (1998).
7. A. Hall, J. M. Girkin, "A review of potential new diagnostic modalities for caries lesions," *Journal of Dental Research*. **83**(special C), C89-C94 (2004).

Evaluación de densitómetro automático con diodo láser

Pedro J. Larrea Cox, Lorenzo Hernández Tabares, Cirilo E. Suárez San Pedro^a, Aradys Vázquez Cano^b, Marlén de los Reyes Rodríguez^b

Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN). La Habana, Cuba. plarrea@ceaden.edu.cu[†]

a) Laboratorio de Ensayos, Instituto Nacional de Investigaciones en Metrología (INIMET), Oficina Nacional de Normalización (ONN). La Habana, Cuba.

b) Área de Control de Procesos, Empresa de Sueros y Productos Hemoderivados “Adalberto Pesant”, La Habana, Cuba.

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 29/04/2010.

Sumario. Se presenta la evaluación de un prototipo de densitómetro automático de barrido, por transmisión, que posee un diodo láser semiconductor como fuente de luz, y está destinado fundamentalmente al análisis de electroforesis de proteínas, el cual fue desarrollado en el Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN). Sus características técnicas fueron determinadas y certificadas en el Instituto Nacional de Investigaciones en Metrología (INIMET), y fue sometido a pruebas en el laboratorio de Control de Procesos de la Empresa de Sueros y Productos Hemoderivados “Adalberto Pesant”, en Ciudad de La Habana, donde se utilizó para el control intermedio de la calidad de los productos que allí se elaboran, obteniéndose resultados satisfactorios.

Abstract. The evaluation of a prototype of an automatic scanning densitometer, transmission mode, is presented. It contains a semiconductor diode laser as light source, is primarily intended for analysis of protein electrophoresis, and was developed at the Center for Technological Applications and Nuclear Development (CEADEN). Its technical specifications were determined and certified in the National Institute of Researches on Metrology (INIMET), and also the equipment was tested at the Laboratory of Process Control on Company of Sera and Blood Products “Adalberto Pesant”, in Havana, where it was used to control the quality of intermediate products that are produced there, obtaining satisfactory results.

Palabras clave. Absorción óptica 42.25.Bs, diodos láseres semiconductores 42.55.Px.

1 Introducción

El ojo humano es bueno distinguiendo bandas, pero no intensidades. Es por eso que se necesita recurrir a técnicas para medir la intensidad, en este caso la densidad óptica, y es aquí donde los densitómetros juegan un importante papel. Los densitómetros ópticos son instrumentos analíticos, destinados a medir la absorción óptica (OD) de una muestra.

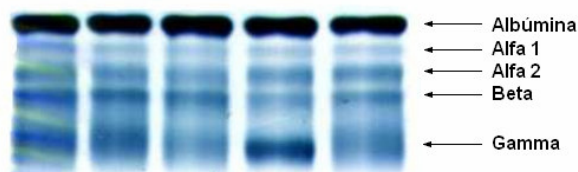


Figura 1. Electroforesis de proteínas de suero sanguíneo.

Estos pueden ser fijos o de barrido, en una o dos dimensiones, y trabajan por métodos de transmisión, reflexión o fluorescencia.

Los densitómetros ópticos tienen amplios y diversos usos en la investigación y el control de la calidad de medicamentos, sueros y vacunas, y de otros productos biotecnológicos. En bioquímica, sirven para la determinación de la actividad enzimática, aceleradora de los procesos biológicos. En ciencias médicas, facilitan a los especialistas el diagnóstico de diversas enfermedades, como por ejemplo, en hematología, las provocadas por excesos o defectos de proteínas componentes del suero sanguíneo, y posibilita la determinación exacta de diferentes problemas metabólicos en endocrinología. Se utilizan en el análisis de placas fotográficas y diapositivas, así como en el control del proceso de impresión e inspección de imágenes realizadas por impresoras láseres y *deskjets*, entre otros. En criminalística, permiten la diferenciación de sustancias reveladoras en las investigaciones policiales. Son muy utilizados en el control de procesos industriales y en dosimetría.

En este caso se trabaja específicamente sobre un densitómetro láser de barrido 1-D, para el análisis de muestras de electroforesis.

Este tipo de equipos se emplea para realizar determinaciones cualitativas y cuantitativas de diferentes sustancias (ADN, proteínas, ácidos grasos, colorantes, etc.), basándose en las mediciones de absorción óptica en substratos cuyo espesor sea aproximadamente homogéneo, y permitan la transmisión de parte de la radiación luminosa que sobre ellos incide. Entre estos medios se encuentran los geles de agarosa, almidón y poliacrilamida (planos y tubulares) y placas de acetato de celulosa.

En la figura 1 se muestra una lámina de electroforesis de proteínas de suero sanguíneo, sobre un soporte de acetato de celulosa y teñida con colorante Negro Amido. En ella se pueden distinguir claramente cinco bandas. Conociendo las intensidades de cada una de las bandas, se pueden diagnosticar diferentes padecimientos¹.

Con el surgimiento del láser, se obtiene un haz de luz intensa, monocromática, coherente, y de forma muy estrecha, que lo hacen apropiado para obtener mayores valores de OD. Por su gran intensidad, puede penetrar muestras densamente coloreadas, con suficiente luz como para hacer mediciones precisas². La incorporación del láser permitió mejorar significativamente las características de los equipos, fundamentalmente: rango y sensibilidad³.

En el país hay varios densitómetros láseres, los que se encuentran principalmente en laboratorios de centros de investigación con perfil biomédico.

Con la aparición de los diodos láseres, o láseres semiconductores, éstos se convierten en rivales de los láseres gaseosos, pues son mucho más pequeños, consumen menos potencia y trabajan a bajo voltaje, son extremadamente confiables y capaces de operar cientos de miles de horas sin problemas, acoplándose correctamente con otros dispositivos electrónicos. Con diodos láseres comerciales⁴ con longitudes de onda cercanas a los 632,8 nm del HeNe, y perfiles de intensidad análogos al modo

TEM₀₀ de muchos láseres gaseosos, se vio la posibilidad de utilizarlos como fuentes de luz en la densitometría por transmisión³.

Tabla I
Algunos densitómetros existentes en Cuba³.

Modelo/Marca	País	Intervalo de OD	Resolución (µm)
Digiscreen-M Scanner/Gelman Sc.	USA	0-1	---
Desaga Quick Scan/Helena Labs.	USA	0-3	150
GS 300/Hoefer Scientific Instruments	USA	0-2.5	---
ADC-20EX/Kayagaki	Japón	0-2	300
TLC Scanner II/CAMAG	Suiza	0-3	100
2202 UltraScan/LKB	Suecia	0-4	50
UltraScan XL/Pharmacia	Suecia	0-4	40
DENSYSTEM LD-01/CEDEIC	Cuba	0-4	50
DENSYSTEM LD-02/CEDEIC	Cuba	0-4	50
CD60/Desaga	Alemania	---	---

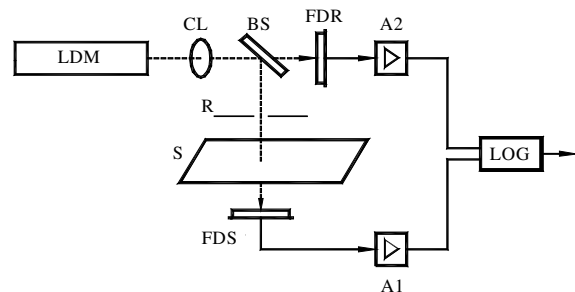


Figura 2. Esquema del principio de funcionamiento. LDM: módulo de diodo láser, CL: lente cilíndrica, BS: *beamsplitter* o divisor de haz, FDR: fotodiodo de referencia, R: rendija, S: muestra, FDS: fotodiodo de medición, A1 y A2: amplificadores operacionales, LOG: amplificador logarítmico.



Figura 3. Densitómetro láser LD-02d.

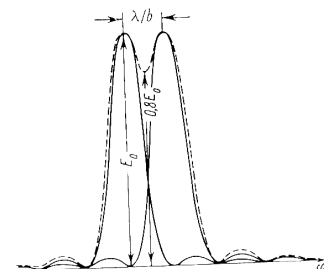


Figura 4. Esquema del criterio de Rayleigh.

Combinándolo con componentes electro-ópticas de avanzada, se puede dar mejor funcionamiento a un equipo. Algunos densitómetros utilizan LEDs⁵⁻⁹ como fuente de luz.

Los densitómetros existentes en la mayoría de los laboratorios clínicos de los hospitales, tienen lámparas halógenas o de tungsteno, y poseen características según se muestra en la tabla I.

Teniendo en cuenta las recomendaciones hechas en las evaluaciones de las versiones anteriores de densitómetros, con el fin de disponer de un equipo más universal para todo tipo de aplicaciones, se acometió el diseño y la construcción de otro, empleando un diodo láser como fuente de luz y un microprocesador para controlar todas las operaciones, automatizándose el proceso de medición y disminuyendo, por tanto, el tiempo requerido en la obtención de resultados.

El principio básico¹⁰ del funcionamiento del equipo está representado en la figura 2.

Fue obtenido un prototipo de densitómetro láser (LD-02d, figura 3) que vino a eliminar las deficiencias de los modelos cubanos anteriores¹⁰. Este nuevo prototipo trabaja también por transmisión, y utiliza como fuente de luz un láser semiconductor de 660 nm, permitiéndole analizar muestras de elevada densidad óptica. El equipo posee circuitos de mayor integración, como es el caso del microcontrolador SAB-C515-LN y de los *drivers* de motores de paso, que reducen y simplifican el diseño electrónico. Se implementó correctamente el amplificador logarítmico, con su compensación de temperatura, y se adicionó una pantalla gráfica de 240x128 *pixels* lo que mejoró la interfaz con el usuario. Se eliminó el sistema modular de tarjetas (más de 5 en el diseño precedente) por dos tarjetas fundamentales. Se mantuvieron las opciones de mini-impresora e interfaz RS-232 del las versiones anteriores (LD-01, LD-02).

El equipo es una solución válida a las necesidades que sobre este tipo de equipamiento se tienen en el país.

Tendencias actuales. La tendencia a aumentar el nivel de densidad óptica a medir nos conduce a utilizar el método de transmisión, utilizando como fuentes de luz láseres gaseosos o semiconductores.

Varios resultados se tienen, desde hace algunos años, en cuanto al uso de láseres semiconductores en densitometría^{3, 11-13} los cuales tienden a mantener la longitud de onda cercana a la del láser de HeNe, por el desarrollo de nuevos materiales para ser utilizados en dosimetría filmica, que buscan la mayor respuesta en esa longitud de onda¹⁴, y en algunos casos se observa mejor respuesta de los materiales ya existentes a longitudes de onda cercanas, como 675.2 nm¹¹.

Con el avance de las tecnologías de la información han comenzado a utilizarse escáneres, cámaras digitales u otros dispositivos de digitalización de imágenes comerciales, que conjuntamente con un programa de *software* realizan el análisis de láminas de electroforesis. Los escáneres y las cámaras digitales trabajan por reflexión por lo que tienen su limitación en cuanto al

máximo de densidad óptica que pueden medir. Por otra parte, estos dispositivos tienen características técnicas que varían de uno a otro, y no son instrumentos de medición profesionales, aunque en algunas aplicaciones se han obtenido resultados favorables en comparación con densitómetros reales¹⁵, y se ha usado esta variante¹⁶⁻¹⁸.

De forma general los densitómetros actuales utilizan el láser como fuente de luz y se componen de dos partes fundamentales: escáner y unidad de procesamiento. Ambas partes pueden estar separadas o integradas en un solo dispositivo. Los escáneres que se utilizan son especiales y trabajan por transmisión. En cuanto a la unidad de procesamiento puede ser un sistema empotrado con una pantalla gráfica, y su correspondiente *firmware* o una PC comercial con un *software* de aplicación.

Tabla II
Determinación del error de la medición fotométrica.

Combinaciones de patrones	Absorbencia certificada ^a (OD)	Absorbencia medida promedio ^b (OD)	Error absoluto ^c (OD)	Error relativo ^d
B	0,7476	0,747	0,0006	0,00
C	1,2924	1,345	0,0526	0,04
B+E	1,4826	1,533	0,0504	0,03
C+B	2,0400	2,128	0,0880	0,04
C+F	2,5221	2,629	0,1069	0,04
C+F+B	3,2697	3,353	0,0833	0,03
C+F+B+E	4,0047	3,896	0,1087	0,03

^{a)} Valor de la absorbencia según el certificado de calibración para cada uno de los filtros.

^{b)} Promedio de los resultados de las mediciones de absorbencia con el densitómetro, para n = 10

^{c)} Absorbencia certificada - Absorbencia medida promedio

^{d)} Error absoluto / Absorbencia certificada

Tabla III
Reproducibilidad de la medición fotométrica.

Combinaciones de filtros patrones	Absorbencia certificada ^a (OD)	Absorbencia medida promedio ^b (OD)	Desv. típica n = 10	Reproducibilidad
B	0,7476	0,747	0,004	0,011
C	1,2924	1,345	0,003	0,008
BE	1,4826	1,533	0,004	0,011
CB	2,0400	2,128	0,010	0,028
CF	2,5221	2,629	0,008	0,022
CFB	3,2697	3,353	0,010	0,028
CFBE	4,0047	3,896	0,009	0,025

^{a)} Valor de la absorbencia según el certificado de calibración para cada uno de los filtros.

^{b)} Promedio de los resultados de las mediciones de absorbencia con el densitómetro, para n = 10

2 Desarrollo

El equipo a evaluar ha sido diseñado como un “escáner” láser, es decir, la muestra es “barrida” por un haz de luz emitido desde un diodo láser semiconductor. El movimiento de la muestra se realiza en dos direcciones, mediante sendos motores de paso de 5 fases. El equipo es gobernado por un sistema microcontrolador de la familia C500 de SIEMENS.

Determinación de características. El prototipo de densitómetro láser se sometió a pruebas de determinación de características en el INIMET, según lo establecido en el procedimiento PP 01-173: 19-99, elaborado sobre la base del documento PP 01-2-20-93/036:08 “Programa de certificación metrológica a: densitómetro láser DENSYSYSTEM LD -02”, y teniendo en cuenta normas nacionales e internacionales¹⁹⁻²². Todas las pruebas realizadas obtuvieron el criterio de conformidad.

Comprobación de la resolución. Para determinar la resolución espacial del equipo se utilizaron patrones rayados, con anchos de rayas de 100 y 200 μm y separaciones entre rayas de 50, 100, 150, 200, 250 y 300 μm . Se siguió el criterio de Rayleigh, según el esquema de la figura 4.

El equipo resolvió ampliamente el grupo de líneas del patrón rayado con resolución nominal hasta de 50 μm (véase muestra impresa en la figura 5). La altura promedio de los mínimos representó menos del 80 % de la altura de los máximos, que es una condición satisfactoria.

Determinación del error de la medición. Para la determinación del error de la medición se utilizaron combinaciones de filtros patrones de vidrio neutro, modelo HC-8 (ver tabla II).

En el peor de los casos, el error relativo es de 0,04 por lo que el equipo mide de 0,00 – 4,00, con $\pm 1\%$ de error relativo porcentual.

Comprobación de la linealidad de la respuesta del densitómetro en el intervalo de medición. Se comprobó la linealidad de la respuesta del LD-02d utilizando los filtros neutros mencionados. El gráfico (figura 6) muestra los valores de densidad óptica medidos por el LD-02d, correspondiente a cada valor de absorbancia certificada de los filtros, vistos en la tabla II.

Comprobación de la reproducibilidad de la medición

La reproducibilidad es la variabilidad de las mediciones bajo diferentes condiciones, en períodos dilatados de tiempo, utilizando varios operarios (véase tabla III).

Para la albúmina (tabla V) se observaron los picos bien definidos, pudiendo leerse correctamente todas las bandas presentes en los respectivos acetatos. En las tablas IV y V se observa que la mayoría de los valores quedan en los rangos admisibles, siendo generalmente muy similares los promedios, sus desviaciones estándares y los coeficientes de variación. Se comprobó la similitud de las mediciones entre un equipo y otro, y que se cumplía con los valores reportados en los patrones.

Comparación con equipo similar. Se compararon las mediciones del LD-02d con las de un densitómetro DESAGA, en la determinación de la pureza de muestras patrones de electroforesis de proteínas en suero sanguíneo. En el caso de las inmunoglobulinas (tabla IV), la mayor dificultad radica en discernir bien cuales bandas deben incluirse o no en los porcentos correspondientes.

Figura 5. Muestra impresa de la respuesta del LD-02d al patrón rayado (ancho de rayas: 200 μm , separación entre rayas: 50 μm).

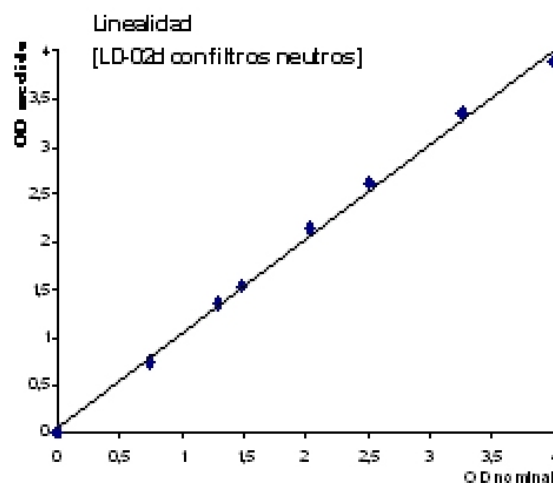
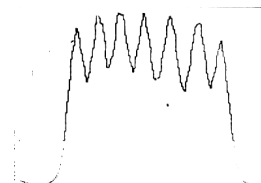


Figura 6. Respuesta lineal del densitómetro LD-02d en el intervalo de 0 a 4,00 OD.

Tabla IV

Determinación de pureza en patrones de gammaglobulinas. Rango aceptable: 75,7 – 80,9 %

Equipo	Promedio (%)	Desviación estándar	Coefficiente de variación (%)
DESAGA	78,40	1,73	2,21
LD-02d	78,42	2,02	2,57

Tabla V

Determinación de pureza en patrones de albúmina. Rango aceptable: 96,7 – 98,7 %

Equipo	Promedio (%)	Desviación estándar	Coefficiente de variación (%)
DESAGA	96,83	0,86	0,89
LD-02d	98,26	0,56	0,57

3 Conclusiones

Durante las pruebas realizadas, el prototipo de densitómetro automático con diodo láser tuvo un funcionamiento estable. A partir de los resultados obtenidos, puede concluirse que dicho equipo evaluado ha presentado un comportamiento satisfactorio.

Referencias

1. J. Suardíaz, C. Cruz, A. Colina. "Laboratorio Clínico". Ed. Ciencias Médicas, La Habana, pp. 105-113 (2004).
2. P. J. Larrea, M. Cobas, A. García, R. Miranda, A. Korchenko, L. García, O. Morales, R. Neyra, A. Escobar, H. Fernández y F. Dina. "Nuevo Densitómetro Láser Automático". *Rev. Col. Fís.*, Vol. 26, No. 2, pp. 1-8 (1994).
3. P. J. Larrea, R. Miranda, D. Rodríguez, R. Y. Díaz, M. Cobas, H. Fernández y A. C. Escobar. "El densitómetro con diodo láser: solución tecnológica". *Rev. Cub. Fís.*, Vol. 18, No. 1 pp. 16-20 (2001).
4. T. Imasaka and N. Ishibashi. "Diode lasers and practical trace analysis". *Anal. Chem.*, Vol. 62, No. 6 363A (1990).
5. M. D. Borton, F. F. Hubble, J. P. Martin, T. K. Mattioli, and R. A. Shoemaker. "Densitometer of color liquid developer". Pat. JP 03111743 (1991).
6. S. Nardi, S. Intini, and M. Battistoni. "Densitometer for electrophoresis with reading on the whole electrophoretic migration sheet, without moving mechanical scanning parts". Record Separation Srl. Pat. ITRM950147 (1995).
7. L. Avigdor. "Photodensitometer for monitoring safety badges". Fondazione Centro San Raffaele del Monte Tabor. Pat. EP 0732581 (1996).
8. M. H. Regelsberger, R. G. Allen, W. A. Hameister, and B. A. Twait. "Densitometer with improved accuracy for use in color image processing apparatus". NEXPRESS Solutions Llc Pat. US 2003007804 (2003).
9. A. Uejima. "Densitometry device". FUJI Photo Film Co Ltd. Pat. US 2003072002 (2003).
10. P. J. Larrea-Cox, L. Hernández-Tabares, N. López-Casado, H. Fernández-Lechuga, J. Arteché-Díaz, and A. M. Combarro-Romero. "Development of an automatic densitometer with diode laser". *Memorias de TECNOLASER*. ISBN-959-7136-48-1 (2007).
11. A. Ertl, P. O. Kellermann, M. Zehetmayer, A. Schöggel, P. Kindl, and A. H. Maitz. "A novel 675. 2 nm diode laser densitometer for use with GafChromic films". *Med. Phys.*, Vol. 26, No. 5, pp. 834-838 (1999).
12. P. J. Larrea, L. Hernández, N. López, H. Fernández, J. Arteché, A. M. Combarro, R. Arteché y L. P. Claro. "El LD-02d: una variante de densitómetro láser automático". *Memorias de TECNOLASER*. ISSN-1607-6281 (2003).
13. P. J. Larrea, A. M. Combarro, H. Fernández, L. Hernández y E. Lizaso. "Desarrollo de un módulo de diodo láser visible". *Memorias de TECNOLASER*. ISSN-1607-6281 (2005).
14. C. G. Soares. "New developments in radiochromic film dosimetry". *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 120, No. 1-4, pp. 100-106 (Oxford University Press, 2006).
15. S. G. Vincent, P. R. Cunningham, N. L. Stephens, A. J. Halayko, and J. T. Fisher. "Quantitative densitometry of proteins stained with Coomassie Blue using a Hewlett Packard scanjet scanner and Scanplot software". *Electrophoresis*, Vol. 18, No. 1, pp. 67-71 (1997).
16. R. W. Mitchell, C. Y. Seow, T. Burdyga, R. Maass-Moreno, V. R. Pratusевич, J. Ragozzino, and L. E. Ford. "Relationship between myosin phosphorylation and contractile capability of canine airway smooth muscle". *J. Appl. Physiol.*, Vol. 90, No. 6, pp. 2460-2465 (2001).
17. M. E. Zacour and J. G. Martin. "Protein kinase C is involved in enhanced airway smooth muscle cell growth in hyperresponsive rats". *AJP - Lung Cellular and Molecular Physiol.*, Vol. 278, pp. L59-L67 (2000).
18. A. J. Halayko, S. Kartha, G. L. Stelmack, J. McConville, J. Tam, B. Camoretti-Mercado, S. M. Forsythe, M. B. Hershenson, and J. Solway. "Phosphatidylinositol-3 kinase/mammalian target of Rapamycin/p70^{S6K} regulates contractile protein accumulation in airway myocyte differentiation". *Am. J. Respiratory Cell and Mol. Biol.*, Vol. 31, pp. 266-275 (2004).
19. ISO 5725: 1994 "Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results. Part 2: Basic method for the determination of repeatability and reproducibility of a standard measurement method".
20. ISO P17: 1993 "Guide to the expression of uncertainty in measurement".
21. Cuba, NC OIML V2 (1995) "Vocabulario internacional de términos generales y básicos en metrología".
22. Cuba, NC 90-00-06 (1983) "Aseguramiento metrológico. Sistema Internacional de Unidades".

Scratch holograms drawn by computer using a laser engraver system

Ángel G. Augier y Raúl. B. Sánchez

Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas (InSTEC); augier@instec.cu[†]

[†]autor para la correspondencia

Recibido el 15/05/2009. Aprobado en versión final el 10/06/2010.

Abstract. A computing generalization of the non-conventional holographic technique, well-known as Scratch Holography or Hand Drawn Holography, is developed. It is presented an alternative technique that allows to code three-dimensional virtual objects (3D) as two-dimensional (2D) multiple circular-scratch drawings, using a software program for 2D encoded representation of 3D-models. Using this software like an assistant, several scratch holograms of variable complexity were hand drawn, generated by software templates. A CO₂ laser engraver system, driven by computer, was used for drawing more complex holograms directly onto suitable surface. Different types of plastic material are employed. Reconstructed images from all these holograms are shown.

Resumen: Se desarrolla una generalización computarizada de la técnica holográfica no convencional, conocida como Scratch Holografía u Holografía Dibujada a Mano. Se presenta una técnica alternativa que permite codificar objetos virtuales tridimensionales (3D) en dibujos bidimensionales (2D) de rayados circulares múltiples, usando un programa de software para codificación 2D de modelos 3D. Usando este software como un asistente, varios hologramas Scratch de complejidad variable se dibujaron a mano, generados por las plantillas del software. Un sistema de grabado a láser de CO₂, gobernado por un ordenador, se usó para dibujar hologramas más complicados directamente sobre la superficie del material conveniente. Se emplearon diferentes tipos de material plástico. Se muestran imágenes reconstruidas de todos estos hologramas.

Keywords: Scratch holograms 42.40.Kw, computer generated holograms 42.40.Jv, laser engraver systems 42.62.-b

1 Introduction

The non-conventional holography, known as Hand Drawn Holography, or Scratch Holography was reported in the Web by Beaty [W. J. Beaty, "Hand-drawn holograms", <http://www.amasci.com/amateur/holo1.html>] in 1995, when most optics community was not be familiar with it. In his paper he refers some previous works that mention the synthesis of such 3D images^{1, 2, 3, 4, 5}, because the phenomenon has been repeatedly discovered, receiving different names. The first version of this technique was patented by the artist and inventor Weil¹ in 1934.

Beaty's paper has been actualized in⁶. Theoretical considerations can be found in^{2,6,7}.

Unlike the conventional holography, for making this type of hologram by hand, neither a darkroom with isolation table and expensive laser, nor highly photosensitive film plates are necessary. Scratch holograms can be directly drawn upon a suitable material, by using an appropriate tool. For drawing this type of hologram by hand, only a compass with two points and an adjusting screw to precisely set the spacing between the points is needed. Alternatively, one can also uses transparent half-circular masks and a steel point for drawing fine scratch lines onto the plastic plate.

Some ingenious instruments for drawing scratch holograms were also reported in <http://www.instructables.com/id/Make-a-Tool-to-Draw-Scratch-Holograms/>

This technique is able to encode a 3D image, by using a multiple circular-scratch representation. The image can be observed using white light and an appropriate illumination. Complicated 3D designs can be encoding by varying the radius of circular-scratch, for obtaining deep effects.

Due to its simplicity, a logical generalization of this type of hologram is to generate it by means of a computer. Using a computer for writing the code, it will be possible to represent much more complicated 3D-designs, generated by the appropriate software.

Beatty comments in his Web paper saying that “the scratch-hologram technique might be very useful in reducing the amount of data required for computer-generated holography”.

Usually, all techniques used for making computer generated holograms produce a mathematical description of a virtual transparency, which constitutes the hologram. In all cases, a diffraction pattern must be calculated and, because no method can be easily achieved for producing this hologram directly because of the high resolution required, the calculated diffraction pattern has to be first plotted on an expanded scale and later photographically reduced. Unlike this, a scratch-engraved hologram is the generalization of hand made holograms, but generated by computer from a 3D virtual object and directly laser “scratched” onto the appropriate material with an engraver-laser system.

For making this computer generated scratch hologram, neither diffractive optics, nor mask pattern or photo-reduction of a transparency onto a high resolution film plate are needed.

As in the traditional holography, the two-dimensional representation on the used material it can be considered like a type of 2D-code which allows, having the appropriate illumination, to obtain the 3D images.

Any available tridimensional virtual object, also named 3D model, can in principle to be represented in this 2D-code, but it is necessary to use some type of tool for drawing directly those “scratches” on the suitable material. The methods usually used in scratch holography are based on “mechanically generated” holograms. Unlike this, in our work we made scratch holograms, which are not mechanically generated.

An appropriate software for 2D representation from 3D-models was developed. Using the software, some scratch holograms were computer generated and drawn by a computer driven laser engraver on several plastic materials. Each laser trace, as the hand drawn scratches, must be polished inside like a mirror.

Using the same software like an assistant, several scratch holograms of variable complexity were hand drawn on acetate pieces.

In the case of engraved holograms, a commercial CO₂ engraver-laser system was used. The beam was focused

by a lens in a focal spot of few μm in diameter. The intensive beam can vaporize the surface on the material leaving an engraved image. The engraver laser systems are usually used for engraving 2D non-holographic drawings.

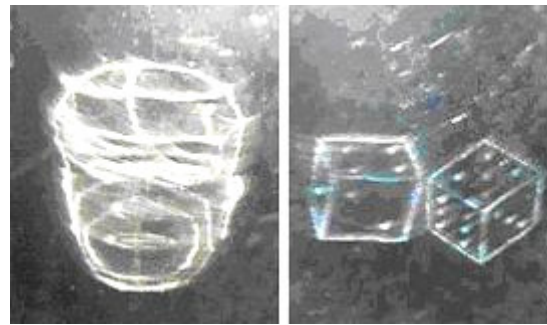


Figure 1. Reconstructed images of computer assisted holograms. **Left:** 3D Head. **Right:** a pair of 3D dices. The images were observed in reflection mode by halogen illumination.

Figure 2. Photograph of 3D cube holographic image obtained using sunlight illumination in reflection mode. Scratch hologram was engraved by the laser system on acrylic sheet.



Figure 3. Stereoscopic pair from the 3D image of a polyhedron obtained at two different angles. The scratch hologram was laser engraved on a transparent acrylic piece. The image were obtained using sunlight illumination in reflection mode.

2 A computer program for encoding scratch holograms

3D Silhouette program. It was written with the initial purpose of supplying an aid for the creation of hand drawn scratch holograms. Three dimensional virtual objects, represented as files in 3D format, are used as input data. These objects may be transformed by means of simplifying or searching the best point of view, before processing them.

Program creates a set of templates that may be used as a guide for making hologram by hand, using a divider with sharp tips. Otherwise, output may be redirected to the printing device for printing scratches, or to the laser engraver for drawing scratches directly onto appropriate

material surface. Program can read files in .3ds (3D-Studio) or .mcl (MarbleClay) formats. Here objects are represented as polygon mesh data. A polygon mesh or unstructured grid is a *collection of vertices, edges and faces* that defines the shape of a polyhedral object in 3D computer graphics and solid modeling. The *faces* usually consist of triangles, quadrilaterals or other simple convex polygons, since this simplifies rendering, but may also be composed of more general concave polygons, or polygons with holes.

There are several 3D Object Modelers-Editors based on polygon mesh data structure. 3D Studio, Rhinoceros 3D, Maya, Wings3D, are among most popular. Marble-Clay is a freeware polygon mesh editor that can be freely downloaded from Internet.

Building scratches and simplifying objects. 2D object rendering is performed basically on polygon edges. They form a set of paths displayed as finished hologram. Edges are broken in sets of even spaced points, each of them corresponding to one scratch. Regarding the chosen output form, every point is represented as a line carrying information about point position and radius, or as an arc shaped trace directed to printer or plotter.

Polygon mesh object models may be very complex. They usually contain tens of thousands of faces or more. This could impose some difficulties to the task of rendering these objects as scratch holograms.

Very complex pattern templates are hard to work manually. On the other side, extreme densely packed scratches could deteriorate working media, and destroy hologram. In order to avoid handling with this complexity, in most cases, models should be simplified. The program has an embedded simplifying procedure that uses a different approach to deal with model complexity taking advantage of Principal Features Searching Method. Principal features may be interpreted as a group of model details, which lead to differentiate it from others. As the program only needs polygon edges to perform object rendering, it tries to find most outstanding edges on the model. These edges are searched using a local extremum finding algorithm that looks for extremal vertexes on model surface.

Working with the program. It presents a very simple interface for managing 3D objects. They may be rotated, moved and scaled. A special feature allows editing object by deleting or adding edges. These features allow accommodating object on the screen for easy handling. The program also allows saving edited object in .mcl format file. The available options contain the *Render Options*. Here may be modified some parameters, as minimum and maximum scratch radius, scratch spacing, scratch angle, accuracy level and others, that determine final performance.

The *Get Silhouette* option implements the simplifying procedure, which performs Principal Features Searching algorithm. Other options allow selecting the kind of features to be sought, the size of the searched neighborhood

and searching rule strength.

Several outputs formats are available. *The Pattern template* output may act as a guide for drawing hologram by hand. It comprises a set of lines which length is the radius of corresponding scratch, where bottom end indicates coordinates for the compass tip. The *Scratch* output provides a set of raw scratches.

Resulting files may be obtained in .bmp raster format or .svg vector format. The last one may be used to draw scratches with a laser tracer directly onto working media.

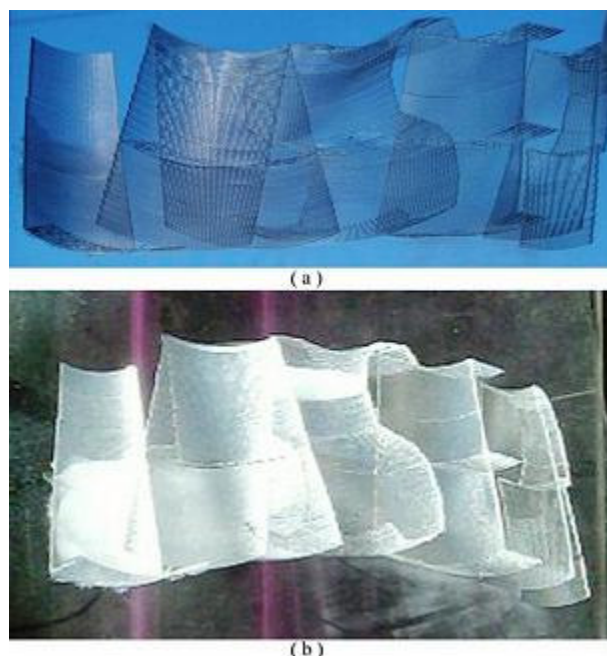


Figure 4. (a) Image of scratches of word “Laser”, engraved on a piece of thermo-resistant acetate (b) photograph of the corresponding 3D reconstructed image, obtained from sunlight illumination in transmission mode.

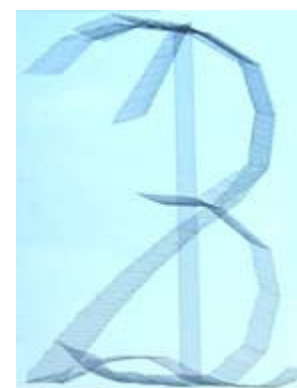


Figure 5. Photograph of the coded objects-numbers 1-2-3, laser engraved on a transparent polycarbonate sheet.

3 Drawing scratches using generated templates

Using the *Silhouette* program like assistant, it is possible to draw by hand some 3D models of greater complexity than those drawn by hand without their help. Using sets of templates generated by the program, from provided

3D object models some scratch holograms of variable complexity were drawn by hand on acetate sheets. As example, in figure 1, (a) and (b), we show respectively the images of a 3D face, and of a pair of dice.

4 Drawing scratches using a CO₂ laser engraving system

Computer generated scratch holograms. By using the 3D Silhouette software, some scratch holograms were drawn by a computer driven laser engraver which was adequately arranged for performing this job. The holograms were engraved on different type of materials as acrylic and polycarbonate sheets and thermo-resistant acetate pieces.

All these scratch holograms were computer generated from 3D-models. Photographs of reconstructed images from some of these scratch holograms are shown in figures 2, 3 and 4.

The results were obtained using an engraver-laser system, from PINNACLE™ Lasers Engravers- that uses a CO₂ laser, with maximum power of 25 watt.

5 Multiplex-scratch hologram. Multiple image storage

Scratch holograms can be used as a multiple image storage medium, by encoding each distinct object with a different type of scratch. We engraved an image storage scratch hologram by varying the inclination angle of scratch corresponding to each object. By this way, if the reconstructing beam is fixed, the different objects can be observed separately by changing the observation angle. In figure 5 the coded objects -the numbers 1-2-3-, are shown on a transparent polycarbonate piece. Figure 6 shows the separately observed corresponding images. The observation variation angle in this case is small.

6 Conclusions

It has been shown a technique for generating by computer scratch holograms from 3D-models, by means of an appropriate software, with considerably widened scratch holograms possibilities. With the help of this software, the hologram can be drawn by hand, generated by software templates, or engraved with a laser on the suitable material. It has shown to be a significant improvement in working with 3D models of increased complexity. Drawing time was dramatically reduced, allowing to perform higher density drawings.

Engraver scratch holograms represent an alternative potential technology that allows a competitive use of the

three-dimensional images obtained by this technique in Art, Graphic Design, Visual Media for Education, Sciences, and others applications.

This technique may also allow making very interesting gigantic engraved holograms that could be recorded in separated parts and then assembled as the pieces of a puzzle. These images could be observed indoor, with appropriate illumination, or outside under sun illumination.

Further developing of this work will be aimed to find a way of increasing the hologram complexity without damage of recording medium. Suitable materials, optimal laser parameters and scratch shape are subject of researching.



Figure 6. Separately reconstructed images of numbers 1-2-3, obtained from sunlight illumination in reflection mode under small angle variations. Behind the support is observed.

Acknowledgment

We gratefully acknowledge the invaluable collaboration and support of Dr. Luis Ponce, from Instituto de Ciencia y Tecnología de los Materiales (IMRE), Universidad de La Habana, La Habana, Cuba, for the use of his Laser-laboratory and materials. Specially, we thank Adalio Borges for his help and collaboration in the work with the laser engraver system.

References

1. H.Weil, "Improvement in advertising and like signs", UK patent 37208/34 (December 1934)
2. W. Plumber and L. Gardner, "A mechanically generated hologram", Appl. Optics, 31, 6585-6588 (1992).
3. J. Walker. "What do phonograph records have in common with windshield wipers?" The Amateur Scientist, Scientific American, 261, 106-109 (1989).
4. P. Kirkpatrick, "A Binocular Illusion", Am. Journal of Phys. 22, 492-495 (1954).
5. J.B. Lott, "Reflections on a gramophone record", Math. Gazette, 47, 113-118 (1963).
6. W. Beaty, "Drawing Holograms by Hand", Proc. SPIE-IS&T Electronic Imaging, SPIE. 5005, 156-167 (2003).
7. J. Eichler, et al. "Three-dimensional image construction by curved surface scratches", Appl. Opt., 42, 5627-5633 (2003).