

Ejemplo de archivo para tesis en
L^AT_EX 2 ϵ

Tesis de Maestría

Por

Enrique Morales Rodríguez

enmora@inaoep.mx

30 de mayo de 2003

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y
Electrónica
Tonantzintla, Puebla, México

Interacción de varios órdenes de difracción en un medio no-lineal tipo Kerr

Por

Enrique Morales Rodríguez

Tesis

que presenta como requisito parcial para obtener el
grado de **Maestro en Ciencias**, con especialidad en
Óptica

Asesor

Dr. Nikolai Korneev
INAOE

Para María

Regina dixit

Agradecimientos

A mi madre: **Roberta Rodríguez Bernabé**

Por su valentía; Por su ayuda; Por su amor (Inefable, Sempiterno)

A mis suegros: **Martín Hernández Hernández y Felipa Avila Rojas**

Gracias, porque lo hasta ahora logrado no existiría sin su ayuda

A mi prima: **Elodia Lozano Hernández**

Por su inconmensurable apoyo y cuidados

A mis hijos: **Enrique y Sofía Cristina**

Por su gran amor filial y por pensar que lo que hago es valioso

A Dios

Porque creo en un Ser Supremo dador de todas las bondades de que gozo en este mundo.

Índice general

Dedicatoria	a
Agradecimientos	b
Prefacio	f
1. Teoría básica	1
1.1. Introducción	1
1.2. Holografía	2
1.2.1. Interferencia	2
1.2.2. Holograma	4
2. Fotorrefractividad	6
2.1. Absorción de luz	7
A. Efecto Electro-óptico	8
Bibliografía	11
B. Cómo se hace este documento	12
B.1. Los comandos de L ^A T _E X 2 _ε	12

Índice de figuras

1.1. El disco de Airy	1
1.2. El osito Winnie Pooh	3

*Vanitas vanitatum, dixit Qohelet:
vanitas vanitatum, et omnia vanitas...
... Omnia tempus habent, et suis spatiis
transeunt universa sub cælo.
Tempus nascendi, et tempus moriendi.
Tempus plantandi, et tempus evellendi quod plantatum est.
Tempus occidendi, et tempus sanandi.
Tempus destruendi, et tempus ædificandi.
Tempus flendi, et tempus ridendi.
Tempus plagendi, et tempus saltandi.
Tempus spargendi lapides, et tempus colligendi.
Tempus amplexandi, et tempus longè fieri ab amplexibus.
Tempus acquirendi, et tempus perdendi.
Tempus custodiendi, et tempus abjiciendi.
Tempus scindendi, et tempus consuendi.
Tempus tacendi, et tempus loquendi.
Tempus dilectionis, et tempus odii.
Tempus belli, et tempus pacis.¹*

¹Ecl. 1:2; 3:1-8; La Biblia (Vulgata Latina); trad. por Dn. Felipe Scio de San Miguel; Tomo tercero; París, **1847**, pp.643 y 648-649.

Prefacio

El trabajo de investigación de los cristales fotorrefractivos nació a partir de lo que sus descubridores llamaron “Desarreglo Óptico”. Lo subsecuente fue el determinar cual era en realidad el principio físico asociado a este fenómeno para su posterior aplicación. La .5tiene asociados diversas propiedades dentro de los cristales que la presentan.

Capítulo 1

Teoría básica

1.1. Introducción

En este presente trabajo de tesis se presenta un estudio de los órdenes de difracción dentro de un cristal fotorrefractivo.

En general acerca de los cristales fotorrefractivos usados como fotodetectores adaptivos aprovechando su característica fundamental de que aparezca una fuerza foto-electromotriz al ser iluminado con una rejilla dinámica de fase. Para ello debemos puntualizar los conceptos básicos que involucrados en el planteamiento inicial de esta tesis.

Figura 1.1: El disco de Airy

El anterior es un entorno muy útil para pegar figuras en formato JPG que aparecen en el archivo *tesikor1.pdf*, creado con la orden:

```
dvipdfm tesikor1 <enter>
```

Todo dentro del entorno de MS-DOS y ubicados dentro del subdirectorio donde está, precisamente, el archivo *tesikor1.dvi*, claro, teniendo instalado **MiKTeX 1.20**.

1.2. Holografía

1.2.1. Interferencia

La luz es un fenómeno vectorial; los campos eléctricos y magnéticos son campos vectoriales. Por medio de las ecuaciones de interferencia básicas es posible delinear las condiciones bajo las cuales es posible un tratamiento escalar.

De acuerdo al principio de superposición, la intensidad del campo eléctrico E , en un punto en el espacio, que proviene de los campos separados E_1 , E_2 , ... de varias fuentes que contribuyen está dada por:

$$E = E_1 + E_2 + \dots \quad (1.1)$$

Consideremos dos fuentes puntuales S_1 y S_2 que emiten ondas monocromáticas de la misma frecuencia en un medio homogéneo separadas una distancia a mucho más grande que la longitud de onda λ . Colocando el punto de observación P lo suficientemente lejos de las fuentes, de tal forma que los frentes de onda en P sean planos. Consideremos la parte real de ondas linealmente polarizadas de la forma:

$$\begin{aligned} E_1(r, t) &= E_{01} \cos(k_1 \cdot r - \omega t + \delta_1) \\ E_2(r, t) &= E_{02} \cos(k_2 \cdot r - \omega t + \delta_2) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Donde δ son las constantes de fase que especifican el estado de polarización y k es el vector de propagación [1].

La irradiancia en P está dada por:

$$I = \epsilon v \langle E^2 \rangle \quad (1.3)$$

Figura 1.2: El osito Winnie Pooh

Despreciando las constantes, solamente consideraremos E^2 , es decir, el promedio temporal de la magnitud de la intensidad del campo eléctrico, al cuadrado, esto es:

$$E^2 = E \cdot E \quad (1.4)$$

De acuerdo a la ecuación 1.1, tenemos que:

$$E^2 = (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2) \quad (1.5)$$

por lo tanto:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \quad (1.6)$$

Tomando el promedio temporal a ambos lados de 1.6, nos queda:

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (1.7)$$

en donde:

$$\begin{aligned} I_1 &= \langle E_1^2 \rangle \\ I_2 &= \langle E_2^2 \rangle \end{aligned}$$

e

$$I_{12} = 2 \langle E_1 E_2 \rangle \quad (1.8)$$

y a la ecuación 1.8 se le conoce como **Término de Interferencia**.

1.2.2. Holograma

Un holograma es un patrón de interferencia dentro de un medio de grabado, producido por la interferencia de un haz de referencia y un haz objeto.

Un holograma es un patrón de interferencia grabado en algún medio. La irradiancia se representa de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} I &= |A_1 + A_2|^2 = (A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*) \\ &= A_1 A_1^* + A_2 A_2^* + A_2 A_1^* + A_1 A_2^* \end{aligned} \quad (1.9)$$

La irradiancia de 1.9, es la transmitancia que se graba en el medio de grabado. A dicho medio grabado se le llama holograma (H). Para reconstruirlo, se hace incidir el mismo haz A_1 con que se grabó. Asumiendo $\beta = cte.$, como un factor de atenuación de la irradiancia del holograma, entonces tendremos que (1.10).

$$\begin{aligned} H &= (A_1)(transmitancia) = \beta (A_1 [A_1 A_1^* + A_2 A_2^* + A_2 A_1^* + A_1 A_2^*]) \\ &= \beta A_1 [I_1 I_2] + \beta A_1 [A_2 A_1^*] + \beta A_1 [A_1 A_2^*] \\ &= C_1 A_1 + C_2 A_2 + \beta (2A_1 A_2^*) \\ &= C_1 A_1 + C_2 A_2 + \beta (2A_1) A_2^* \end{aligned} \quad (1.10)$$

En donde identificamos que, en la ecuación 1.10, los términos son:

- $C_1 A_1 \Rightarrow$ El haz A_1 atenuado por C_1
- $C_2 A_2 \Rightarrow$ El haz A_2 reconstruido y atenuado por C_2
- $\beta (2A_1) A_2^* \Rightarrow$ El tercer haz, proporcional a A_1 y a A_2 .

El holograma, para ser grabado, necesita el haz A_1 , haciendo interferencia con el haz A_2 que es el mismo haz A_1 reflejado sobre un objeto y es el que se reconstruye.

El holograma obtenido es, en esencia, una rejilla. Los hologramas se pueden clasificar en hologramas planos o de volumen. Un criterio para definir si

un holograma es plano es si el espesor del medio de grabado es despreciable comparado con el espaciamiento de las franjas de la rejilla. En un holograma de volumen, si el centro del objeto está angularmente separado del punto de referencia por un ángulo φ , el espaciamiento de las franjas de la portadora de frecuencia es del orden de:

$$d \sim \frac{\lambda}{\sin \varphi} \quad (1.11)$$

Donde λ es la longitud de onda de la luz de grabado, entonces d debe ser del orden de o menor que el espesor del medio de grabado. En el presente trabajo de tesis se trabaja con hologramas de volumen.

Ondas que se propagan en direcciones encontradas. Cuando un tercer rayo incide en el medio, se genera una cuarta onda que es exactamente la conjugada en fase de la incidente. Este proceso puede ser interpretado como Holografía en tiempo real.

En el medio, el rayo incidente y uno de los rayos bombeados forman un patrón de interferencia de intensidad, que depende del producto de las amplitudes del campo de las dos ondas. En algunos medios no-lineales el índice de refracción puede escribirse como

$$n = n_0 + n_2 I$$

donde n_0 , n_2 son constantes e I es la intensidad. La constante n_2 es conocida como el coeficiente Kerr. Para vidrio óptico n_2 es $3,2 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$. Como resultado de la respuesta no-lineal del medio, se forma una rejilla de índices. Esta rejilla de índices se lee por el otro rayo bombeado y el rayo difractado es exactamente conjugado en fase del rayo incidente.

Capítulo 2

Fotorrefractividad

La fotorrefractividad es el cambio de índice de refracción debido a la luz incidente. Es un efecto no-lineal, puesto que depende de la intensidad y de la longitud de onda.

El efecto fotorrefractivo ocurre en cristales y polímeros fotoconductores al siguiente tenor:

1. La luz produce los portadores de carga libres
2. Los portadores se redistribuyen debido a la presencia de un campo eléctrico
3. Se forma la carga espacial y su campo eléctrico
4. El campo eléctrico cambia el índice de refracción (n)

Algunos materiales fotorrefractivos son:

Ferroeléctricos: $LiNbO_3$, Niobato de litio; $BaTiO_3$, Titanato de bario; SBN . Se caracterizan por la existencia de la polarización espontánea aún en ausencia de un campo eléctrico.

BSO: $BiSiO_3$, Silicato de bismuto; $BiGeO_3$, Germaniato de Bismuto y $BiTiO_3$ Titanato de bismuto

Semiconductores: $GaAs$, Arseniuro de Galio; InP , Fosfuro de indio y $CdTe$, Teliuro de cadmio. Tienen tiempos de grabado de rejillas del orden de microsegundos, no son transparentes y la longitud de onda con que se graban solo la aceptan superior a $900nm$.

Polímeros fotorrefractivos Son películas de $\sim 100\mu m$ de espesor, se deben aplicar grandes voltajes a menores distancias, en la franja oscura aparece más voltaje y en la franja brillante menos voltaje.

2.1. Absorción de luz y generación de fotoportadores

El mecanismo de absorción intrínseca de luz funciona de la siguiente manera:

Cuando llega un fotón, éste cede su energía a un electrón que se encuentra en la banda de valencia, por lo que tal electrón sube hacia la banda de conducción dejando un hueco en la banda de valencia y se tiene la creación de un par electrón- hueco por cada fotón absorbido; si se llega a recuperar el electrón en un circuito exterior, se habrá generando una fotocorriente. Esto se ilustra en la figura ??:

La probabilidad de absorción puede cuantificarse con ayuda del coeficiente de absorción α . Si se tiene un flujo energético P_0 que llega a la superficie de un semiconductor, el flujo $P(x)$ a una distancia x de la superficie está dado por:

$$P(x) = P_0 e^{-\alpha x} \quad (2.1)$$

El coeficiente de absorción α depende del semiconductor escogido y de la longitud de onda λ de la luz. Es necesario que se tenga $\lambda < \lambda_c$ [?], donde λ_c es la longitud de onda crítica y se define por la ecuación 2.2:

$$h\omega = h \frac{c}{\lambda_c} = E_g \quad (2.2)$$

en donde c es la velocidad de la luz, h es la constante de Plank y E_g es la amplitud de la banda prohibida. En nuestro caso usamos un cristal de Arseniuro de Galio (*GaAs*) con $E_g (eV) = 1,43$ y un láser de *HeNe* a $\lambda = 632,8nm$.

Cuando tenemos un cristal que se ha dopado, se considera que se han agregado niveles intermedios de atrapamiento dentro de la banda prohibida, por lo que el coeficiente de absorción α sea menor a $10^3 cm^{-1}$. Esto se ilustra en la figura

En este tipo cristales con niveles de impurezas de atrapamiento se dice que tienen *Absorción Extrínseca*.

Apéndice A

Efecto Electro-óptico

Consideremos la propagación de radiación electromagnética en cristales en presencia de un campo eléctrico aplicado de dc (o de muy baja frecuencia)[9]. Los modos normales de propagación en un medio anisotrópico puede determinarse por el tensor de permitividad ϵ o de manera equivalente, el método de la elipsoide de índices. En ciertos tipos de cristales la aplicación de un campo eléctrico da como resultado un cambio en el tensor de permitividad ϵ o, equivalentemente, un cambio en la dimensión y orientación de la elipsoide de índices. Este efecto es referido como *Efecto electro-óptico*. En cristales fotorrefractivos, el campo eléctrico de dc se produce por los portadores de carga que se generan por fotoexcitación por la presencia de un rayo de luz.

El efecto electro-óptico se define en términos del cambio en el tensor de impermeabilidad A.1:

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkm}E_kE_m \quad (\text{A.1})$$

donde E_k , E_m son los componentes del campo eléctrico aplicado, r_{ijk} es el coeficiente lineal electro-óptico y s_{ijkm} es el coeficiente cuadrático electro-óptico.

Un cambio en el tensor dieléctrico $\Delta\epsilon$ está relacionado a un cambio en el tensor de impermeabilidad $\Delta\eta$ por medio de:

$$\Delta\epsilon = -\frac{\epsilon\Delta\eta\epsilon}{\epsilon_0} \quad (\text{A.2})$$

En la coordenada principal en la cual el tensor dieléctrico es diagonal, dicho cambio puede escribirse como:

$$\Delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (\text{A.3})$$

donde n_i y n_j son los índices de refracción principales.

La mayoría de los fenómenos en los cristales fotorrefractivos son debidos al efecto electro-óptico lineal, llamado *efecto Pockels*. Los coeficientes r_{ijk} son componentes de un tensor de tercer rango. Aun cuando hay 27 componentes, las propiedades simétricas de ϵ y η reducen los números independientes a 18. La simetría permite la intercambiabilidad de los primeros dos índices i y j , es decir:

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (\text{A.4})$$

Como resultado de esta simetría se introducen notación abreviada como:

$$\begin{aligned} 1 &= (11) = (xx) \\ 2 &= (22) = (yy) \\ 3 &= (33) = (zz) \\ 4 &= (23) = (32) = (yz) = (zy) \\ 5 &= (31) = (13) = (zx) = (xz) \\ 6 &= (12) = (21) = (xy) = (yx) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Usando esta notación abreviada, la ecuación de la elipsoide de índices en presencia de un campo eléctrico aplicado puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k} E_k \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k} E_k \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k} E_k \right) z^2 \\ + 2yzr_{4k} E_k + 2zxr_{5k} E_k + 2yxr_{6k} E_k = 1 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

donde E_k ($k = 1, 2, 3$ o x, y, z) son los componentes del campo eléctrico aplicado.

Específicamente el Arseniuro de galio (GaAs) es un cristal cúbico de estructura de la zincblenda (con punto de grupo $\bar{4}3m$)

Índice alfabético

Absorción

Extrínseca, 7

Intrínseca, 7

BSO, 6

Como incluir figuras JPG, 2

Electro-óptico

Efecto, 8

Espaciamiento de las franjas, 5

Holograma, 4

Reconstrucción del, 4

Interferencia, 2

Irradiancia, 2

Pockels

Efecto, 9

SBN, 6

Superposición

Principio de, 2

Término de interferencia, 4

Bibliografía

- [1] BORN, Max & WOLF, Emil; “*Principles of Optics*”; Sexta ed.; Ed. Cambridge University Press; United Kingdom, 1998
- [2] BITTNER, R. et alius; “*Observation of the Non-Steady-State Photo-EMF Effect in photorefractive polymers*”; SPIE; Vol. 3799; 1999
- [3] KORNEEV, N et alius; “*Fast and slow processes in the dynamic of near-surface space-charge grating formation in GaAs*”; Journal of Optical Society of America B; Vol. 14, No. 2, 1997; U.S.A. p. 396
- [4] KORNEEV, N et alius; “*Non-steady-state photoelectromotive force in bipolar photoconductors with arbitrary level structure*”; Journal of Optical Society of America B; Vol. 12, No. 4, 1995; U.S.A. p. 615
- [5] PETROV, M.P.; STEPANOV, S.I.; KHOMENKO, A.V.; “*Photorefractive crystals in coherent optical systems*”; Ed. Springer-Verlang, Alemania, 1991.
- [6] SMITH, Howard M.; “*Principles of holography*”; John Wiley & Sons; U.S.A., 1969
- [7] STEPANOV, S.I. et alius; “*Measuring vibration amplitudes in the picometer range using moving light in photoconductive GaAs:Cr*”; Optics Letters, Vol. 15, No. 21, 1990; U.S.A. p. 1239
- [8] STEPANOV, S.; “*Photo-EMF-based adaptive detectors as optimal photodetectors for detection of light-pattern displacements*”; Applied Physics B; Vol. 68, 1999, p. 1027
- [9] YEH, Pochi; “*Introduction to photorefractive nonlinear optics*”; Ed. John Wiley & Sons; U.S.A.; 1993

Apéndice B

Cómo se hace este documento

B.1. Los comandos de $\text{\LaTeX 2}\epsilon$

Todo lo anterior se hace con el entorno:

```
\documentclass[dvipdfm,12pt,oneside]{book}
\usepackage[spanish]{babel}
\usepackage[ansinew]{inputenc}

\usepackage[usenames,dvipsnames]{color}
\usepackage[dvipdfm]{hyperref}
\usepackage[dvips]{graphicx}

%Aquí empieza información que aparecerá en el documento PDF:
\special{pdf: docinfo << /Author (M.C. Enrique Morales Rodriguez)
/Title (Ejemplo de tesis de maestria con indices) /Subject(Tesis
con dedicatoria, portada, agradecimientos e indices)
/Keywords(NOTA: Sin acentos porque hyperref no lo permite)>>}
%Aquí termina dicha información

%El estilo del encabezado de las páginas
\usepackage{enrifancy}
\pagestyle{fancy}
%Termina estilo
```

```

%Para generar el índice por palabras
\usepackage{makeidx}
\makeindex
%termina el índice; para que aparezca debe correrse makeidx.exe

%En la parte inferior de las páginas
\foot{\color{blue}Maestría en Óptica}
\rfoot{\scriptsize{\color{magenta}Enrique Morales Rodríguez}}
%termina parte inferior

%para que aparezca una línea en la parte inferior se pone
%\footrulewidth 0.4pt
%en la primera página que deba aparecer
    Aquí empieza el documento:

\begin{document}

\title{\textbf{Ejemplo de archivo para tesis en \LaTeXe{}} }\\
{\normalsize Tesis de Maestría}}
\author{\textbf{\color{red}Enrique Morales Rodríguez}}
\maketitle
\tableofcontents
\listoffigures

%esta es la dedicatoria
\thispagestyle{empty}\newpage \thispagestyle{plain}
\pagenumbering{alph}
\begin{flushright}
{\LARGE{\textbf{Para María }}}\\
\vspace{0.3cm} {\Large{{Regina dixit}}}}
\end{flushright}
\vspace{4cm} \addcontentsline{toc}{chapter}{{Dedicatoria}}
\newpage

\thispagestyle{plain}

%los agradecimientos

```

```

\begin{center}
{\huge {\textbf{Agradecimientos}}}%
\end{center}

\vspace{3cm}

\noindent \newline {\Large {A mi madre: \textbf{Roberta Rodríguez
Bernabé}}}\newline } \indent Por su valentía; Por su ayuda; Por su
amor (Inefable, Sempiterno)\ ...

\noindent {\Large A mis hijos: \textbf{Enrique y Sofía
Cristina}}\newline \indent Por su gran amor filial y por pensar
que lo que hago es valioso\newline

%Algunas palabras o un pensamiento
\newpage
\begin{flushright}
{\large \thispagestyle{empty}
Vanitas vanitatum, dixit Qohelet:\\
vanitas vanitatum, et omnia vanitas.\ldots \\
\ldots Omnia tempus habent, et suis spatiis\\
transeunt universa sub c{\oe}lo.\\
evellendi... pacis.
\footnote{Ecl. 1:2; 3:1-8; La Biblia (Vulgata
Latina); trad. por Dn. Felipe Scio de San Miguel;
Tomo tercero;
París, \textbf{\underline{1847}}, pp.643 y 648-649.}}
\end{flushright}

\footrulewidth 0.4pt
% si tienes el paquete BOOK.CLS editado por Enrique Morales
\begin{preface}
\addcontentsline{toc}{chapter}{Prefacio} \thispagestyle{plain}
\setcounter{page}{4} El trabajo de investigación de los cristales
fotorrefractivos nació a partir de lo que sus descubridores
llamaron ‘‘Desarreglo Óptico’’. Lo subsecuente fue el determinar
\end{preface}

```

El cuerpo de la tesis

```
%Empieza la tesis
\chapter{Teoría básica}
```

```
\pagenumbering{arabic}
```

```
\section{Introducción}
```

En este presente trabajo de tesis se presenta un estudio de los órdenes de difracción dentro de un cristal fotorrefractivo.

En general acerca de los cristales fotorrefractivos usados como fotodetectores adaptivos aprovechando su característica fundamental de que aparezca una fuerza foto-electromotriz al ser iluminado con una rejilla dinámica de fase. Para ello debemos puntualizar los conceptos básicos que involucrados en el planteamiento inicial de esta tesis.

```
\begin{figure}[h] %se incluyen figuras
  \begin{center}
    \includegraphics[width=8cm,height=6cm]{c:/enrique/figuras/airy.jpg}
  \end{center}
  \caption{El disco de Airy}
  \label{jpg}
\end{figure}
```

`\index{Como incluir figuras JPG}` El anterior es un entorno muy útil para pegar figuras en formato JPG que aparecen en el archivo `{\emph{tesikor1.pdf}}`, creado con la orden:

```
\section{Holografía}
```

```
\subsection{Interferencia%
\index{Interferencia}}
```

La luz es un fenómeno vectorial; los campos eléctricos y magnéticos son campos vectoriales.

```

\begin{figure}[h] %otra figura
  \begin{center}
    \includegraphics[width=12cm,height=9cm]{c:/enrique/figuras/poohbg1.jpg}
  \end{center}
  \caption{El osito Winnie Pooh} \label{pooh}
\end{figure}

```

De acuerdo al principio de superposición
 \backslash index{Superposición!Principio de}, la intensidad del campo campos
separados E_1 , E_2 , \dots de varias fuentes que
xx
x%Para que aparezca el índice alfabético aquí se pone: x
x \backslash printindex x
xx

```

\begin{thebibliography}{99}
\bibitem{born} BORN, Max \& WOLF, Emil;
‘‘\emph{Principles of Optics}’’;
Sexta ed.; Ed. Cambridge University Press; United Kingdom, 1998
%para que la palabra ‘Bibliografía’
%aparezca en el índice de materias, debe ponerse
%Después de haber iniciado esta:

```

```

\addcontentsline{toc}{chapter}{Bibliografía}

```

```

\bibitem{korneev} KORNEEV, N et alius; ‘‘\emph{Non-steady-state
photoelectromotive force in bipolar photoconductors with arbitrary
level structure}’’; Journal of Optical Society of America B; Vol.
12, No. 4, 1995; U.S.A. p. 615

```