

INIS DOCUMENT  
TRN IL8202603

✓  
NRCN-497

קינטיקה של רמות מעוררות בלייזר אדי נחושת

י' סמילנסקי

השרי חשמ"ב - אוקטובר 1981

English title, abstract, and author's related papers included



**LEGAL NOTICE**

This publication is issued by the Nuclear Research Centre - Negev, Israel Atomic Energy Commission.

Neither the Nuclear Research Centre - Negev, nor its contractors, nor any person acting on their behalf or on behalf of the Israel Atomic Energy Commission

make any warranty or representation, express or implied, with respect to the accuracy, completeness, or usefulness of the information contained in this publication, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this publication will not infringe upon privately owned rights, or

assume any liability with respect to the use of, or for damages resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this publication.

Mention of commercial products, their manufacturers, or their suppliers in this publication does not imply or connote approval or disapproval of the products by the Nuclear Research Centre - Negev or by the Israel Atomic Energy Commission.

**הודעה משפטית**

פרסום זה מתא לאור עלידי הקריה למחקר גרעיני - נגב, הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל.

הקריה למחקר גרעיני - נגב והתחילים מטעמה או בשמה, או מטעם הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל או בשמה

אינם אחראים או ערבים, אחריות או ערבות כלשהי, בפרט או שלא בפרט, לזיקה, לשלמות ולשייטת של המידע הכלול בפרסום זה או לכך שתשימוש בכל מידע, מכשיר, שיטה או תהליך הודן בפרסום זה לא יפגע בזכויות פרטיות של אחרים,

הינם מקבלים על עצמם כל התחייבות בן דו שימוש או טקי השימוש בכל מידע, מכשיר, שיטה או תהליך הודן בפרסום זה.

הזיון של מוצרים מסחריים, של יצרניהם או של ספקיהם בפרסום זה אין משמע ואינור התנורים עלידי הקריה למחקר גרעיני - נגב או עלידי הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל.

This publication and more information about its subject matter may be obtained at the following address:

Scientific and Technical Information Department  
Nuclear Research Centre - Negev  
P. O. Box 1987  
84 198 Beer-Sheva, Israel.

ניתן להשיג את הפרסום הזה יבן מידע טקף במשא הפרסום עלידי מייחא למחבת:

יחידת המידע  
הקריה למחקר גרעיני - נגב (גרעיני)  
דוד 1987  
אנרגיה 84 198

## קינטיקה של רמות מעוררות בלייזר ארי נחושת

(חיבור לקבלת תואר "דוקטור לפילוסופיה", האוניברסיטה העברית, ירושלים, אלול תש"ם)

י' סמילנסקי

תשרי תשמ"ב - אוקטובר 1981

## תקציר

מובא לראשונה תיאור מלא ומייצג של קינטיקת רמות הנחושת המעוררות בלייזר ארי-הנחושת. העבודה התנהלה בשלושה שלבים עיקריים. השלב הראשון היה פיתוח תא מדידה מייצג ואמין. פותחו שפופרת לייזר שנבנתה מחומרים רפרקטוריים ומעגל עירור המספק פולסים קצרים בתדירות גבוהה לחימום השפופרת ולעירור אטומי הנחושת. שלב זה הוקדש גם לאיפיון הלייזר ולימוד חוקי הגימלון שלו. השלב השני כלל פיתוח מערכת מדידה מהירה העוקפת את בעיית צורת הקווים הספקטראליים. המערכת מבוססת על שיטת הפיתולים (hooks) המנצלת את הנפיצה האנומלית בקרבת קו אטומי. מקור האור, לייזר צבע רחב-סרט שאוב על-ידי לייזר חנקן, מאפשר זמן דגימה קצר, ומערכת הרישום, עם פנים של מצלמת טלוויזיה כלוח מדידה, מאפשרת פיענוח מדויק. בשלב השלישי נמדדה הקינטיקה של רמות המעוררות בלייזר ארי-הנחושת. המסקנות העיקריות, שרק חלק קטן מאנרגיית ההתפרקות מנוצל לאיכלוס רמות הלייזר העליונות ושאיכלוס רמות הלייזר התחתונות בתום פולס העירור גבוה מאוד ואינו נובע מדעיכת הרמות העליונות אליהן, מחייבות תיאור קיבטי חדש ללייזר ארי-הנחושת. הלייזר אינו מכבה את עצמו (self-terminating); הוא מוצת ומכובה על-ידי ההתפרקות החשמלית.

## KINETICS OF EXCITED LEVELS IN COPPER-VAPOR LASER

(Ph.D. thesis, Hebrew University, Jerusalem, September 1980)

Israel SMILANSKI

October 1981

## ABSTRACT

For the first time a full and representative description of the excited copper level kinetics in a copper-vapor laser is presented. The research was carried out in three stages. The first stage was the development of a representative and reliable measurement cell. A laser tube constructed of refractory materials and an excitation circuit which provides short pulses at a high repetition rate to heat the tube and excite the copper atoms were developed. This stage was also dedicated to characterizing the laser and studying its scaling laws. In the second stage a rapid measurement system which avoids the problem of spectral line shape was developed. The system is based on the 'hook' method, which utilizes the anomalous dispersion in the vicinity of an atomic line. The light source, a wide band nitrogen-laser-pumped dye laser, ensures a short sampling time, and the recording system, with a television camera face as the recording medium, allows precise data reduction. In the third stage the excited copper level kinetics in a copper vapor laser were measured. The principal conclusions, that only a small part of the energy in the discharge is utilized to populate the upper laser levels and that the lower laser level population is very large at the end of the excitation pulse and cannot be attributed to relaxation of the upper levels, necessitate a new kinetic description of the copper-vapor laser. The laser is not self-terminating; it is activated and terminated by the electrical discharge.

## תוכן העניינים

## עמוד

1	חמצית
7	1 מכוא
7	1.1 סקירה היסטורית קצרה, ייחודו של לייזר אדי הנחושת ושימושו
10	1.2 לייזר אדי הנחושת ותיאורו המסורתי
14	1.3 מהלך המחקר ומבנה החיבור
16	2 לייזר אדי נחושת המחומם על-ידי התפרקות
16	2.1 תיאור שפופרת הלייזר
19	2.2 מעגל העירור
19	2.3 נקיון השפופרת והשפעתו
21	2.4 חימום על-ידי התפרקות ומדידת הטמפרטורה
27	2.5 חלוח התפוקה בקוטר השפופרת ובתדר וקדם-ייבון
30	2.6 חלוח אברגייז הפולס באברגייז הכניסה
30	2.7 מתנד ומגבר
33	3 מדידת תהליכים קינטיים בלייזר אדי נחושת
33	3.1 התווך
34	3.2 מדידת ריכוזים של אטומים מעוררים בשיטות ספקטרוסקופיות
39	3.3 שיטת הפיתולים
48	4 תיאור המערכת
49	4.1 לייזר צבע שאוב על-ידי לייזר חנקן
53	4.2 האינטרפרומטר
57	4.3 הספקטרוגרף
58	4.4 מצלמה ומערכת לרישום ולפיענוח התמונות
59	4.5 זימון המערכת
59	4.5.1 כללי
60	4.5.2 חלוקת תדר
61	4.5.3 פתיקה (gating)

## עמוד

64	5 תוצאות
64	5.1 כללי
65	5.2 קינטיקה של רמות הלייזר העליונות
72	5.3 קינטיקה של רמות מוזחות בלייזר אדי הנחושת
83	5.4 מדירת ריספרטיה אנומלית הפוכה, וקינטיקה של רמות הלייזר התחתונות
95	6 סיכום
96	הבעת תודה
97	נספח 1 העברת אנרגיה מאלקטרונים לרמות רזוננטיות
98	נספח 2 מעגל העירור - שיקולי תכנון
110	נספח 3 מרידה סימולטנית של אורך גל והפרש מופע
112	נספח 4 תחום השגיאה ועידונים לשיטת הפיתולים
112	נספח 4.1 השפעת הרחבה אי-הומוגנית
113	נספח 4.2 רוחב קו שאיבו זניח לעומת הפרדת הפיתולים
114	נספח 4.3 השפעת כושר ההפרדה של הספקטרוגרף
116	נספח 4.4 דיוק ההגדרה של מקום הפיתול
119	נספח 4.5 השפעת ריכוז האלקטרונים
120	נספח 4.6 השפעת אי-הומוגניות של הלייזר הנבדק
121	נספח 5 הדיוק וכושר ההפרדה של הספקטרוגרף והמערכת לרישום תמונות ולפיענוחן
127	נספח 6 דוגמה למדידת איכלוס: מדידות איכלוס של רמות הלייזר העליונות
136	נספח 7 תדפיסי פרסומים המשתייכים לנושא
171	סימוכין

## תמצית

הלזירה באדי נחושת נתגלתה כבר ב-1965 והתבלטה מיד בעצמתה וביעילותה. סמוך לכך הועלו השערות אחדות על טיבה ומהותה. לפי השערות אלה לייזר ארי הנחושת הוא לייזר של שלוש רמות: רמת היסוד של אטום הנחושת, רמת הלייזר העליונה שהיא הרמה הרזוננטית הראשונה שלו, ורמת הלייזר התחתונה שהיא רמה מטסטבילית שלו. התפרקות חשמלית קצרה מתניעה נדידת אוכלוסיה סיבובית בין רמות אלו:

(א) התנגשויות אלקטרוניים אנרגטיים עם אטומי נחושת ברמת היסוד מעוררות אותם סלקטיבית לרמה העליונה - כך נוצר היפוך אוכלוסיה;

(ב) לזירה מעבירה אוכלוסיה מרמת הלייזר העליונה להתחתונה ומבטלת את היפוך האוכלוסיה;

(ג) דעיכה איטית - הנשלטת על-ידי דיפוזיה לקירות - מרוקנת את הרמה התחתונה ומאפשרת חידוש המחזור בסיומה.

שלושה תהליכים אלה הם הדומיננטיים בלייזר. אופן פעולה זה נקרא על-ידי חלוצי לייזר אדי הנחושת "לייזר ציקלי" או "לייזר מכבה עצמו".

הסלקטיביות והדומיננטיות של עירור הרמה העליונה נומקו באופן הבא: מקירוב בורן נובע כי חתר הפעולה לעירוד רמה כלשהי 1 מרמה אחרת 2 על-ידי התנגשויות עם אלקטרוניים, יחסי להסתברות המעבר הדיפולי בין רמות אלו. הסתברות המעבר המרבית באטום הנחושת היא למעבר בין רמת היסוד והרמה הרזוננטית הראשונה; והסתברות זו הינה אפסית בין רמת היסוד והרמות המטסטביליות. על יסוד הנחות אלו הוערכו חסם נצילות לייזר אדי הנחושת כגבוהה מ-10%, וחסם ההספק הממוצע - כגבוהה מ-8 W/cm.

בניסויים לא הצליחו אף להתקרב לערכים אלה למרות מאמצים שונים ומשונים. נבנו מודלים חישוביים שתיארו את קינטיקת הרמות המעוררות בלייזר. מודלים אלה התבססו גם הם על התנחות שלעיל, ותועלתם היתה קטנה למדי, בהיעדר אפשרות להשוותם לניסוי.

הטמפרטורה הגבוהה (למעלה מ-1500°C) הנחוצה להפעלת לייזר אדי הנחושת הרתיעה חוקרים רבים מן הניסיון לחקרו באופן ניסויי. אותם החוקרים שמצאו דרך להתמודד עם בעיה זו או לעקפה נתקלו בבעיה נוספת: אי התאמתן של השיטות הספקטרוסקופיות המקובלות למדידת קינטיקת הרמות המעוררות.

התווך העבה-אופטית, והקווים הספקטראליים בעלי הפיצול העל-דק המסוכך והמוכר רק בחלקו, המורחבים על-ידי מנגנונים שפריטתם אינם ידועים (למשל, טמפרטורת הגז הגורמת להרחבת דיפוזר, צפיפות האלקטרונים והשדה החשמלי הגורמים להרחבת סטריק ועוד) והאוכלוסיות המשחנות במהירות מנעו שימוש נאות בטכניקות הבליעה והפליטה האטומיות המקובלות במדידות קינטיות כאלו. סירבול ותגובה איטית איפיינו את שיטת המדידה האינטרפרומטרית והוציאה מכלל חשבון למדידות אלו.

בעבודה הנוכחית מוצג פתרון לשתי הבעיות שנזכרו ומובא לראשונה תיאור מלא ומייצג של קינטיקת זמנת הנחושת המעוררות בלייזר אדי-הנחושת. קינטיקה זו מתיישבת רק בחלקה עם התיאור המסורתי של "הלייזר הציקלי". העבודה התנהלה בשלושה שלבים עיקריים:

- (א) פיתוח תא מדידה מייצג ואמין;
  - (ב) פיתוח מערכת מדידה מתאימה;
  - (ג) מדידת הקינטיקה של רמות מעוררות.
- לכלי שפוחח בשלב הראשון - לייזר אדי נחושת יעיל ואמין - ולשיטה שפותחה בשלב השני, תועלת ההורגת מגבולות העבודה הנוכחית.

ביצוע השלב הראשון הונחה על-ידי השיקול הבא: גם בלייזר שנצילותו 10% מתבזבזים 90% מאנרגיית הכניסה על חימום התווך הפעיל. סילוק חום זה מחווה בעיה ברוב הלייזרים שהספקם הממוצע גדול ממיליואטים ספורים. לייזר חזק הפועל בטמפרטורה גבוהה הוא לכן כהכרח פשוט יותר מלייזרים אחרים כי אינו נזקק למערכת קירור.

פוחח לכן מעגל עירור היכול לספק פולסים שהספקם הממוצע לשופרת הלייזר מגיע ל-6 kW, תרירותם מגיעה ל-10 kHz, ורוחבם קטן מ-80 ns. המעגל אמין דיו כדי לספק פולסים אלה לשופרת במשך מאות שעות עבודה והוא מהווה את מקור החום היחיד שלה.

הלייזר נבנה מחומרים רפרקטוריים: שופרת אלומינה ואלקטרודות טנטלום. האלומינה מתפשטת בתחממה ונקטו אמצעים לאפשר התפשטות זו ללא נזקים לשאר חלקי הלייזר. ההתפשטות מנוצלת גם למדידת טמפרטורת השופרת והבטחת הדירות המדידות. בקצות השופרת הורכבו חלונות קוורץ בזווית ברוסטר ואטימותם הובטחה על-ידי אטמים



גמישים. אטמים אלו היו החלקים היחידים בלייזר שנזקקו לקירור מאולץ. הפשטות היחרה שבמבנה הלייזר ומספר רכיביו הנמוך צמצמו מאד את מגוון התקלות האפשריות בו והיוו גורם מכריע להצלחתו.

חלק ניכר משלב העבודה הראשון הוקדש לאיפיון הלייזר ולימוד חוקי הגימלון (up-scaling) שלו. לאלו חשיבות מעשית לכשלעצמם, ויריעתם הכרחית כדי להבטיח שהמשך העבודה ייערך על תא מייצג. הממצאים העיקריים הם:

(א) תפוקת הלייזר יחסית לנפחו הפעיל. אפשרית פעולה בקטרים גדולים (40 mm).

(ב) ללייזר טמפרטורת עבודה אופטימלית:  $1650 \pm 50$  °C.

(ג) אפשרית פעולת הלייזר כשהשפופרת ממולאת בניאון בלחץ ניכר (מאות טור). כתנאים כאלה גדלה יעילות החימום על-ידי התפרקות.

(ד) האנרגיה לפולס בקו הירוק (510.6 nm) תלויה בתרירות פולסי העירור, בעור שבקו הצהוב (578.2 nm) כמעט ואינה תלויה בה בתחום זנבדק.

(ה) הלייזר רגיש מאד לניקיון תערובת הגז הפעיל.

(ו) החימום על-ידי התפרקות מלווה בקדם-יניון עצמי: זמן ההיעלמות של אלקטרונים מהגז הפעיל ארוך לעומת הזמן כיון פולס עירור למשנהו.

(ז) כאשר השפופרת מופעלת כמתנד, זמן הלזירה קצר מזמן היפוך האוכלוסיה, וההספק שניהן לחץ ממנה קטן מזה המתקבל כשהיא מופעלת כמגבר.

השלב השני הוקדש לפיתוח שיטה למדידת אוכלוסיות צפופות. רגישותן הגדולה של השיטות הספקטרוסקופיות המקובלות - בליעה ופליטה - מיותרת ואף מזיקה במקרה זה. מעשי להשתמש בהן אך בשולי הקו האטומי, והן יעילות שם רק אם הפרופיל שלו ידוע במפורש. אולם בליעה ופליטה אינן התכונות היחידות המציינות קו אטומי. צמודה אליו גם השתנות חזקה של מקדם השבירה האופטי הידועה בשם "הנפיצה האנומלית". בקרבת קו אטומי מבודד מקורב מקדם השבירה  $\bar{n}$  על-ידי נוסחת סלמיאר:

$$n = 1 + \frac{r_0 \lambda_0^3 f N^*}{4\pi(\lambda - \lambda_0)}$$

באשר  $\lambda_0$  אורך הגל של המעבר,  $N^*$  הפרש אוכלוסיות הרמות (בסמ"ק) ביניהן מתרחש המעבר,  $f$  חוזק המתנד בליעה, ו- $r_0$  הרדיוס הקלסי של האלקטרון.  $n$  הוא מקדם השבירה האופטי.

ניתן להראות כי קירוב זה מדוייק כל-צרכו כאשר  $|\lambda - \lambda_0| \ll \Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda$  רוחב הקו), וממרידה סימולטנית של  $n$  ו- $\lambda$  ניתן לחשב את  $N^*$ .

שיטת מרידה מתאימה היא שיטת הפיתולים (hooks) שפותחה בתחילת המאה העשרים על-ידי רוז'ד'סטוונסקי. המכשירים הנחוצים לביצועת הם מקור אור "לבן", להפקה רציפה של אורכי גל מרובים, אינטרפרומטר למדידת שינויים במקדם השבירה, וספקטרוגרף המצוייד בלוח-צילום למדידת אורך הגל בו נקבע ת. השיטה נודעה כיציבות הגבוהה שנדרשה מהאינטרפרומטר, בקשיי כיוון מערכת המדידה, ובזמן הרב שצרכו הרישום והפיענוח.

במחקר הנוכחי החלטנו את מקור האור הקוונטובציונלי בלייזר צבע רחב-סרט שאוב על-ידי לייזר חנקן, ואת לוח הצילום - בפניה של מצלמת טלוויזיה. בהירותו הרבה של לייזר הצבע הספיקה לרישום תמונה בעלת ניגודיות מספקת בפולס יחיד. התזוזה של כל רכיב מרכיבי המערכת במשך הזמן הקצר של פולס הלייזר (10 ns) היא כה זעירה עד כי אי אפשר להרגיש בהשפעתה. אין איפוא חשיבות ליציבות המערכת וניתן לבנות אינטרפרומטר בנקל, בלא להקפיד על יציבותו המיכנית. שימוש ברשם חוזי (video) איפשר רישום ופיענוח אלקטרוניים, בקצב עד 25 תמונות לשניה, והשימוש בצג (monitor) הקל והחיש עד מאד את תהליך כיוונון המערכת. מערכת סיבכרון והשהיה מתאימה של לייזר החנקן, בעלת דיוק טוב מ-14 ns איפשרה את שהייה לייזר החנקן לכל זמן רצוי בין שני פולסים עוקבים של לייזר הנתושת ו"מרידה סטרובוסקופית" של האוכלוסיה בזמן זה. בלייזר קיים היפוך אוכלוסיה וגם שיעורו נמדד במערכתנו, לראשונה בשיטת הפיתולים. כדי למנוע את סינוור המצלמה על-ידי הפליטה הספונטנית המוגברת שכמרכז הקו, נבנה תא בליעה מיוחד בין האינטרפרומטר והספקטרוגרף. התא הכיל ריכוזים גבוהים של נחושת כרמות הלייזר התחונות, שהופקה על-ידי דיסוציאציה פולטית של הליד נחושת. הפיתולים שהתאימו לאוכלוסיה הפוכה היו תמונות ראי של פיתולים רגילים, והופררו זה מזה על-ידי קו פליטה כהיר במקום קנ בליעה אפל.

השלב השלישי החל בחקירת הקינטיקה של רמות הלייזר העליונות. המדידות נערכו באינטרפרומטר מאר-זהנדר, ומשום כך בגלים מתקדמים, ללא משוב לתא הלייזר.

השופרת שנלמדה היתה בקוטר 40 מ"מ וכה ניאון בלחץ 200 mbar.

נמצא כי איכלוסן המרבי של הרמות  $^2P_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$  היה כ- $1.5 \times 10^{13}$  ו- $3 \times 10^{13}$  אטומים לסמ"ק, בהתאמה. הריכוז גדל ב-80 ns הראשונות, ודעך אקספוננציאלית לאחר מכן, כאשר זמן החיים האפקטיבי יחסי הפוך לזרם העירור השיאי. בתנאי לייזר אופייניים זמן זה הוא תמישית מזמן החיים הקרינתי של הרמות הללו (בהנחת לכידת קרינה). בצפיפויות זרם שיא גבוהות מ- $60 \text{ A/cm}^2$  מתרווה איכלוס הרמות הללו. האנרגיה המצטברת בהן עד סיום פולס הזרם היא רק כ- $12 \text{ mJ}$  מתוך כ- $800 \text{ mJ}$  שנאגרו בקבל הראשי לצורך עירור הלייזר.

כדי להשוות התנהגות זו עם התנהגותן של רמות אחרות בלייזר, מדרנו את תלות האיכלוס בזמן ברמות הנחושת השייכות לקונפיגורציה  $3d^9 4s4p$ . רמות הנחושת הללו נמצאות כולן  $5.6 \text{ eV}$  מעל לרמת היסוד והן אי-זוגיות. הן קשורות במעברים אופטיים לרמות אוטונויזטיביות, שחלקן צרות דיין כדי לאפשר מדידת ריכוז בשיטת הפיתולים.

המדירות מלמדות כי רמות אלו מתאכלסות ודועכות בלוח זמנים דומה ללוח הזמנים של רמות הלייזר העליונות. בממוצע, האיכלוס המרבי לתת-רמה הוא  $10^{12}$  אטומים לסמ"ק, אולם מכיון שיש מאות תת-רמות כאלה הן שואבות אליהן חלק ניכר מאנרגיית האלקטרונים שבהתפרקות. אין הבדל בין איכלוסן של רמות הקשורות אופטית לרמת היסוד ואיכלוסן של רמות שאינן קשורות אופטית לרמת היסוד, ומהירות דעיכתה של הרמה הנמוכה ביותר, בקונפיגורציה  $3d^9 4s4p$ , שהיא מטסטבילית, דומה למהירות דעיכתן של שאר הרמות. לא נמצאו הבדלים משמעותיים בגודל האיכלוס, מהירות גידולו ודעיכתו כשזונו סוג הגז החוצץ או לחצו.

כדי למדוד את קינטיקת הרמות התחתונות של הלייזר, השתמשנו במעברי הלייזר עצמם. במשך פולס הזרם היתה האוכלוסיה הפוכה, ואחריו - רגילה. היפוך אוכלוסיה היה קיים גם במעבר  $^2D_{3/2} \leftrightarrow ^2P_{3/2}$  ( $570 \text{ nm}$ ). האוכלוסיה בסיום פולס הזרם הגיעה עד ל- $10^{14}$  אטומים לסמ"ק ברמה  $^2D_{5/2}$  ו- $5 \times 10^{13}$  ברמה  $^2D_{3/2}$ . שתי הרמות דועכות תחילה בקבוע זמן מהיר (כ- $5 \text{ } \mu\text{s}$ ) ולאחר מכן דועכת הרמה  $^2D_{3/2}$  בקבוע זמן  $(25 \pm 5) \text{ } \mu\text{s}$  והרמה  $^2D_{5/2}$  בקבוע זמן  $(140 \pm 30) \text{ } \mu\text{s}$ . התנהגות זו מסבירה את תלות תפוקת הלייזר בחדר, היי: את דעיכת הרמות לא ניתן להסביר על-ידי דיפוזיית האטומים לקירות, כי אז אין סיבה להבדלים בין קבועי הזמן.

קירוב בורן תקף באנרגיות אלקטרונים של מאות keV, אך לא באנרגיות נמוכות. כל התופעות שנמדדו מתיישבות עם היות הקינטיקה של רמות הלייזר המעוררות נשלטת על-ידי התנגשויות אטומים ואלקטרונים באנרגיות נמוכות. בהתנגשויות אלה לא רק נשאבים אטומים לרמות מעוררות על-ידי התנגשויות אי-אלסטיות אלא אף רועכים לרמות נמוכות יותר על-ידי התנגשויות סופר-אלסטיות. כשגדלים ריכוזי האלקטרונים והאטומים המעוררים גדל קצב הדעיכות והעירור מתרווה. ריכוז האלקטרונים גדל במהירות במשך פולס העירור, אך קטן לאיטו לאחריו. האלקטרונים מתחממים במהירות במשך פולס העירור, ומתקררים במהירות בתומו, והם מסוגלים אז לעורר לריכוזים ניכרים את רמות הנהושת חמוכות ביותר, ולנקז בלבד את היתר. באופן כזה נקבעת דעיכת אוכלוסיית הרמות המטסטביליות על-ידי קצב התקררות האלקטרונים: הרמה  $4s^1 4F_{9/2}^0$  (5.1 eV) רועכת במהירות ומגיעה לעשירית מערכה השיאי תוך פחות מ- $1 \mu s$ . הרמה  $4s^2 2D_{3/2}$  (1.6 eV) מגיעה לערך כזה תוך  $60 \mu s$  והרמה  $4s^2 2D_{5/2}$  (1.4 eV) תוך למעלה מ- $250 \mu s$ . בזמנים כה ארוכים לאחר סיום פולס העירור ניתן להניח כי שורר שיווי-משקל בין האלקטרונים והאטומים. טמפרטורת האלקטרונים  $T_e$  קשורה לאיכנוסים  $N_i$  של הרמות הללו (באנרגיות  $E_i$ ) לפי הקשר  $N_i = N_0 \exp(-E_i/k_B T_e)$ , כאשר  $N_0$  - אוכלוסיית רמת רמת היסוד ו- $k_B$  קבוע בולצמן; ככל שהרמה נמוכה יותר ( $E_i$  קטן יותר), איכלוסה יהיה יהיה פחות רגיש להתקררות האלקטרונים.

האיכלוס של רמות אלה בתום פולס העירור גבוה מאד ואינו יכול להיות מוסבר על-ידי דעיכת רמות הלייזר העליונות אליהן. התיאור השגור של לייזר אדי הנהושת כלייזר מכבה עצמו (self terminating) אינו מוצדק, איפוא; הלייזר מוצת ומכובה על-ידי ההתפרקות החשמלית.

1.1 סקירה היסטורית קצרה, ייחודו של לייזר אדי הנחושת ושימושו

באמצע שנות השישים, בעיצומו של מירוץ קדחתני למציאת תווכים חרשים ללזירה, נעשו במעבדות אחרות על-פני העולם נסיונות לקבלת לזירה באדי מתכות. אחת המצליחות במעבדות אלו היתה בחברת TRG בארה"ב, ובה נבנתה שופרת לייזר ברת חימום לטמפרטורה שמעל  $1500^{\circ}\text{C}$ , שאפשר היה לייצר בה אדים בלחץ מספיק ללזירה גם ממחכות פחות נדיפות.

במתקן זה, בשנת 1965, קיבל לראשונה<sup>(1)</sup> וולטר לזירה באדי נחושת, באורכי הגל  $510.6 \text{ nm}$  ו-  $578.2 \text{ nm}$ , שבאמצע התחום הנראה.

כבר לייזר ראשון זה התבלט לעומת כל קרוביו ממשפחת לייזרי אדי המחכת בהספקו וביעילותו. בשנת 1966 היה בידי וולטר לייזר שהפיק  $1 \text{ W}$  בממוצע<sup>(2)</sup>, ביעילות (חשמלית)  $1.2\%$  ובהספק שיא של כ-  $40 \text{ kW}$ . למרות נתונים מרשימים אלה (באותה תקופה) היה לייזר אדי הנחושת רחוק מאוד מלהיות מבשיר מתקבל על הדעת. זמן החימום של השופרת עד התייצבה בטמפרטורת העבודה היה כשמונה שעות<sup>(3)</sup>, ומיפתחה הלך והצטמצם תוך כדי פעולה. תנור החימום היה גדול ממדים, מסורבל ולא אמין וצרך כ-  $5 \text{ kW}$  הספק חימום מהרשת, כך שהנצילות הממשית של הלייזר היתה קטנה מ-  $0.02\%$ , ולא הקנתה ללייזר כל יתרון על לייזרים אחרים בני תקופתו. גם מערכת העירור הפולסי של הלייזר לקתה בחסרונות רבים, שהקלים בהם היו סירבול וחוסר אמינות. כחיסרון עקרוני יותר נחשב משכו של פולס העירור שהיה רב מזה של פולס הלזירה ונסתיל ל זמן רב לאחריו.

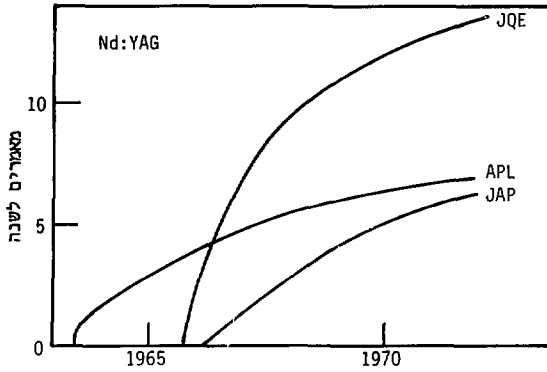
המנגנון הפיסיקלי של פעולת הלייזר שוער בקווים כלליים, אולם היו קשיים רבים, עיוניים וניסויים, להקנות לו בסיס מוצק. בהעדר חתכי פעולה להתנגשויות המעורבות בפעולת הלייזר, לא ניתן לבנות עכורו מודל עיוני אמין. ללא מודל כזה קשה היה להעריך עד כמה כראי המאמץ לשפר את מערכת החימום והעירור. על קשיי הניסוי, שהיו משותפים ללייזרים רבים אחרים, נוספו בעיות העבודה בטמפרטורה גבוהה ובהתפרקות

מהירות. קשיים אלה הרתיעו חוקרים רבים והפעילות בלייזר אדי נחושת היתה נמוכה במשך שנים רבות, כמורגם בצירור 1.1.

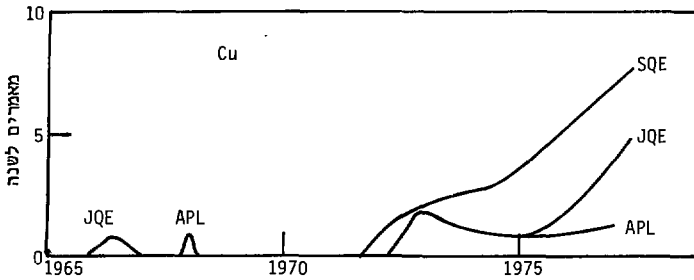
רוב החוקרים שהמשיכו בעבודה ניסו לעקוף את הקשיים הללו באמצעים שונים. כדי להימנע מתנור ניסו לייצר את לחץ האדים הדרוש על-ידי פיצוץ תילי נחושת<sup>(4)</sup>, או על-ידי הפרדה בין איזור האידי ואיזור הפעולה<sup>(5)</sup>. כדי לעקוף את הצורך במעגל עירור מהיר ניסו להזרים במהירות את הנחושת בניצב לאלקטרודות<sup>(5)</sup>, וכמוכן נוסו שילובים שונים ומשונים של תפיסות אלה<sup>(6,7,8)</sup>. היה גם ניסיון לשפר את תנור החימום על-ידי שימוש ב"צינור תוס"י<sup>(9)</sup>.

אף אחד מנסיונות אלה לא הסתיים בלייזר עדיף על הלייזר של וולטר. פריצת הדרך התרחשה בשנת 1972, כאשר איסייב ופטרש, בברה"מ, הפעילו לראשונה את לייזר אדי הנחושת המחומם על-ידי התפרקות<sup>(10)</sup>. בניגוד ללייזר של וולטר בו הושקעו בסך-הכל 83 W בהתפרקות החשמלית (כ-1 kHz), ו-5 kW בחימום חיצוני, הפעילו איסייב ופטרש את שפופרתם בתדר 18 kHz ובהספק כניסה של כ-1800 W. הספק זה די היה בו כדי להביא את השפופרת לטמפרטורת העבודה ולהפיק כ-16 W. היעילות נותרה כ-1%, אך עתה היתה זו יעילות כוללת. הספק השיא הגיע ל-200 kW, ונתוני לייזר זה ככללם היו בין הטובים שבלייזרים הנראים. מערכת הלייזר היתה מצומצמת יותר מכל אלו שנוסו לפניה, ומשום כך גם אמינה יותר. גורם זה בא לידי ביטוי בעבודות המאוחרות יותר על לייזר מחומם על-ידי התפרקות והביא לידי פיתוח מכשירי לייזר נחושת שימשיים<sup>(11,12,13,14)</sup>.

התפתחות נוספת במחקר היתה יצירת אדי נחושת בכלים קרים יחסית על-ידי דיסוציאציה חשמלית של מלחי נחושת נדיפים. פריצת הדרך בשיטה זו נעשתה על-ידי צ'ן, שהפיק נחושת בדיסוציאציה של אדי CuCl<sub>2</sub> וקיבל לזירה מאדי נחושת בטמפרטורה 400°C (סימוך 15). בעקבות עבודה זו נמצאו מלחי רבים של נחושת (ושל מתכות אחרות) שלזרו אחרי דיסוציאציה חשמלית. שיטה זו איפשרה בניין לייזרי נחושת פשוטים וזולים במיוחד וסייעה לכך רבות בקידום הידע בשטח המעגלים, הקינטיקה וחקר הפרמטרים<sup>(16)</sup>.



(א)



(ב)

ציור 1.1 קצב פרסום מאמרים על לייזרים של (א) ניאודימיום-יאג; (ב) נחושת, משנת 1964 ואילך, ניתן להבחין בקשיי הבראשית הגדולים בלייזר נחושת ובפריצת הדרך בברה"מ.

- כתבי העת: APL Applied Physics Letters  
JAP Journal of Applied Physics  
JQE IEEE Journal of Quantum Electronics  
SQE Soviet Journal of Quantum Electronics

העניין הגובר בלייזר אדי הנחושת והצורך במודל מהיימן שלו הביאו בשנות השבעים למרידת חכמי פעולה להתנגשויות עם אלקטרונים<sup>(17,18)</sup>, ולביקורת מחודשת של קצבי המעבר הקרינתיים<sup>(19)</sup> שבו.

כשעת כתיבת שורות אלו קיימים כבר לייזרי נחושת בעלי אלפי שעות פעולה ללא תקלה<sup>(20)</sup>, קיימים לייזרים כאלו בעלי הספק ממוצע בן מאות וואטים<sup>(21)</sup>, הספק שיא רב כ- 800 kW (סימוך 22), ולייזרים שחדר הפעולה שלהם גדול מ- 100 kHz (סימוך 23). לייזרים אלה ממצגים בתוכם כבר היום הספק ממוצע של לייזר ארגון יוני, עם הספק שיא של לייזר חנקן, כאשר היעילות הגבוהה של לייזר אדי הנחושת מקנה לו יתרון על פני שניים אלו במערכות מדידה מרעיות, ובמערכות ייצור תעשייתיות.

בעתיד צפויים לייזרי אדי נחושת בעלי נצילות גבוהה מאחוז אחד והספק יציאה כן אלפי וואטים בעשרות kHz (סימוך 24) ולהם יהיה תפקיד חשוב בתעשייה הפוטו-כימית.

## 1.2 לייזר אדי הנחושת ותיאורו המסורתי

לייזר ארי נחושת הוא בעיקרו שפופרת הממולאה בתערובת של גז ואדי נחושת ומצוידת בזוג חלונות. כתנאים רגילים תערובת זו מיוננת בחלקה. נפחי השפופרות שנירונו בספרות נעים בין סמ"ק אחד לחמישה ליטר. פולס חשמלי שהספקו כעשרה קילו-וואט לסמ"ק מצומד לתערובת דרך זוג אלקטרודות שבקצות השפופרת וגורם לעירורה הנמרץ.

רמות אנרגיה של אטום הנחושת מתוארות בציור 5.1. בתחילת פולס העירור גדול קצב השאיבה אל הרמות הרזוננטיות של הנחושת ( $^2P_{3/2, 1/2}$ ) מקצב השאיבה אל הרמות המטסטביליות ( $^2D_{5/2, 3/2}$ ) שלה. הראשונות נמצאות 3.8 eV מעל לרמת היסוד ( $^2S_{1/2}$ ) בעוד שהאחרונות רק כ- 1.5 eV מעליה. באופן כזה נוצר היפוך אוכלוסיה ארעי והשפופרת נהיית ל"לייזר". משך הזמן בו מתרחשת תופעה זו, עצמתה ויעילותה תלויים במידה רבה בפרטי התהליך והם, כמו גם פרטים נוספים על מבנה השפופרת ומעגל העירור, יידונו בפרקים הבאים.

כחודש נובמבר 1965 הגישו בנט, וולטר וגולד בקשה לרישום פטנט על "לייזר של רמות במוכות בעל עירור ודעיכה מחזוריים"<sup>(1)</sup>. כנספח לפטנט צורפה רשימה ארוכה של יסודות שניתן לתשיג באדיהם לזירה בדרך זו, ביניהם נחושת.



התיאור שהופיע בהנמקת הפטנט חזר ושכ מאז כרוב הפרסומים אודות לייזרי אדי הנחושת, ונחשב כמקובל על הכל, אם כי מעולם לא הוכח או נסתר.

נביא להלן תמצית של תיאור זה ונצביע על בעיות אחדות שהוא מעורר:  
(א) חסם עליון לנצילות לייזר הוא הנצילות הקוונטית של:

$$\eta_q = \frac{h\nu_o}{E_u} = \frac{E_u - E_\ell}{E_u} \quad [1.1]$$

כאשר  $\nu_o$  תדירות הלייזר, ו-  $E_\ell, E_u$  האנרגיות של רמת הלייזר העליונה והתחתונה, בהתאמה. נצילות קוונטית גבוהה מושגת רק כאשר המונה ב-[1.1] קרוב בערכו ל- $E_u$ . תנאי זה מחייב כי  $E_\ell$  תהיה רמת אנרגיה נמוכה של האטום.

(ב) נביח עתה כי קיימת רמה  $E_u$  שקצב השאיבה שלה,  $dN_u/dt$ , מרמת היסוד על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים גבוה מקצב השאיבה של  $E_\ell$  מרמת היסוד,  $dN_\ell/dt$ .  
קיום התנאים:

$$\frac{dN_u}{dt} > \frac{dN_\ell}{dt} \quad [1.2]$$

$$i \neq 0, \quad N_i \Big|_{t=0} = 0 \quad [1.3] \quad (\text{האיכלוס התחלתי של כל רמה מעוררת הוא זניח})$$

יבטיח את היפוך האוכלוסיה.

(ג) זמן קצר לאחר תחילת העירור עלול היפוך אוכלוסיה זה להתבטל, אם אין ניקוז יעיל של הרמה התחתונה: זו מחאכלסת על-ידי הקרינה המאולצת עצמה.

(ד) הפסקת העירור: גרור דעיכת כל הרמות המעוררות. בתום דעיכה זו ניתן לחזור על התהליך.

לאופן פעולה זה קראו הממצאים בשם לייזר ציקלי.

וולטר<sup>(2)</sup> הציע חמש אמות מידה לברירת אטום המתאים במיוחד לפעולה בלייזר כזה, והן מצוטטות להלן:

(א) על רמת הלייזר העליונה להיות רזוננטית, ועדיפה זו הקשורה על-ידי מעבר קרינתי לרמת היסוד חזק מכל האחרות.

(ב) אסור לרמת הלייזר התחתונה להיות קשורה לרמת היסוד, על-ידי אלמנט מטריצה

דיפולי חשמלי, ולכן רמת הלייזר התחתונה תהיה מטטבילית, והיפוך האוכלוסיה

יהיה מן ההכרח תופעת מעבר.

שתי דרישות אלו נומקו בהנחה כי בקירוב בורן חתך הפעולה למעבר בין שתי רמות, על-ידי ההנגשות אי-אלסטיות של האטום עם אלקטרון, מתכונתי לסיכוי מעבר דיפולי בין רמות אלו. מכאן שההנגשויות עם אלקטרונים יגרמו קצב עירור גדול יותר לרמת העליונה מאשר לתחתונה (תנאי [1.2] שלעיל ללייזר ציקלי).

(ג) לכידת הקרינה הרזוננטית לבדה אמורה להביא את יחס ההסתעפות למעבר הלייזר ל- $\sim 1,0$ . אם קרינה ספונטנית לבדה נדרשת למלא רמה נמוכה מתחיה, תקטן היעילות. לכן, עדיף כי רמת הלייזר העליונה תהיה קשורה אופטית רק לרמת היסוד ולרמת הלייזר התחתונה. על אלמנט המטריצה הדיפולי החשמלי לכל מעבר אחר מרמת הלייזר העליונה להיות חלש בהרבה משני המעברים הללו. הצפיפות של התנוך האקטיבי חייבת להיות מספקת ( $\sim 10^{13}$  אטמים לס"מ<sup>3</sup>) בשפופרת שקוטרם 1 ס"מ) ללכוד את הקרינה הרזוננטית, כך ש:

$$A > A \text{ (קרינה רזוננטית לכודה) } > A \text{ (מעבר הלייזר)}.$$

יתר על כן על רמת היסוד האטומית להיות מורכבת מרמת מבודדת יחידה. אם לרמת היסוד יש מבנה, מותר שתכיל רק תת-רמות מעטות וצפופות כך שהן תהיינה מאוכלסות דיין בטמפרטורת העבודה על מנת ללכוד את הפליטה הספונטנית מרמת הלייזר העליונה.

(ד) על הסתברות המעבר  $A$  של מעבר הלייזר להיות קטנה מהסתברות מעבר העירור ( $\sim 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ), אך גדולה מזו של מעבר הרלקסציה,  $\sim 1 \text{ sec}^{-1}$ . טווח מעשי יהיה:

$$10^7 \text{ sec}^{-1} < A \text{ (מעבר הלייזר)} < 10^4 \text{ sec}^{-1}.$$

אם זמן החיים הקרינתי של מעבר הלייזר קצר מזמן העלייה של הזרם, אזי הקרינה הספונטנית תרוקן את הרמה העליונה בטרם יושג היפוך אוכלוסיה מספיק. מצד שני אם ערכו של  $A$  הוא מאוד קטן, אזי נדרש היפוך אוכלוסיה גדול, שאיננו ניתן להשגה, עבור הגבר סביר.

(ה) רמת הלייזר התחתונה תימצא בתחום  $1000 \text{ cm}^{-1}$  עד  $6000 \text{ cm}^{-1}$  מעל רמת היסוד. מכיוון שהאנרגיה האובדת ברלקסציה של רמת הלייזר התחתונה מתבזזת, רצויה רמת תחתונה קרובה לרמת היסוד. המירווח המרבי בין רמות אלה סביר שיקבע ב- $18000 \text{ cm}^{-1}$ . זוהי בערך האנרגיה המשועעת בתחום הנראה. אם אנרגיה רבה מזו מתבזזת ברלקסציה של רמת הלייזר התחתונה, לא יתמשש היתרון הבסיסי שבשימוש ברמת אנרגיה נמוכות. מאידך גיטא, קיים גבול תחתון למירווח בין רמת היסוד לרמת

הלייזר הנמוכה בגלל התפלגות כולצמן בטמפרטורת העבודה. ניתן לקבוע איכלוס שיווי-משקל מרבי סביר של רמת הלייזר התחתונה כ-0.1% של האוכלוסיה הכוללת. לרוע המזל לאטומים בעלי מבנה רמות נאות הכוללים רמת לייזר תחתונה אפשרית הנמוכה מ- $18000 \text{ cm}^{-1}$  יש קליפות אלקטרוניים עלאנת אך בחלקן והם נוטים להיקשר בחוזקה, אם לעצמם ואם לאטומים אחרים. טמפרטורות גבוהות נדרשות בדרך כלל כדי להשיג גז חד-אטומי בחלק של טורים אחדים. טמפרטורת עבודה מעוצעת עשויה להיות  $1000^{\circ}\text{C}$ , וזו תקבע גבול תחתון של  $6000 \text{ cm}^{-1}$  לרמת הלייזר התחתונה. ירידה באנרגיית רמת הלייזר התחתונה תזיק תחילה לנצילות ואף תמנע כליל היפוך איכלוסיה.

וולטר<sup>(2)</sup> טען שמבנה הרמות של אטום הניחושת מתאים באופן איריאלי לכל חמש אמות המידה הללו.

כבר בניסויים הראשונים הושגו הספקים ונצילות גבוהים מכל אטום אחר. הישג זה התפרש כאישור לרעיון ה"לייזר הציקלי" ומשום כך עורר ציפיות גבוהות. וולטר<sup>(2)</sup>, ואחריו פטרס<sup>(26)</sup> תיארו ציפיות אלה כך: 36% מאנרגיית העירור תאבד ממיד בעת דעיכת הרמה התחתונה. בפעולה של לייזר ציקלי אמיתי אפשר להניח כי הלזירה מתחוללת רק לאחר שאיבולוס הרמה העליונה מסתיים. זו תיפסק כאשר האוכלוסיה ברמה התחתונה תשווה לזו שברמה העליונה, ובהנחה כי הרמה התחתונה כלל אינה נשאבת בזמן העירור נובע כי  $g_u / (g_u + g_x)$  מכלל האטומים שנשאבו לרמה העליונה לא נוצלו ללזירה, כאשר  $g_u, g_x$  הם המשקלים הסטטיסטיים של הרמה העליונה והתחתונה, בהתאמה. אם לעירור הרמות הרזוננסיות של נחושת תתועל 60% מהאנרגיה הכללית של ההתפרקות נקבל בסך-הכל כי ניתן לכנות לייזר אדי נחושת בעל נצילות של 23% (דיון בקביעה זו מופיע בנספח 1).

פטרס ואיסניב<sup>(27)</sup> ניסו לחשב מה תהייה מגבלות התספק של לייזר ארי נחושת כזה, בעל נצילות 10%. גם הם הניחו לייזר ציקלי מושלם וכי המגנבון העיקרי שיכול לפגוע בו הוא איכלוס תרמי של הרמה התחתונה. הנחה זו מגבילה את הטמפרטורה שניתן לחמם אליה את הגז בשפופרת ובאופן רחב יותר את צפיפות ההספק המופק ליחידות

אורך על ציר השפופרת. מחישוביהם עולה כי ניתן להגיע עד להספק כניסה בן  $8 \text{ kW/m}$ , ומכאן ללייזר נחושת באורך מטר המפיק  $800 \text{ W}$ .

הערכה נוספת של חסמים נעשתה על-ידי אלטסקי ואח' (28). הם הכיאו בחשבון גם דעיכה של רמת הלייזר העליונה על-ידי התנגשויות סופר-אלסטיות עם אלקטרונים. תופעה זו מגבילה את זרם העירור המועיל בלייזר; מעבר לערך מסוים לא יגדל העירור עם הגדלת הזרם. חישוב זה הכיאו את הציפיות מלייזר אדי הנחושת לאנרגיה סגולית  $1 \text{ mJ/cm}^3$  בצפיפות נחושת  $10^{18}$  אטומים לסמ"ק (כדאי לציין שהמחברים המליצו על שימוש בקרני אלקטרונים כדרך להעלות את נצילות הלייזר).  
עד היום לא התממשה אף אחת מציפיות אלה, אף כי נערכו נסיונות רבים להשיגן.

ככלל לא הוגשמה בנסיונות אלה אחת מדרישות היסוד של הלייזר הציקלי: הפרדה זמנית בין השאיבה ללייזר. מאמץ ביסווי רב הוקדש להגשים דרישה זו. אולם תוקפן של ההנחות עצמן, ועד כמה יש ממש במושג "הלייזר הציקלי" ובתחולתו לאטום הנחושת, לא בדק איש. בדיקה כזאת יכולה להיערך על-ידי חקר הקינטיקה של הרמות המעוררות בלייזר אדי הנחושת.

מחקר כזה בשיטות הנוקבלות, כרוך בקשיים ניכרים שיפורטו בפרק 3. קשיים אלה נפתרו ברובם בשיטה המוצגת בעבודה הנוכחית, והמאפשרת לראשונה לבדוק: האמנם - לייזר ציקלי?

### 1.3 מהלך המחקר ומבנה החיבור

מטרת המחקר היא מדידת הקינטיקה של הרמות המעוררות בלייזר אדי הנחושת. תנאי הכרחי לביצועו היה בניית לייזר אדי נחושת יעיל ואמין. להגשמת תנאי זה הוקדש חלקו הראשון של המחקר. שיקולי התכנון העקדוניים ותיאוד פנומנולוגי של הלייזר שנבנה, מופיעים בפרק 2 ומשמים כבסיס לכל הדיונים שאחריהם. דיון מפורט במעגלי העירור ניתן בנספח 2.

מנתוני פרק 2 נובע כי ברמות המעוררות המדוברות קיימות אוכלוסיות גדולות המשתנות במהירות. פרק 3 דן בשיטות למדידת אוכלוסיות אלו ומציג את השיטה אשר נבחרה: שיטת הפיתולים שהיא מדידה אינטרפרומטרית. דיון ביסודות השיטה, דיוקה וחלחה בתנאי ניסוי שונים מופיעים בנספחים 3,4.

על סמך השיקולים המוצגים בפרק 3 נבנתה מערכת ניסויית למדידת הקינטיקה של רמות מעוררות והיא מתוארת בפרק 4. המערכת מגשימה רעיון ישן באמצעים מודרניים אך פשוטים. בנספח 5 מתוארים פרטים אחדים שידיעתם נחוצה לקורא שירצה לחזור על הניסויים בעצמו, ותוצאות מדידות שנועדו לכייל את המערכת ולקבוע את דיוקה.

בפרק 5 מוצגות תוצאות המדידות הקינטיות ונערך דיון בסוגיות הלייזר הציקלי ותכונות לייזר אדי הנחושת לאורך. בנספח 6 מוצגת דוגמה לחישוב האוכלוסיה מתוך תוצאות המדידות האינטרפרומטריות.

סיכום העבודה מופיע בפרק 6. בנספח 7 מובאים תדפיסי מאמרים שפורסמו על-ידי המחבר ועמיתיו והעוסקים בנושאים הקשורים בחיבור הנוכחי.

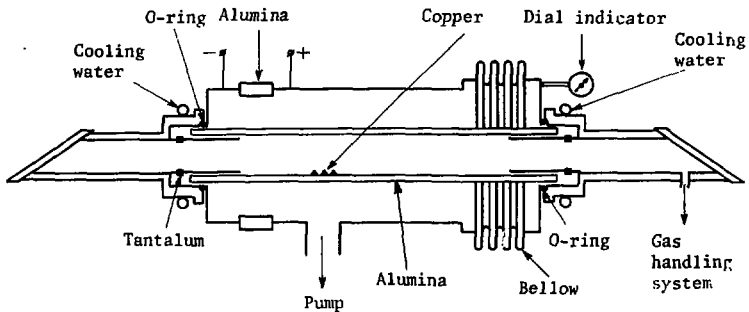
## 2 לייזר אדי נחושת, המחומם על-ידי התפרקות

מן הראוי שהקינטיקה של רמות מעוררות בלייזר אדי הנחושת (CVL = copper-vapor laser) תימדד כתנאים מיטביים של פעולת הלזירה פיתוח שופרת לייזר נאותה והמעגלים החיוניים להפעלתה היו לכן תנאי מוקדם לביצוע אמדידות. טכנולוגיה זו לא היתה מצוייה כעין בעת תחילת העבודה וכיבושה חייב מיפוי כל מרחב הפרמטרים של פעולת הלייזר, מפעל שחרג מיכולתנו. הסתפקנו. איפוא בסקירה חלקית של מרחב זה והתרכזנו באופטימיזציה של הלייזר לפי מימצאיה, שחלקם היו מפתיעים ולא חזויים.

בפרק הנוכחי יתוארו שופרת הלייזר שפותחה, מעגל העירור, ואחדים מהשיקולים שהנחו את הפיתוח, וכן זפורטו התכונות שנמדדו בפועל. כדי לא להיבשל בעידוב עובדות ברשנח אנו נמנעים במודע מלנחח מימצאים אלה או להשוותם לחיזויי פרק 1. ניתוחים והשוואות אלה ייערכו בפרק 5, בו יושוו במידת האפשר עם מימצאי החקירה הקינטיית.

### 2.1 תיאור שופרת הלייזר

המחקן בו השתמשנו (30, 29) איפשר ניסויים בשופרות בעלות קטרים ואורכים שונים והוא מתואר סכימטית בצירור 2.1.



צירור 2.1 תיאור עקרוני של שופרת הלייזר.

מסלול הזרם, הכולל את מרווח ההתפרקות, הוא קואקסילי כדי להקטין את ההשראות. השפופרת עשויה בדרך כלל מאלומינה ומסוגלת לעמוד בטמפרטורות גבוהות מ- $1700^{\circ}\text{C}$ . החלל בין שפופרת האלומינה והמעטה החיצוני מכיל בידוד תרמי ומרוקן מאויר בעזרת משאבה מיכנית כדי להקטין את הולכת החום. הלחץ באיזור זה חייב להיות קטן מ- $10^{-1}$  torr, אחרת תתרחש ההתפרקות במעטה החיצוני, ובמקרה זה יכולה להיפרץ שפופרת האלומינה. מחזיקי החלונות שבזווית ברוסטר עשויים מפל"ם ומקוררים במים כדי להגן על אטמי הגומי (O-rings). ממחזיקי החלון חוזרות שתי אלקטרודות חלולות לתוך השפופרת, הן עשויות מפת טנטלום בעובי כ- $0.15\text{ mm}$  ותופסות כ-40% מאורך השפופרת. האיזור המכיל את ההתפרקות היא האיזור הממוסם. איזור זה יש להרחיק ממחזיקי החלונות הקרים, ומשום כך נוצר מפל טמפרטורה לאורך האלקטרודה. הפסדי החום העיקריים של השפופרת הם בהטעה לאורך איזור זה אל החלונות הקרים. מפל הטמפרטורה אינו אחיד עקב אי-אחידות הבידוד התרמי בקצות השפופרת. לאלומינה מקרם ההתפשטות תרמי של כ- $10^{-5} (\text{C}^{\circ})^{-1}$ . שפופרת באורך  $60\text{ cm}$  מתפשטת לכך כ- $10\text{ mm}$  כאשר היא תתמומת לטמפרטורה  $1650^{\circ}\text{C}$ . כדי לעקוב אחרי התפשטות זו עשוי קטע מתמעטפת החיצונית של השפופרת כמפורח (ראה ציור 2.1) והוא מתפשט ומתכווץ עם השפופרת הפנימית. ההתפשטות משמשת כמדד לטמפרטורת השפופרת בעזרת מדיד מחוגי (dial gauge). כושר ההפרדה של המריד הוא  $10^{-2}\text{ mm}$ , שהם כ- $10^{-3}$  מההתפשטות הכללית של השפופרת בטמפרטורת העבודה. שיטה זו היא בעצם היחידה הבאה בחשבון למדידת הטמפרטורה בזמן פעולת הלייזר: בפירוט אופטי אי אפשר להתבונן לתוך השפופרת הפועלת, ואין זה מעשי לשרבב צמד-חוטני לתוך ההתפרקות, שכן השיבוש ההדדי יהיה בלתי נסבל. בסעיף 2.4 יתואר כיוול מד ההתפשטות כמד טמפרטורה, ומיגבלותיו. שלוש פיסות תיל נחושת אלקטרוליטית, ברוכות בצורת סליל, במשקל כ-5 גרם כל אחת מונחות כרווחים שווים בין האלקטרודות. הנחושת מותכת בטמפרטורה  $1068^{\circ}\text{C}$ , והופכת לטיפה מבהיקה (נחושת אינה מרטיבה אלומינה, ואינה יוצרת איתה ריאקציה כימית).

השפופרת הפנימית של לייזר הנחושת מתחברת באמצעות צינור גמיש למערכת הוואקום. צינור זה מחובר למחזיק החלון הקר. בעזרת משאבה מיכנית ניתן לרוקן את השפופרת עד לחץ של  $5 \times 10^{-3}$  torr. בלובי הליום, ניאון וארגון מחוברים למערכת דרך ברזי הפרדה וברז מחט. לאחר סגירת ברז השאיבה ניתן למלא את השפופרת באחד מגזים אלה בלחץ רצוי.

הלחץ נמדד במדיד מחוגי מתוצאת Heise בעל כושר הפרדה של 1 torr ותחום מדידה 0.0±1000 torr. רק חלק קטן מנפח הלייזר נמצא באיזור המחומם. הלחץ נמדד תמיד בחלק הקר של הלייזר, כך שצפיפות הגז החוצץ באיזור הפעיל הלכה וירדה עם החימום, בניסויים שנערכו בלחץ קבוע.

לחץ האדים של הנחושת כפונקציה של הטמפרטורה נתון בטבלה 2.1.

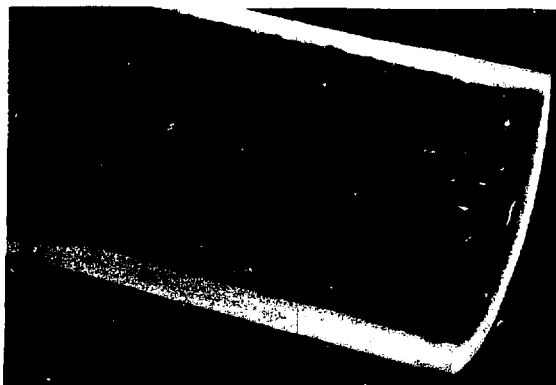
**טבלה 2.1** ריכוז אטומי הנחושת ברמת היסוד וברמות הלייזר התחתונות ולחץ האדים הכולל כפונקציה של הטמפרטורה.

לחץ האדים הכולל (torr)	ריכוז אטומי הנחושת (cm <sup>-3</sup> )			הטמפרטורה (°C)
	ברמה <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	ברמה <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	ברמה <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	
10 <sup>-3</sup>	2.0×10 <sup>7</sup>	2.3×10 <sup>8</sup>	6.8×10 <sup>12</sup>	1141
10 <sup>-2</sup>	5.6×10 <sup>9</sup>	6.2×10 <sup>9</sup>	6.2×10 <sup>13</sup>	1272
10 <sup>-1</sup>	1.6×10 <sup>10</sup>	1.3×10 <sup>11</sup>	5.7×10 <sup>14</sup>	1427
1	4.4×10 <sup>11</sup>	3.0×10 <sup>12</sup>	5.1×10 <sup>15</sup>	1622
10	1.3×10 <sup>13</sup>	7.5×10 <sup>13</sup>	4.5×10 <sup>16</sup>	1870

משק הנחושת תלוי בסוג ובלחץ של הגז האציל בו מולאה השופרת: גז זה קובע את מהירות הדיפוזיה של אדי הנחושת מהאיזור החם לאיזור הקר. בעוד שבהליום בלחץ של כ-5±10 torr מתכלה כמות הנחושת שנזכרה בתוך כארבע שעות, הרי בניאון, בלחץ של כ-200 torr, היא אצורה באיזור הפעיל במשך אלפי שעות<sup>(12)</sup>. בשופרות כאלה מתכסה הצינור אחרי קירורו ב"טלי" נחושת המכסה את כל האיזור הפעיל (ציור 2.2).

כאמור, בעת הפעולה קיימים מפלי טמפרטורה על שופרת האלומינה, והם גורמים למאמצים ניכרים בה. שינויים מהירים בטמפרטורה גורמים להתפלגות לא אחידה של התפשטות השופרת וסדיקה.





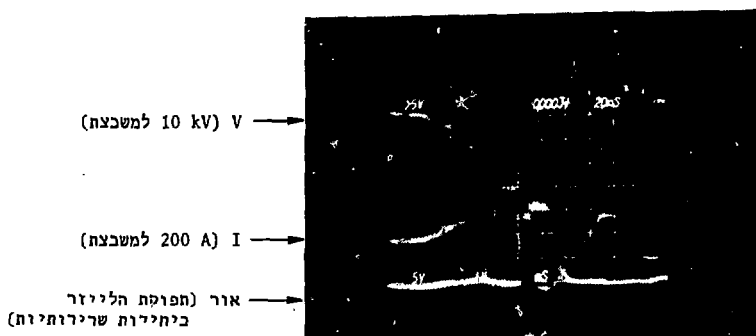
2.2 ציור "טל" נחושת המכסה את האיזור הפעיל בשפופרת הלייזר אחרי קירורה.

### 2.2 מעגל העירור

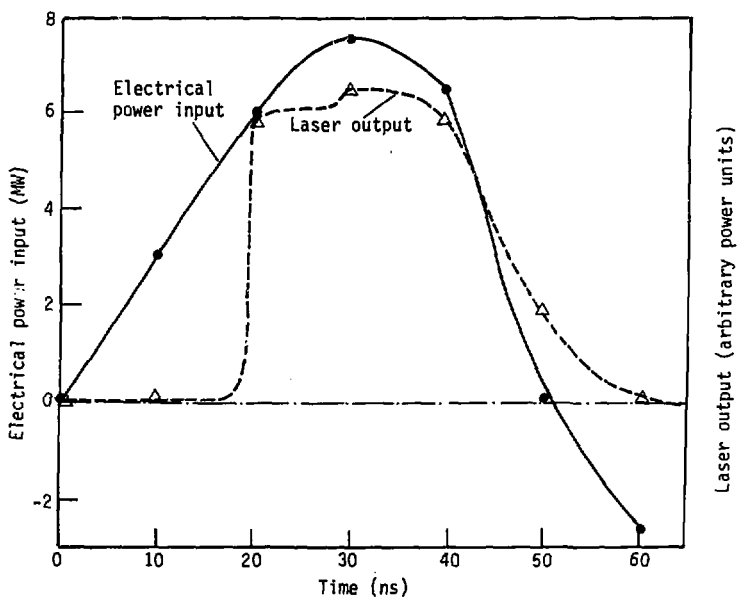
על מעגל העירור לספק פולסים שמשכם עשרות ננו-טניות אחרות, זרם השיא שלהם מאות אמפרים וקצבם אלפים לשניה. ההספק הממוצע צריך להספיק לחימום הלייזר והוא נע בין קילוואט אחד לעשרה קילוואט. דרישה מיוחדת מהספק היא ההכרח באמינות גבוהה: תקלה בו עלולה לגרום לקירור מהיר מדי של שפופרת האלומינה, הסובלת הלם תרמי וניזוקה. פולסי מתח, זרם ואור אופייניים מוצגים כציור 2.3. הספק נמטר לפלסמה בשפופרת הלייזר כל עוד מכפלת הזרם במתח היא כעלת ערך ניכר. השוואת פולסי ההספק והאור מופיעה בציור 2.4 ומראה כי מעגל העירור בו השתמשנו מתאים לעירור לייזר ציקלי: העירור אינו ממושך מהיפוך האוכלוסיה.

### 2.3 נקיון השפופרת והשפעתו

כבר בשלבים הראשונים של העבודה נוכחנו כי ריודלת לחץ הניאון בשפופרת מחזק לרגע את תפוקת הלייזר. אולם תוך זמן קצר היתה התפוקה דועכת לרמתה הקודמת ואף למטה



ציור 2.3 פולטי מחח, זרם ואור אופייניים ללייזר עליו נערכה עבודתנו.



התלות בזמן של הספק העירור לעומת הספק הלייזר, הנתונים הם מתוך  
 ציור 2.3. במחצית המחזור הראשונה של העירור, האנרגיה אגורה בחלק  
 הקיבולי של מעגל העירור וההספק חיובי. במחצית השנייה האנרגיה אגורה  
 בחלק ההשראתי ובשפופרת הלייזר עצמה וההספק שלילי. (דהיינו, השפופרת  
 מחזירה את האנרגיה שאגרה בהשראתה למעגל החיצוני).

ציור 2.4

ממנה, ולעיתים נפסקת כליל. ככל שהלכה שפופרת הלייזר והתיישנה הלך קצב דעיכה זו וקטן. כמו כן היה הקצב שונה משפופרת לשפופרת (אפילו כאלו שיוצרו בירי אותו יצרן והתקבלו כאותו משלוח). הנחנו כי חומר זר כלשהו מתאדה בשפופרת ומשנה את הרכב הגז שבתוכה. הזרמה איטית של הניאון דרך השפופרת ייצבה את תפוקת הלייזר בלחץ גבוה. אי אפשר היה להשיג לזירה בניאון בלחץ גבוה בשפופרות שתכולת האלומינה בהן היתה קטנה מ-99.7%. תופעות דומות דווחו על-ידי בוחן<sup>(31)</sup>. מיותר להדגיש כי השפופרות בהן מדובר היו אטומות כהלכה מפני דליפות אטמוספירות לתוכן, והן נשאבו ונבדקו בלאי דליפות לפני מילויין בגז והפעלתן. (השפעתם המזיקה של חמצן, הנקן ודו-תחמוצת הפחמן על לייזר אדי הנחושת נמצאה כבר על-ידי צ'ימנטי<sup>(32)</sup>, בוחן<sup>(33)</sup> ופרר<sup>(34)</sup> בשלבים מוקדמים למדי של פיתוח לייזר הנחושת).

אלומינה מכילה בדרך כלל כמויות קטנות של תחמוצות מהכות אלקליות, מתכות עפרוריות וסיליקון. כדי לזהות את אי-הנקיון ערכנו את הבדיקות הבאות:

(א) מרדנו את הספקטרום הנראה הנפלט משפופרת הלייזר. בהיותה קרה ניתן היה לזהות

קווי ניאון בלבד. כשהתחממה השפופרת נוספו קווים - קווי נחושת ונתרן. ככל שהתיישנה השפופרת הלך קו הנתרן ונחלש, בד כבד עם התחזקות תפוקת הלייזר.

(ב) כחנו את שפופרת הלייזר על-ידי פלואורסצנציית קרני X, ומצאנו שהיא מכילה

Ca, Mg, Na ו-K (זיהוי סיליקון אינו ודאי במכשיר שברשותנו).

(ג) כתשנו פירוורים אחדים משפופרת אלומינה ומסרנו אותם לאנליזה ספקטרוסקופית.

התוצאות (באחוזים, פרט לאלומינה):

$Na_2O:0.01$  ;  $K_2O:0.003$  ;  $MgO:0.1$  ;  $CaO:0.05$  ;  $SiO_2:0.15$  ;  $TiO_2:<0.02$

לחץ האדים של תחמוצות אלו הוא גבוה למדי בטמפרטורות להן מחוממת שפופרת האלומינה

והם יכולים לחדור לגז בדיפוזיה דרך האלומינה. בכל הניסויים שיתוארו להלן, חוממו

ונשאבו השפופרות פרק זמן ממושך לפני הניסוי. הניאון הוחלף בהתמדה תוך כדי מהלכו.

#### 2.4 חימום על-ידי התפרקות ומדידת הטמפרטורה

האיזור המחומם בלייזר הוא האיזור בו מתרחשת ההתפרקות. בלחצי גז נמוכים ארוך איזור

זה מן המרחק בין קצות האלקטרודות. במקרה כזה חלק מההספק הנמטר לשפופרת הלייזר

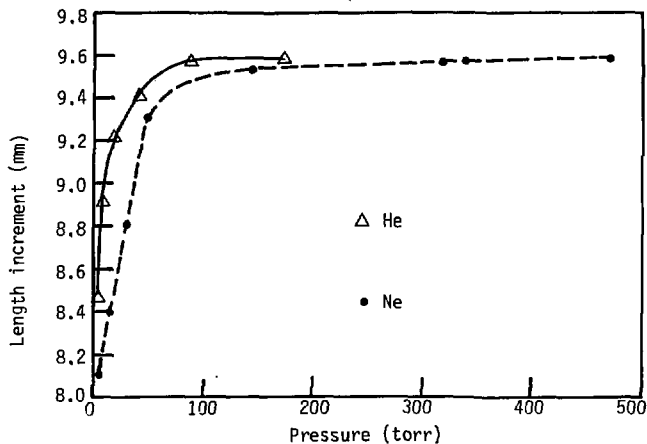
אינו מתפזר באיזור המבודד תרמית, וקטן בו ההספק ליחידת אורך. כתוצאה מכך יורדת הטמפרטורה להספק נתון.

תכונות החימום של השופרת כפונקציה של לחץ הגז הווצף מתוארות בציור 2.5 (מסימוך 30). בניסוי זה נמדדה הטמפרטורה על-ידי מדידת התארכות השופרת. מדידה זו מבטאת אינטגרל על התפלגות הטמפרטורה לאורך השופרת, ואינה מאפיינת טמפרטורה מקומית כל שהיא. התוצאות יבוטאו לכן ביחידות התארכות. הניסוי נערך על שופרת בקוטר 40 מ"מ ובאורך 60 ס"מ בין האלקטרודות. הספק הכניסה היה קבוע וערכו 2.4 kW. בחינה חזותית של ההתפרקות הראתה כי בלחצים נמוכים (עד 20 torr) ההתפרקות מתפשטת למלא אורך השופרת, ועד לחלונות (בפרט החלון שכצד הקתודה). כאשר מעלים את הלחץ, הולכת ההתפרקות ומתכווצת עד שבלחץ הקריטי של כ-50 torr היא תופסת את המירווח בין האלקטרודות בלבד. פחות מכך אי אפשר לכווצה על-ידי הגדלת הלחץ, אלא להפסיקה בלבד (ליתר דיוק, להפכה מהתפרקות זוהרת להתפרקות קורונה. השינוי מתבטא בירידה דרמטית בזרם ההתפרקות, והיא חדלה להיות שימושית לעירור לייזר). בתחום שבין 50 torr ולחץ הכיבוי קבועים האורך המחומם והספק הכניסה ללייזר. יתר על כן, האיזור המחומם הוא האיזור בעל הכידוד היעיל בשופרת. בתחום לחצים זה הטמפרטורה הממוצעת של השופרת היא המרבית, והתארכות השופרת אינה תלויה כלחץ.

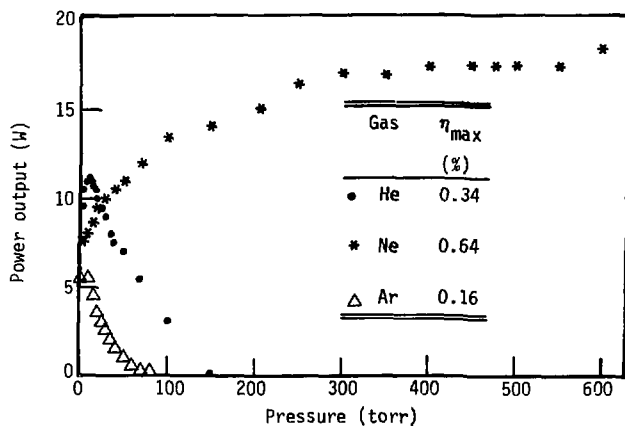
ראוי לציין כי בטמפרטורת העבודה, היתה ההתפרקות בשופרת הומוגנית ומילאה את כל חתכה כלא תלות בלחץ<sup>(35)</sup>. (לא כן בשופרת קרה).

תוצאות אלו עוררו את השאלה, מהי תפוקת הלייזר כפונקציה של לחץ הגז הווצף, בגזים שונים?

חיממנו איפוא את הלייזר להתארכות קבועה, ובדקנו את תלות התפוקה כלחץ הגז וכסוגו. התוצאות נראות בציור 2.6. יש להעיר כי הלייזר חומם ככל מקרה על-ידי שימוש בלחץ גבוה והמדידה נערכה בלחצים הנמוכים תוך שינוי מהיר כלחץ ומדידה מיידית של ההספק. כל המדידות נערכו באותו הספק כניסה. האורך הקר של האיזור הפעיל בלייזר בניסוי זה היה 500 מ"מ. מסקנה מעשית מהניסוי היתה כדאיות השימוש בניאון כגז הווצף ללייזר, שיאפשר חימומו הנוח, יאריך את זמן חיי הנחושת בניאון ויבטיח תפוקה גבוהה.



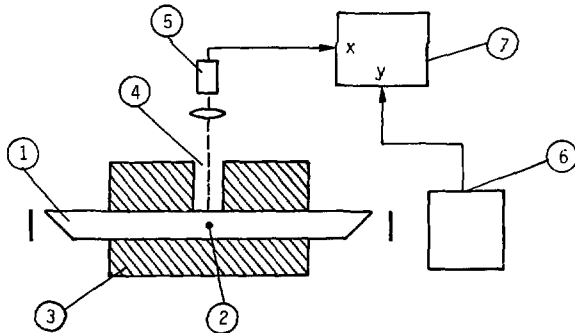
ציר 2.5 תכונות החימום של שפופרת הלייזר כפונקציה של לחץ הגז וסוגו. הניסוי נערך כהספק כניסה קבוע בן 2.4 kW למעגל העירור. הטמפרטורה נמדדה על-ידי מדידת התארכות השפופרת.



ציר 2.6 תפוקת הלייזר כהתארכות קבועה כפונקציה של לחץ הגז החוצץ וסוגו. קצב ההתפרקות - 4 kilz

תופעה זו לא היתה ידועה לפני סדרת ניסויים אלה, ואף לא היתה צפויה. הניסויים הקניטיים שיתוארו להלן, נערכו בשופרת שתוארה לעיל, רובם עם ניאון כגז חוצץ בלחץ גבוה, בתקוה שהסיבה לתופעה זו תתבהר.

במדידה זו שונה היחס נחושת/ניאון על-ידי שינוי ריכוז הניאון בלחץ אדי נחושת קבוע. בדיקה אחרת נערכה בלחץ ניאון קבוע (5 torr) ולחץ אדי נחושת משתנה. בבדיקה זו נעשה ניסיון לקבוע את לחץ אדי הנחושת המעוררים, על-ידי מדידת הטמפרטורה. מערך הניסוי נראה בצירור 2.7.



- ציור 2,7
1. שפופרת צירקוניה. 5. פירומטר מכויל.
  2. טיפת נחושת. 6. קלורימטר למדידת תפוקת הלייזר.
  3. בידוד תרמי. 7. רשם  $x-y$ .
  4. נקב הצצה.

לצורך זה החלפנו את שפופרת האלומינה בשפופרת צירקוניה מיוצבת בסיד, הניתנת לשימוש עד לטמפרטורה של  $2300^{\circ}\text{C}$ . שפופרות אלו יקרות ופריכות ולא כדאי להשתמש בהן אם אין הכרח גמור בדבר. הקוטר הפנימי של השפופרת היה 22 מ"מ. בהספק כניסה קבוע הלכה השפופרת והתחממה בהדרגה, והספק הלייזר נמדד כפונקציה של טמפרטורת הדופן התיצובית, אשר נמדדה חשמלית על-ידי פירומטר מכויל מתוצרת "לנד" מטיפוס 18/100/10, שעדשחו

מוקדה על הזרע של שפופרת הצירקוניה. תפוקת הפירומטר סופקה לציר  $x$  של רשם  $x-y$ , ותפוקת מד הספק הלייזר ("סיינטק" 360203) לציר  $y$  של הרשם. קבועי הזמן של שני המכשירים היו כ-20 שניות והמידוח כולה נמשכה כ-30 דקות.

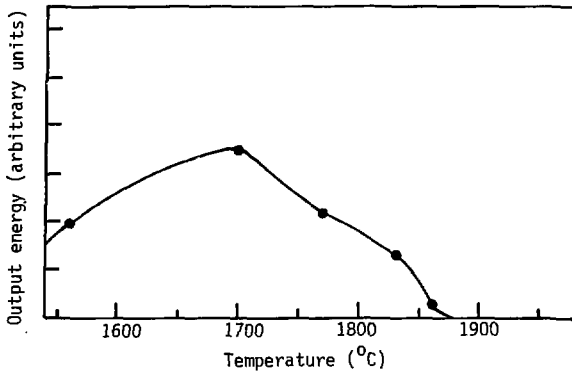
כדי לכייל את הקריאה בדופן החיצונית לעומת טמפרטורת הנחושת בדופן הפנימית ננקטו הצעדים הבאים:

(א) בשתי ריצות נפרדות נקבעה הקריאה בה ניתכת נחושת ( $1082^{\circ}\text{C}$ ) וניתך כרום ( $1850^{\circ}\text{C}$ ).

(ב) טמפרטורות אלו נקראו גם על-ידי פירומטר מסוג "נימה נעלמת"

(disappearing filament) והוכן גרף כילול מתאים בין שני הפירומטרים.

תוצאה אופיינית נראית בצירור 2.8.

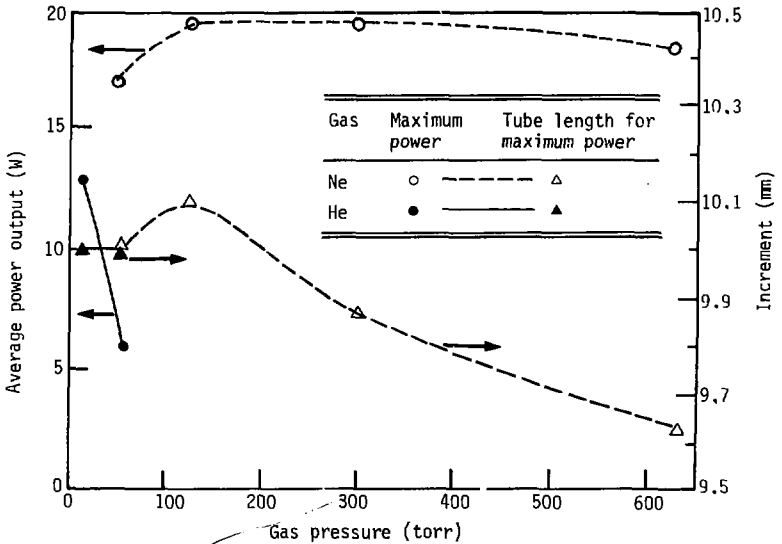


צירור 2.8 תלות תפוקת הלייזר בטמפרטורה, בלחץ ניאון קבוע (5 torr). קוטר השפופרת היה 22 mm והתדר 0.5 kHz.

לפי תוצאה זו ניתן לערוך את המדידה גם בשפופרת אלומינה ואמנם תוצאות זהות התקבלו בשפופרת אלומינה. לחץ האדים האופטימלי מתאים ל- $2.1 \pm 1.0$  torr נחושת או

$$.N = (1 \pm 0.5) \times 10^{16} \text{ atoms/cm}^3$$

ראוי לציין כי בצפיפות נחושת נמוכה מאופטימלית חזקה התפוקה בקו הירוק מאשר בקו הצהוב, ולהפך מעל הצפיפות האופטימלית. תופעה דומה מצאנו גם בלייזר נחושת-הליד. יותר מכך, צפיפות הנחושת האופטימלית קרובה לצפיפות האופטימלית שנמצאה בלייזר נחושת הליד. בטמפרטורות גבוהות מאד נעלמת כליל התפוקה בקו הירוק. לבסוף ערכנו בדיקה בה איפשרנו לשתי הצפיפויות להשתנות וחיפשנו תערובת אופטימלית. החיפוש נעשה כפונקציה של ההתארכות של כבלד. התוצאה נראית בציור 2.9.



ציור 2.9 תערובות אופטימליות להפעלת הלייזר. בהליום תלוי ההספק המרבי בלחץ ההליום, אך הטמפרטורה האופטימלית אינה תלויה בו; בניאון הפוך המצב. ההתארכות היא תוצאת חימום השופרות. ההספק הוא ההספק הכולל של הלייזר בשני הקווים.

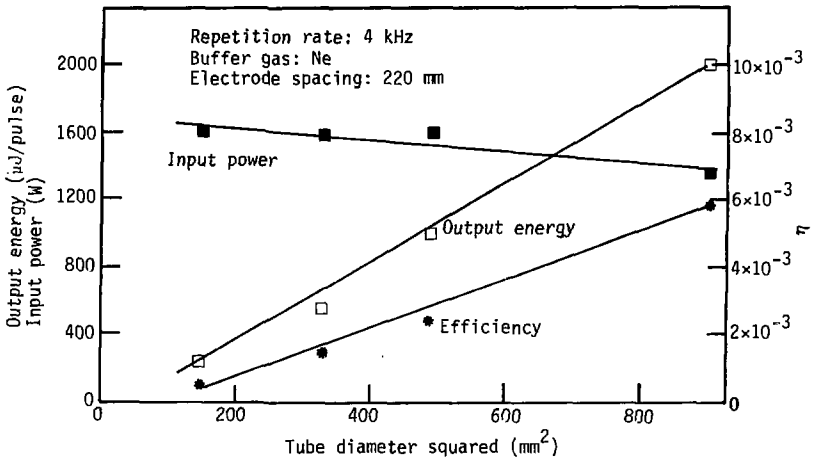
הבדיקה נעשתה בגזי ניאון והליום. בעוד שלא נמצאה תלות חזקה של טמפרטורת הלייזר האופטימלית בלחץ ההליום (בתחום המוגבל בו קיימת לזירה בגז זה) נמצאה תלות כזאת בלחץ הניאון, ובלחצי ניאון גבוהים יורד ריכוז הנחושת האופטימלי.

נעיר גם כי חוקרים אחרים<sup>(36)</sup> מדדו תכונות אלה ותלותן בפרמטרים נוספים, כגון השדה החשמלי. עם זאת, נערכו מדידות אלה בקצב פולסים נמוך תוך התעלמות מהשתנות הרכב הגז עקב ההתפרקות.



2.5 תלות התפוקה בקוטר השפופרת ובתדר וקדם-ייליון

כאמור, המתקן שברשותנו איפשר הרכבת שפופרות בקטרים שונים. בדקנו את התפוקה בטמפרטורה אופטימלית ובלחץ של 20 torr ניאון כפונקציה של הקוטר. התוצאות עבור קטרים מ-12 ועד 30 מ"מ נראות בציור 2.10. הספק הכניסה הדרוש לקבלת האופטימום היה בקירוב זהה בכל השפופרות, כ-0.75 W/cm<sup>2</sup>.



ציור 2.10 תלות תפוקת הלייזר האופטימלית בקוטר השפופרת. ההספק לקבלת טמפרטורה אופטימלית נשאר קבוע, כך שהנצילות יחסית לחדר.

צפיפות האנרגיה הנפחית המרבית לפולס גם היא היתה קבועה בשפופרות השונות.

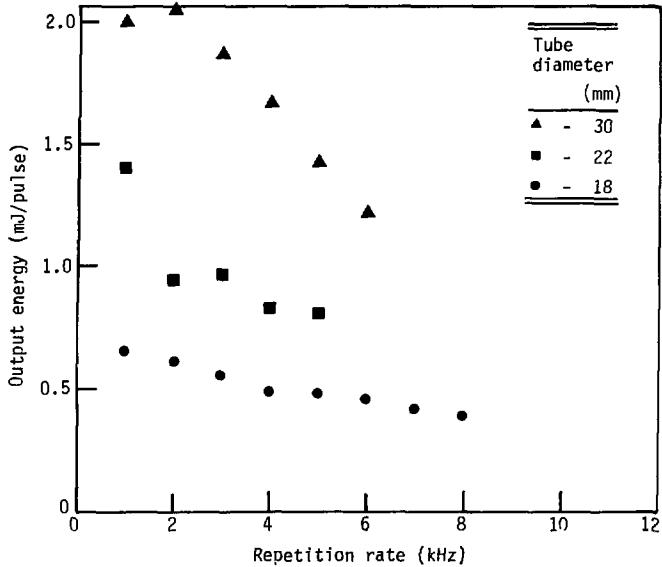
מכאן גם שנצילות הלייזר עלתה עם נפח הלייזר (ריבוע הקוטר). עם זאת, שתי תכונות חשובות של הלייזר השתנו עם הקוטר:

(א) תלות ההספק בתדר (ציור 2.11). ככל שעולה הקוטר, חזקה יותר הירידה באנרגיה

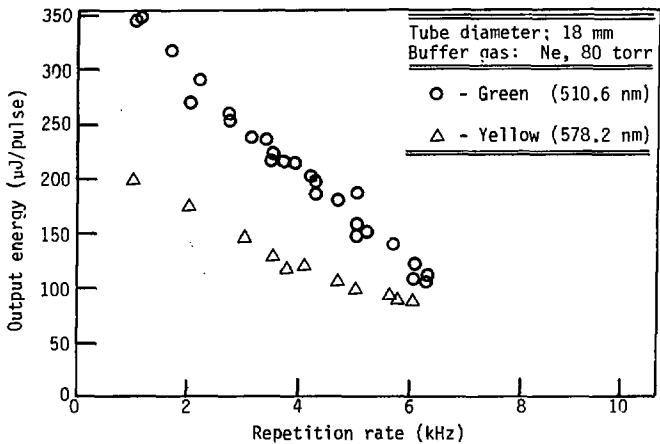
לפולס עם התדר. יחס ההספקים שצוטט לעיל נכון בדרך-כלל דק בתדרים נמוכים יחסית.

(ב) היחס ידוע/צהוב (ציור 2.12). גם יחס זה הולך וקטן עם התדר, כאשר תלות הצהוב

בתדר חלשה ותלות הירוק בתדר חזקה ממנה.

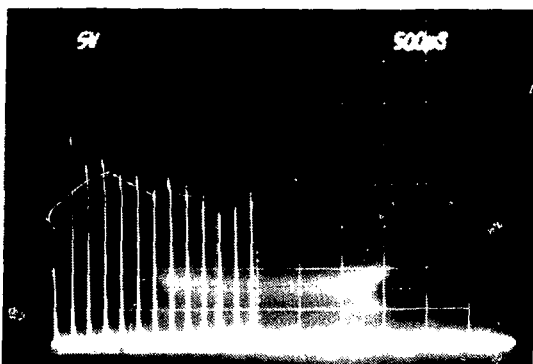


ציור 2.11 תלות תפוקת הלייזר בחדר, בקטרים שונים.



ציור 2.12 תלות תפוקת הלייזר בחדר לכל אחר מקווי הלייזר.

במשך חקירת תופעה זו, הסתבר כי בתדרים נמוכים מכ-1 kHz קטן ההספק (נראה בציור 2.11), או לפחות נעשה לא יציב וחלים שינויים גדולים בתפוקה מפולס אחד למשנהו. התנהגות כזאת אופיינית ללייזרים של התפרקות מהירות בהעדר קדם-לייזון או ב-E/P נמוך (E - השרה החשמלי לפני הפריצה; P - לחץ הגז הכולל המנורמל ל- $0^{\circ}\text{C}$ ). הפעלת הלייזר בצרורות פולסים הראתה כי בדרך-כלל קטן הפולס הראשון מאלו הבאים אחריו (ציור 2.13).



ציור 2.13 הפעלת הלייזר כ"צרור". הפולס הראשון נמוך יותר מהבאים אחריו, מהעדר קדם-לייזון. הדעיכה נובעת כנראה מאיכלוס הרמות המטסטביליות.

הופעות אלו נעלמו כאשר הוספנו חוט קדם-לייזון לתוך שופרת הלייזר, אשר הופעל לפני הפולס העיקרי<sup>(37)</sup>. העובדות הללו מוזכרות כאן כדי להדגיש את ההבדל בין מדידותינו, שנערכו כולן בתדר גבוה ובלייזר מחומם על-ידי התפרקות, ובין מדידות שנערכו בלייזר מחומם בתנור ללא קדם-לייזון ובתדר נמוך מאור<sup>(58)</sup>. אין לתמוה על שנתגלחה התנהגות שונה מהמדווחת כאן, ושהעניין בה מועט בלייזר מחומם על-ידי התפרקות.

## 2.6 תלות אנרגיית הפולס באנרגיית הכניסה

תלות אנרגיית הפולס באנרגיית הכניסה מובאת בציר 2.14. תלות זו נמדדה גם היא על-ידי שינויים לזמן קצר באנרגיית הכניסה ללייזר שפעל בטמפרטורה קבועה, שהיתה בקירור: הטמפרטורה האופטימלית לפולס כניסה כן  $300 \text{ mJ}$ . ניכרת בבירור רוויה בתפוקת הלייזר עבור אנרגיות עירור גדולות מכ- $200 \text{ mJ}$  בכניסה ( $0.81 \text{ mJ/cm}^3$ ). מעניין לציין כי תופעה דומה נמצאה בלייזר נחושת-הליד הפועל בפולס כפול (ומרחק קצר בין פולס לפולס)<sup>(38)</sup> אך לא נמצאה בלייזר אדי נחושת מחומם בתנור בתדר נמוך<sup>(36)</sup>.

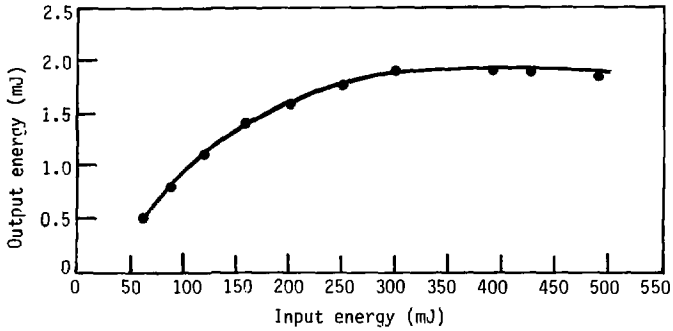
## 2.7 מתנר ומגבר

כל המרידות שנזכרו עד כה נערכו בשפופרות שהופעלו כמתנד, על-ידי הכנסתן למהור אופטי יציב, בעל מראת צימוד שגורם להחזרה שלה 4%.

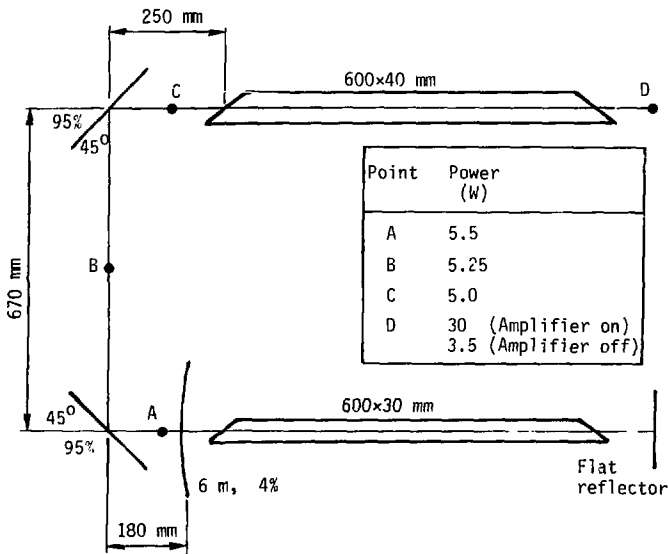
פרט לפעולה כמתנד, הופעלה השפופרת גם כמגבר למתנד אחר. המערך הניסויי נראה בציר 2.15. השפופרת היתה זו ששימשה כנושא העיקרי של העבודה הנוכחית, והיינו השפופרת בקוטר 40 מ"מ. הספק המוצא הממוצע המרבי שהתקבל בתדר  $4 \text{ kHz}$  היה  $30 \text{ W}$ , לעומת כ- $22 \text{ k}$  באותה שפופרת כשפעלה כמתנד.

בעוד שהתכדורות הקרן שהפיק המתנד היתה גבוהה (מורכבת מאופני תנודה רבים) הרי התכדורות תפוקת המגבר היתה נמוכה. מחזיקי החלון והאלקטרודות הארוכות שימשו כ"מסנן מרחבי" שהעביר רק את אופני התנודה הנמוכים של המתנד. הגברתם כרוכה כנראה בפחות הפסדי דיפרקציה מאשר פעולת המתנד רב-האופנים, ומכאן ההספק המוגבר שרופק מהשפופרת.

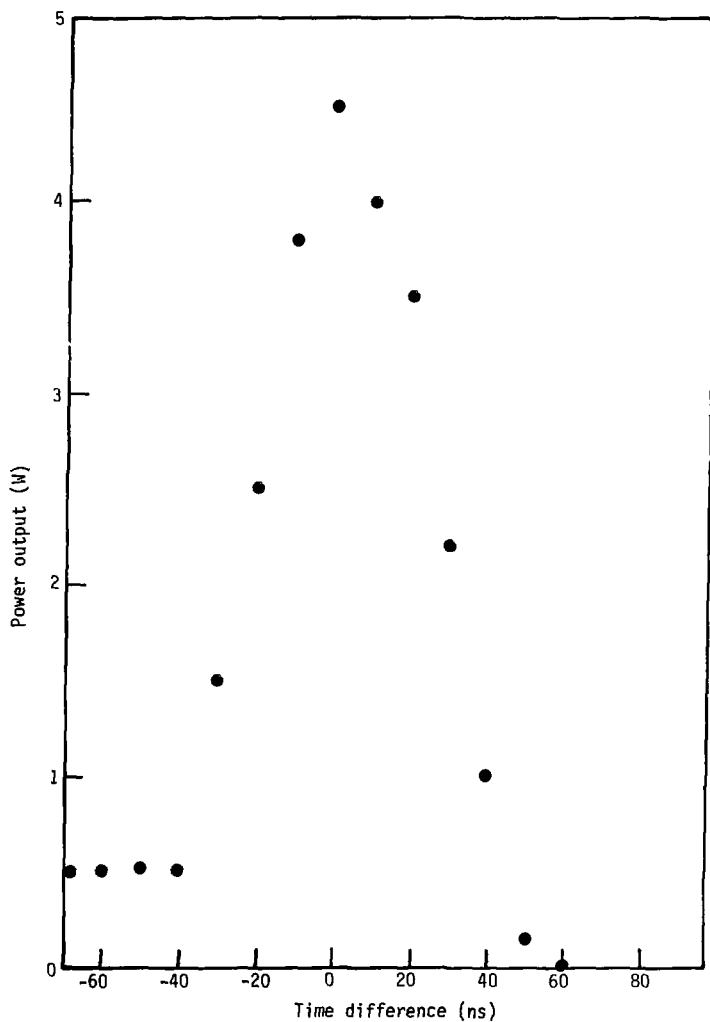
תפוקת המגבר כפונקציה של ההשהיה בינו לבין המתנד נדאית בציר 2.16. רוחבה בין נקודות אפס הגברה מתאים לרוחב פולס הזרם ששימש לעירור המגבר. (המדידה לא נערכה בתנאים מיטביים, אך תוצאותיה מייצגות גם תנאים אלו).



ציור 2.14 תלות האנרגיה לפולס באנרגיית העירור. המלידה נערכה בשפופרת בקוטר 30 mm ובחדר 4 kHz.



ציור 2.15 הפעלת השפופרת כמגבר.



ציור 2.16 תפוקת המגבר כפונקציה של ההשהיה בינו לבין המתנד. בהשוואת גדולות מ-50 ns נהפכת ההגברה לבליעה, רוחב הפולס הוא 16 ns ללא הגברה ו-30 ns בהגברה.

### 3 מדידת תהליכים קינטים בלייזר אדי נחושת

כדי להתחקות אחרי שורשי תכונות לייזר אדי הנחושת שנסקרו בפרק 2, נחוץ לדעת את הקינטיקה של רמות האנרגיה השונות בלייזר. הכוה זו משותפת למרבית החוקרים ומאמצים רבים הושקעו בניסיון להתמודד עם אתגר זה. נסקור תחילה את הבעייתיות במדידה הנדונה, לאחר מכן את הנסיובות להתמודד איתה, ולבסוף את הפתרון בו בחרנו.

#### 3.1 התורן

נדון בשפופרת בה התרכז מחקרנו: צפיפות הניאון בה היא בקירוב  $8 \times 10^{17}$  אטומים לסמ"ק וצפיפות הנחושה  $8 \times 10^{15}$  אטומים לסמ"ק. מדידה בלייזר דומה (39) הראתה כי צפיפות האלקטרונים בתום פולס העירור היא כ- $10^{15}$  אלקטרונים לסמ"ק והיא דועכת אקספוננציאלית בקירוב בדיפוזיה שמקדמה  $28 \text{ cm}^2/\mu\text{s}$ . שדה חשמלי קיים בין האלקטרודות במשך פחות מ-100 ns, ואחר-כך נעלם למשך  $250 \mu\text{s}$  עד להופעתו מחדש. במשך זמן קיומו משתנה השרה בחזקה, ומוטר אנרגיה, בעיקר לאלקטרונים, כ- $1 \text{ mJ/cm}^2$ . אנרגיה זו מתפלגת ביניהם בהתפלגות לא ידועה, והם מפסידים אותה במהירות בהיעלם השרה, חלקה לאנרגיה טרנסלטורית של אטומי הגז (חימום) (40). ישנן דיעות כי חימום זה אינו הומוגני, וחוקרים אחרים מצאו שהוא גבוה מאוד בציר השפופרת והטמפרטורה מגיעה לכדי 5000 K ויותר (41,42,43). התפלגות העירורים הטרנסלטורים, זמנית ומרחבית, צמודה להתפלגות בצפיפויות האטומים ובתדירות ההתנגשויות שלהם, אך אינה נמצאת בהכרח בשיווי-משקל עם התפלגות העירורים האלקטרונים ואין הצדקה להנחה מוקדמת של חלוקת אוכלוסיות בולצמנית.

נעריך את ריכוזי האטומים ברמה מעוררת איתה אנו מתכוונים למדוד: אם מספר האטומים ברמה העליונה הוא מסדר גודל של מספר הפוטונים בפולס הלזירה, הרי העוברה שנפלטת כ- $5 \times 10^{16}$  פוטונים בפולס, מלמדת שיש  $1.5 \times 10^{13}$  אטומים לסמ"ק ברמה העליונה. ברמת הלייזר התחתונה עלינו לצפות לפחות לאותו מספר אטומים. אם שפר מזלנו, ריכוז האטומים ברמות מעוררות אחרות קטן בהרבה מריכוזים אלו.

### 3.2 מדידת ויכוחים של אטומים מעוררים בשדות ספקטרוסקופיות

שדה אלקטרומגנטי בתדירויות אופטיות מסוגל להשרות תהודתית מעברים בין רמות אנרגיה של אטומים. מידתה של פעולת גומלין זו תלויה בריכוז האטומים כרמות השונות, והתהודתיות מקנה לה רגישות רבה. טבעי לכך שרוב השיטות למדידת ריכוזי אטומים מעוררים הן ספקטרוסקופיות. על מנת לסקור שיטות אלה, נדון באינטראקציה של שדה אלקטרומגנטי וגז אטומי (45,44).

התיאור הקלאסי הוא של שדה חשמלי מונוכרומטי  $E = E_0 e^{i\omega t}$  המאלץ תנודות על אלקטרון הקשור אלסטית לליבה כבדה, והסובל הפסדי חיכוך היחסיים למהירות (46). תהליך זה מתואר על-ידי:

$$m\ddot{z} = m\gamma\dot{z} - m\omega_0^2 z + eE_0 e^{i\omega t} \quad [3.1]$$

בה  $m$  מסת האלקטרון,  $\gamma$  "מקדם החיכוך",  $\omega_0$  התדירות הזוויתית העצמית של תנודות האלקטרון ו- $e$  מטענו.

הפתרון למשוואה [3.1] הוא מהצורה:

$$z = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} E \quad [3.2]$$

והוא אופייני למתנד מאולץ על-ידי שדה מחזורי חיצוני.

הגודל  $P$  המוגדר על-ידי:

$$P = ez = \bar{\alpha} E \quad [3.3]$$

הוא מומנט הדיפול המושרה על-ידי שדה החילופין המאלץ.

על-ידי השוואת [3.2] ו-[3.3] נקבל:

$$\bar{\alpha} = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad [3.4]$$

$\bar{\alpha}$  היא ההקטבה המורכבת של האטום.

תורת הקוונטים גורסת כיטוי דומה למדי עבור ההקטבה המורכבת (47):

$$\bar{\alpha}_n = \int_{n' \neq n} \frac{f_{n'n} e^2/m}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2 + i\gamma_{n'n}\omega} \quad [3.5]$$

הסכימה נערכת על המצבים הבדידים והרציפים.  $\bar{\alpha}_n$  היא ההקטבה של אטום שנמצא ברמת  $n$ .



פורמנות מוצג, איפוא, האטום כאוסף של מתנדים קלסיים, אך בשני הבדלים: (א) מתנדים אלו שונים בחוזקם  $f_{n'n}$ , זה מזה, היחסי לריבוע אלמנט המטריצה

$$| \langle n | z | n' \rangle |^2$$

(ב) סימנו של חוזק המתנד  $f_{n'n}$  זהה לסימנו של ההפרש  $E_n - E_{n'}$  היא האנרגיה של הרמה (n), כאשר חוזק מתנד חיובי מתאים לבליעה ושילולי לפליטה מאולצת (48).

הקטבת גז שצפיפותו  $N_n$  אטומים ליחידת נפח ברמה n תהיה:

$$P = \sum_n \bar{\alpha}_n \cdot N_n \cdot E \quad [3.6]$$

כאשר הסכימה נערכת על כל הרמות.

הקשר בין השדה החשמלי ווקטור ההעתקה D נתון על-ידי:

$$D = \epsilon E = E + 4\pi P \quad [3.7]$$

על-ידי הצבת [3.6] והשוואת מקדמי E נקבל:

$$\epsilon = 1 + 4\pi \sum_n \bar{\alpha}_n \cdot N_n \quad [3.8]$$

מקדם השבירה מקיים את הקשר הבא:

$$\bar{n}^2 = \epsilon \quad [3.9]$$

ולכן:

$$\bar{n}^2 = 1 + 4\pi \sum_n \bar{\alpha}_n \cdot N_n = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \sum_n N_n \int_{n' \neq n} \frac{f_{nn'}}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2 + i\gamma_{n'n}\omega} \quad [3.10]$$

הגורל  $\gamma_{n'n}$  מייצג את כל התהליכי הריסון ("הפסדי החיכוך" של המתנד ההרמוני).

גורמים אלו יכולים להיות דעיכה ספונטנית של הרמה המעוררת, רהיינו דעיכה שאינה מושרית על-ידי שדה חיצוני, או דעיכה עקב התנגשויות עם אטומים, יונים או אלקטרונים לסוגיהם. הריסון גורם לכך שלכל אחד ממתנדים אלו רוחב ספקטרילי סופי, שהוא בקירוב  $\gamma_{n'n}$ . הרוחב הכולל של המעבר הוא סכום הרחבים עקב התהליכים היחידים:

$$\gamma_{nn'} = \sum_i \gamma_{nn'}^i \quad [3.11]$$

התהליכים אלה מתרחשים בכל האטומים במידה שווה ("הרחבה הומוגנית").

מהירותו של אטום יכולה לגרום להסתת דופלר של חדר השדה האלקטרומגנטי הפועל עליו, כך שמתקיים:

$$\omega + \omega \left( 1 + \frac{v}{c} \right) = \omega' \quad [3.12]$$

כאשר  $v$  היא מהירות האטום הנדון. בגז בתנאים רגילים קיימת התפלגות מקסווליאנית למהירות האטומים בכל כיוון ועלינו לשקלל את הטכימה ב-[3.10] באופן הבא:

$$N \rightarrow N \left( \frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - \frac{Mv^2}{2k_B T} \right) dv \quad [3.13]$$

כאשר  $M$  מסת האטום,  $T$  הטמפרטורה המוחלטת, ו- $k_B$  קבוע בולצמן. התפלגות מהירות זו תגרום להתפלגות בתדרי השדה, כפי שהם נדאים לאטומים שונים. זוהי "הרחבה לא-הומוגנית", והיא גורמת לכך שמקדם השבירה המורכב יקיים:

$$\bar{n}^2 = 1 + 4\pi \sum_n N_n \left( \frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( - \frac{Mv^2}{2k_B T} \right) dv \int \frac{f_{nn'} e^{2/m}}{\omega_n^2 - \omega'^2 + i\gamma_{nn'} \omega'} \quad [3.14]$$

במקרים בהם התפלגות המהירות אינה מקסווליאנית יש לדעתה כדי לחשב את  $\bar{n}^2$ . נראה עתה כיצד משפיע מקדם השבירה המורכב על הגל המתקדם. כאמור לעיל, השפעות אלו, הכינתות למדידה, הן עניינו ובעזרתן מנסיים למדוד את הגודל  $N_n$ .

נשתמש במשוואות מקסוול (ביחידות cgs) לתווך ליניארי חסר מטענים חופשיים וזרמים:

$$D = \epsilon E ; \operatorname{div} D = 0 \quad [3.15]$$

$$\operatorname{rot} E = - \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} ; \operatorname{rot} H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}$$

משוואות אלה מתקבלת משוואת הגלים:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} E = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad [3.16]$$

נבחר לה כפתרון גל מישורי בכיוון x:

$$E = E_0 \cdot e^{i(\omega t - qx)} \quad [3.17]$$

זהו אותו שדה עבורו כבר חישבנו את  $\epsilon$ . מהצבתו במשוואת הגלים [3.16] נמצא כי כדי שיהיה פתרון, על  $q$  לקיים:

$$q^2 = \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} \Rightarrow q = \bar{n}k \quad [3.18]$$

כאשר  $k = \frac{\omega}{c}$ . כזכור  $\bar{n}$  מרוכב ונהוג לסמן  $\bar{n} = n + ik$ . ומכאן, גל אלקטרומגנטי מישורי המתקדם דרך גז מקיים:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - nkx)} e^{+kx} \quad [3.19]$$

בעוד שהאקספוננט הראשון מבטא הזזת מופע לעומת גל המתקדם בריק, הרי השני מבטא שינוי במשרעת הגל. שינויים אלה ניתנים למדידה ובאמצעותה נמדדת האוכלוסיה ברמה שהיא נושא מחקרנו.

נתבונן תחילה בשני מקרים קיצוניים.

(א)  $\omega = \omega_{nn'}$ . נניח כי ניתן להתעלם מהרחבת דופלר על-ידי תנאים ניסויים מתאימים. אזי מ- [3.10] נקבל:

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_n^f f_{nn'} - N_{n'}^f f_{n'n}}{i\gamma_{n'n} \omega_{nn'}} \quad [3.20]$$

שאר האיברים ניתנים להזנחה עקב גודלו האדיר של הביטוי  $(\omega_{nn'}^2 - \omega^2)$  שבמכנים לעומת כל  $N f_{nn'}$  שבמונים. שוויון התדרים נקרא תהודה ואנו רואים כי במצב זה החלק המדומה הוא מרכזי, דהיינו תהיה בליעה או הגברה מרבית של הגל העובר דרך הגז.

יתר על כן, נניח כי החלק הדמיוני של [3.20] קטן דיו לעומת היחידה כדי שיתקיים:

$$\bar{n} = 1 - i \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_n^f f_{nn'} - N_{n'}^f f_{n'n}}{\gamma_{n'n} \omega_{nn'}} \quad [3.21]$$

עבור מקרים שכחים במדידות מהסוג הנדון, בהם  $\omega_{nn'} = 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_{n'n} = 10^8 \text{ s}^{-1}$  והפרש האוכלוסיות הינו כ-  $10^{13}$  אטומים לסמ"ק או פחות, יתקיים תנאי זה.

נקבל, לכו, כי כתהודה היחס כיון משרעות הגל העובר את התווך הנבדק והגל הפוגע בו מקיים:

$$\eta_n \frac{|E(L)|}{|E(0)|} = L \frac{2\pi e^2}{mc} \frac{N_n^f f_{nn'} - N_{n'}^f f_{n'n}}{\gamma_{n'n}} \quad [3.22]$$

כאשר  $L$  הוא אורך החוור הנבדק.

מיריעת  $f$  ו- $\gamma$  ומדידת היחס  $E(L)/E(0)$  אפשר לקבל את הפרש האוכלוסיות. ברומגמה שלעיל, כאשר  $L = 1$  cm,  $f_{n'n} = 1$ , נקבל  $-5300 \approx |E(L)/E(0)|$  מעשית פירוש הרכב בליעה טוטלית של האור הפוגע ומדידה חסרת ערך. אך אין זה הקושי היחיד - אף כי ריינו בו. המדידה מצריכה מקור אור מובוכרומטי, וידיעה מדויקת של הגודל  $\gamma_{nn}$ , החלוי לכשעצמו בגדלים כגון ריכוז האלקטרונים והתפלגות האנרגיה שלהם וכיוצא בכך. לא רק שאיננו מכירים את ההתפלגויות והגדלים הללו בפלסמה לייזר ארי הנחושת, אלא שהתלות עצמה אינה מחוורת כל עיקר. לא די בכך - אלא שגדלים אלה משתנים במהירות עם הזמן. כל זאת עבור ריכוזי אטומים נמוכים יחסית ובהתעלמות מהרחבת דופלר. קושי מיוחד בחישוב ובניסוי מהווה הפיצול העל-דק של קווי הנחושת, הידוע ומדוד רק עבור קווים בודדים בספקטרום הנחושת<sup>(49)</sup>. הבליעה הטוטלית במרכז הקו מחייבת ביצוע המדידה כשוליו, ובעיות החישוב והניסוי רק מחריפות עקב כך. על הקשיים במדידה זו תמיד העובדה כי כעשר דרכים שונות הוצעו בשנים האחרונות לכיצועה (סימוכין 16, 32, 38, 41-43, 49-51). אילו אחת מהן היתה משביעת רצון, לא היו מוצעות האחרות.

(ב)  $\omega_{nn}^2 - \omega^2 \ll \omega_{n'n}^2$ . במקרה זה נקבל מ-[3.10] (עבור מעבר  $\omega_{nn}$  מבודד וכל עוד  $|\omega_{nn} - \omega| \ll 1$ ):

$$\bar{n}^{-2} = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \frac{N_n f_{nn'} - N_{n'} f_{n'n}}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2} \quad [3.23]$$

לפי הנחתנו כוודאי שיתקיים הפעם:

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_n f_{nn'} - N_{n'} f_{n'n}}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2} \quad [3.24]$$

ובתווך שאורכו  $L$  יעבור הגל המתקדם שדרו  $\omega$ , הסט-מופע  $\Delta\psi$  לעומת מופעו לו התקדם בריק (ראה נוסחה [3.19]):

$$\Delta\psi = (n - 1)kL = \frac{2\pi e^2}{m} \frac{\omega}{c} \frac{N_n f_{nn'} - N_{n'} f_{n'n}}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2} L \quad [3.25]$$

בתחום הנראה יתקיים:

$$\omega_{nn}^2 - \omega^2 \approx 2\omega\Delta\omega \quad [3.26]$$

כאשר  $\Delta\omega = \omega - \omega_{nn}$ , ולכן:

$$\Delta\psi = \frac{\pi e^2 N_n f_{nn}^2 - N_n f_{n'}^2}{mc \Delta\omega} L \quad [3.27]$$

אם נחזור לדוגמה שבמקרה (א), ונבחר עתה  $\Delta\omega = 100\gamma_{nn}$  ועל-ידי כך נבטיח שאנו מחוץ לתחום הבליעה וכי תנאי (ב) מתקיים, נקבל  $\Delta\psi = 8.5\pi$  לכל סנטימטר של התווך הנחקר. הסט-מופע כזה ניתן למרידה בנקל. יתר על כן, גם במרחק  $1000\gamma_{nn}$  ואפילו  $10^4\gamma_{nn}$  עדיין ניתן למדוד את הסט המופע באופן משביע רצון, ובפרט בתאי בליעה שאינם עשירות סנטימטרים, כפי שקיים בלייזר.

אנו משתחררים באופן כזה משלוש בעיות חמורות הכרוכות במדידות בליעה רזוננטית: (א) המדידה נערכת מחוץ לתחום הבליעה ולא ניתקל בבליעה טוטלית (או הגבר מרווה) המסכלים את אפשרות המדידה.

(ב) אין צורך בידיעת ההדחפה ההומוגנית של המעבר.

(ג) ניתן להראות (נספחים 3, 4) כי עבור  $\Delta\omega$  הגדולה: ספיק מההרחבה האי-הומוגנית, ניתנת גם השפעתה של זו להזנחה.

ניתן, אפוא, למדוד הפרשי אוכלוסיות גדולים על-ידי מדידת היסט מופע, בלי שנצטרך לדעת את ההרחבות לסוגיהן השונים.

### 3.3 שיטת הפיתולים

עלינו למדוד את  $\Delta\omega$  ואת  $\Delta\psi$  בעת ובעונה אחת על מנת שבוכל לחשב את הפרש האוכלוסיה.

רוחבם של אחדים מהקווים בהם ניפגש בעבודתנו יכול לעלות על 10 GHz (סימור 32) מכאן שעלינו למדוד  $\Delta\omega$  בשיעור גדול מאוד מזה. מכיוון ש- $\Delta\omega = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu$   $|\Delta\lambda| = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \Delta\omega$  הרי באורך הגל  $\lambda = 500$  נמקייים  $\Delta\lambda = 0.008$  עבור  $\Delta\nu = 10$  GHz.

ספקטרוגרף הוא מכשיר למדידת אורך גל בכושר הפרדה כזה או טוב ממנו ולכן הוא יכול לענות על צרכינו למדידת  $\Delta\omega$ . מדידת הפרשי מופע אופטיים מצריכה השוואת הגל הנבדק לגל ייחוס ונערכת למשל באינטרפרומטר מאך-זהנדר או אינטרפרומטר מייקלסון (56).

המדידה כולה מצריכה אפוא שילוב שני מכשירים אלה או דומיהם. דיון בעקרונות מדידה

זו מופיע בנספח 3.

נסמן את אורך הגל הרזוננטי על-ידי:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_{nn'}} \quad [3.28]$$

כמו כן נשתמש בקשר:

$$f_{n'n} = -\frac{g_{n'}}{g_n} f_{nn'} \equiv f \quad [3.29]$$

ובעקבות לדבורג (58) נסמן את יחס האוכלוסיות המנורמל:

$$Q \equiv \frac{g_{n'} N_{n'}}{g_n N_n} \quad [3.30]$$

בעזרת סימונים אלו ומשוואה [3.24] נקבל:

$$\bar{n} - 1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 \lambda^2}{mc^2} \frac{N[1-Q]f}{[\lambda^{-2} - \lambda_0^{-2}]} = \frac{r_0 \lambda^3}{4\pi} \frac{N[1-Q]f}{\lambda - \lambda_0} \equiv \frac{A}{\lambda - \lambda_0} \quad [3.31]$$

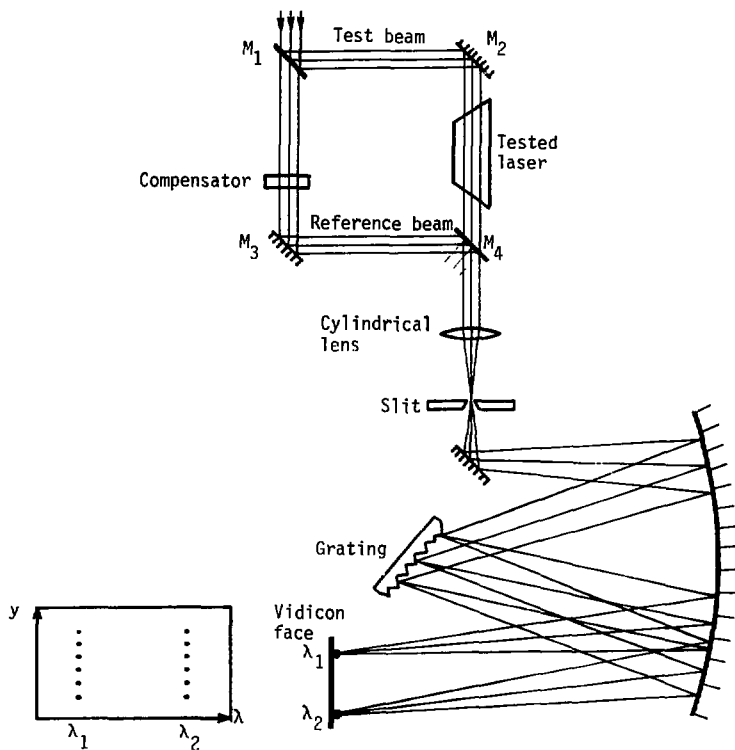
כאשר  $r_0$  הוא הרדיוס הקלסי של האלקטרון:  $r_0 = 2.818 \times 10^{-13}$  cm. הביטוי [3.31]

ירוע גם כשם נוסחת סלמיאר.

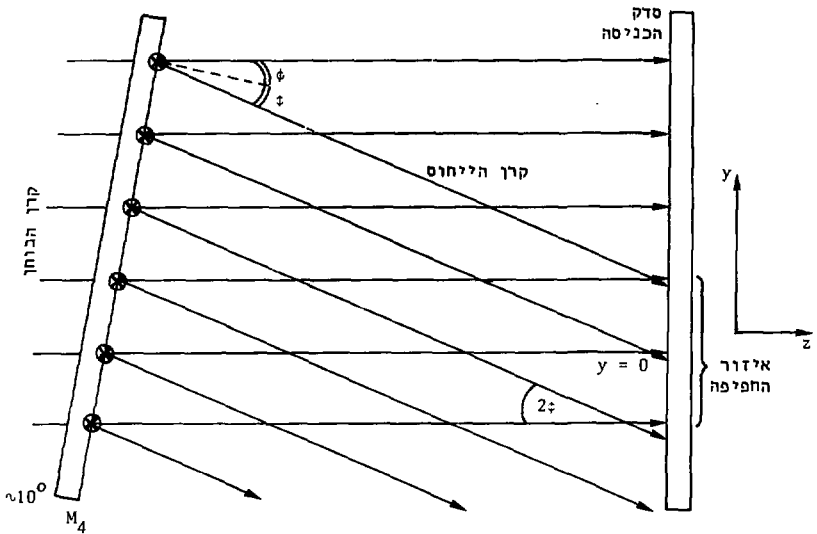
מאמצים לפתח דרך מרידה סימולטנית של  $\Delta\lambda$  ו- $\Delta\psi$  החלו עוד במאה הקודמת, והשתכללו לאיטם עד שהגיעו לשיאם בעבודות של רוז'רסונוסקי (57), אשר שיטתו - שיטה הפיתולים - היא גם הנפוצה ביותר עד היום, ומוצעת בציר 3.1.

המערכת כוללת אינטרפרומטר מאך-זהנדר (המראות  $M_1, M_2, M_3, M_4$  - ציור 3.1) וספקטרוגרף. המראות  $M_1$  ו- $M_4$  הן מפצלי קרן והמראות  $M_2$  ו- $M_3$  הן בעלות החזרה מלאה. קרן הבוחן שעוצמתה  $I_p$  מתקדמת בכיוון  $z$  אל כיוון מראת היציאה  $M_4$ , וקרן היחוס  $I_B$  מתקדמת אליה בכיוון  $x$ . ציר ה- $y$  ניצב לשניהם, כמימים ימימה. מראת היציאה  $M_4$  מכוונת כך שקיימת זווית  $(\pi - \phi)$  בינה לבין קרן הבוחן במישור  $z$ - $y$ . הספקטרוגרף מוצב כך שסדק הכניסה שלו מקביל לציר  $y$ . התפשטות שתי הקרניים במישור  $z$ - $y$  החל ב- $M_4$  וכלה בסדק הכניסה, מתוארת בציר 3.2.

ציור 3.2 מתאר את הזווית  $2\phi$  בהגזמה מרובה כדי לסבר את העין. משום כך רק חלק קטן (המצויין בציר) משתי הקרניים חופף על הסדק. במציאות הזווית  $\phi$  קטנה מאד וגודל איזור החפיפה מתקרב למלוא היטל הקרניים בכיוון  $y$ . נסמן עתה את מרכז איזור החפיפה בקואורדינטה  $y = 0$ . נראה עתה כי באיזור חפיפת הקרניים נוצרת תמונת התאבכות. בלי



ציור 3.1 מערך למדידה סימולטנית של  $\Delta\lambda$ , -1,  $\Delta\lambda$ . על-ידי הפעלה במקור אור "לבן" מחברות נקודות ההתאבכות לקווים ומתוך קשרים גיאומטריים פשוטים הקיימים ביניהם ניתן לחלץ את הריכוז המצומצם  $N(1 - Q)$ .



ציור 3.2 התפשטות קרן הייחוס וקרן הבוחן אל סדק הספקטרוגרף במישור  $z-y$ . הסדק מקביל לציר  $y$ . קרן הייחוס מגיעה לאורך ציר  $x$  ויוצאת כזווית  $2\phi$  ביחס לקרן הבוחן במישור  $z-y$ , תוך כדי שינוי כיוונה ב- $90^\circ$  במישור  $x-z$ .

לפגוע בכלליות, ניתן להניח כי  $I_P$  ו- $I_B$  קיטוב זהה - למשל בעזרת מקטב שניתן להציב בין  $M_4$  וסדק הכניסה, וכי הדרך הכוללת שעברו שתי הקרניים ממקום התפצלות ב- $M_1$  ועד פוגען ב- $y=0$ , זהה וערכה  $L$ . שוויון הדרכים מושג על-ידי הצבה נכונה של מראות האינטרפרומטר. נניח גם כי אות הכניסה לאינטרפרומטר הוא גל מישורי מונוכרומטי באורך הגל  $\lambda$ . אזי, העצמה באיזור החפיפה נתונה על-ידי (סימוך 56, עמורים 258-259):

$$I = I_B + I_P + 2\sqrt{I_B I_P} \cos \delta \quad [3.32]$$

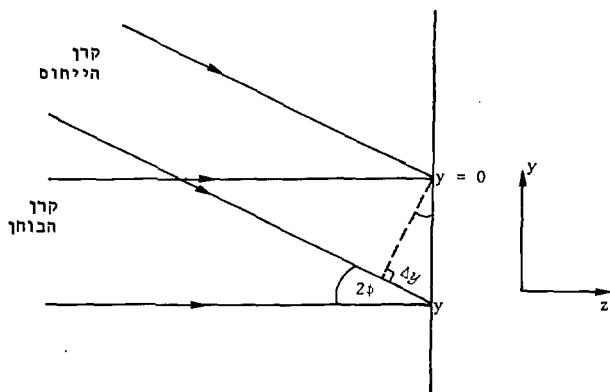
כאשר

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta y \quad [3.33]$$



ו- $\Delta y$  הוא הפרש הדרכים האופטיות. נחשב עתה הפרש זה כפונקציה של הקואורדינטה  $y$  על סדק הכניסה. נתבונן בציר 3.3 המדגים את החישוב, וניווכח כי

$$\Delta y = y \sin 2\phi = y2\phi \quad [3.34]$$



ציור 3.3 חישוב הפרש הדרכים האופטיות  $\Delta y$ : בנקודה  $y = 0$  הדרכים האופטיות שוות, קרו הבוחן ניצבת לסדק הכניסה ולכן הקדניים מגיעות לנקודה  $y$  בהפרש דרכים אופטיות  $\Delta y = y \sin 2\phi$

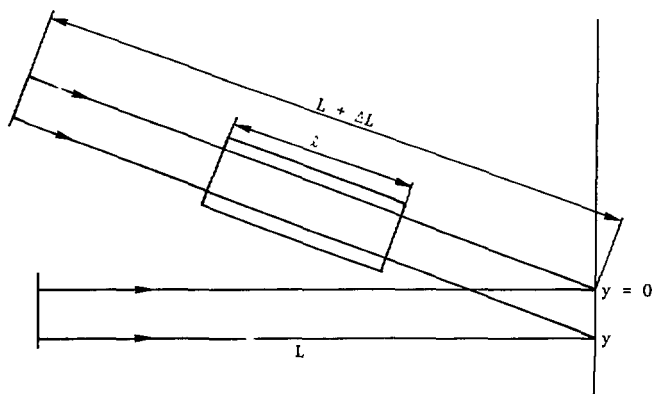
אנו רואים איפוא כי העצמה על סדק הכניסה לספקטרוגרף מאופננת סינוסואידלית, כאשר הבהירות המרבית מתקבלת בערכי  $y$  הבאים:

$$\frac{y2\phi}{\lambda} = K \quad ; \quad K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$y2\phi = K\lambda$$

או  
[3.35]

בתבונן בצירור 3.4, המייצג מקרה כללי יותר באינטרפרומטר, בו קיים תא בליעה באורך  $\lambda$  ובו תווך שמקדם השבירה שלו  $n$ , וקיים הפרש דרכים קבוע  $\Delta L$  בין שתי הקרניים הנוחתות בנקודה  $y = 0$  (במילים אחרות, מקום החיתוך של שתי קרניים שוות באורכן מועתק עתה לקואורדינטה אחרת,  $y \neq 0$ ).



צירור 3.4 חישוב הפרש הדרכים האופטיות עם תא בליעה והפרש דרכים קבוע בין שני הענפים.

$$\Delta y = \Delta L + y2\phi + (n - 1)\lambda \quad \text{עתה יתקיים:}$$

ולכן, האיזורים הבהירים ביותר יתקבלו בנקודות הבאות:

$$\Delta L + y2\phi + (n - 1)\lambda = K\lambda \quad ; \quad K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad [3.36]$$

K נקרא "סדר קו ההתאככות" וגם "סדר האינטרפרומטר".

נתבונן שנית בצירור 3.1. הספקטרוגרף מעתיק את תמונת ההתאבכות ה"חד-ממדית" מסדר הכניסה למישור המוקד שלו (מישור  $\lambda$ -y). קרן כניסה מונוכרומטית תיצור איפוא קן ספקטלי מאופנן סינוסואידלית במישור המוקד (ראה ציור 3.1). האיפנון תלוי באורך הגל, ולאורכי גל שונים וסמוכים יתאימו ערכי y שונים לאותו ה-K. אוסף הנקודות שוות-הבהירות המתאימות ל-K מסויים יוצרות קו במישור  $\lambda$ -y. השיפוע של קו כזה יהיה:

$$\frac{dy}{d\lambda} = \frac{\pm K - \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \ell}{2\phi} \quad [3.37]$$

בהעדר דיספרסיה אנומלית יהיו אלה קווים ישרים ששיפועם  $\frac{\pm K}{2\phi}$ .

נציב את [3.31] ב-[3.37] ונקבל:

$$\frac{dy}{d\lambda} = \frac{1}{2\phi} \left( \pm K + \frac{r_o}{4\pi} \cdot \frac{\lambda_o^3 n(1-Q)\ell}{(\lambda - \lambda_o)^2} \right) \quad [3.38]$$

אלה אינן יותר משוואות של קווים ישרים. כאשר סימנם של  $(1-Q)$  ו-K זהים, ילך השיפוע ויגדל ככל שנתקרב למרכז הקו. המצב מתואר בצירור 3.5. לעומת זאת, אם סימני K ו- $(1-Q)$  הפוכים, יהיו שני ערכים  $\lambda_h$  ( $h = 1, 2$ ) בהם יתאפס השיפוע ולאחר מכן ישנה את כיוונו (ראה ציור 3.6).

ומתקיים:

$$(\lambda_o - \lambda_h)^2 = \frac{1}{K} \frac{r_o}{4\pi} \lambda_o^3 n f \ell (1-Q) = \frac{A\ell}{K} \quad [3.39]$$

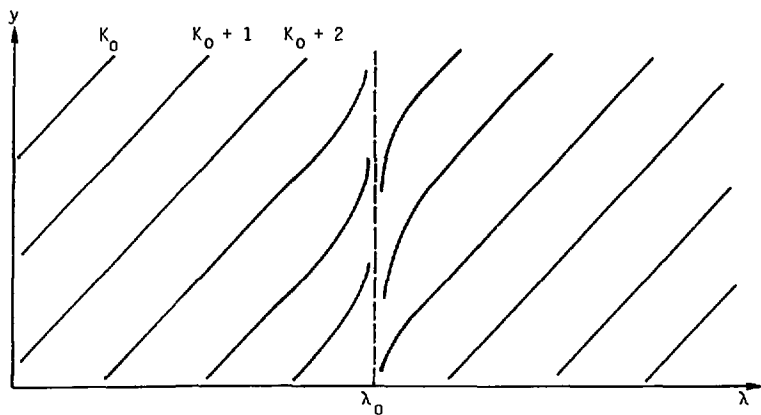
נהוג לסמן:

$$\Delta = 2(\lambda_o - \lambda_1) = 2(\lambda_2 - \lambda_o) \quad [3.40]$$

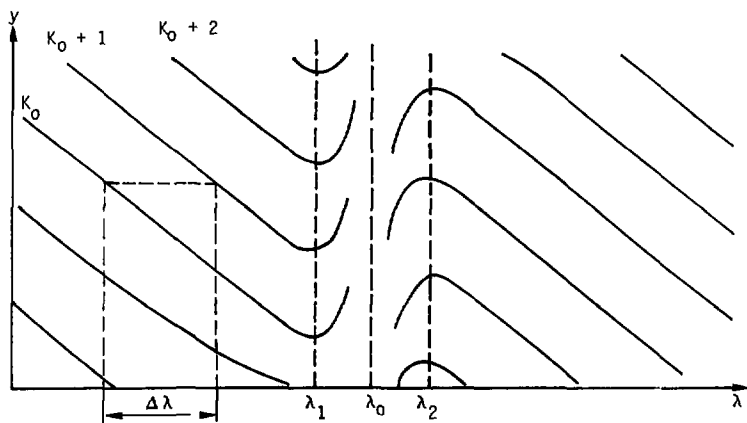
זהו גורל נוח מאוד למדידה (אם כי לפעמים גם  $\lambda_o - \lambda_h$  קל למדידה).

ואזי:

$$N(1-Q) = \frac{\pi K \Delta^2}{r_o \lambda_o^3 f \ell} \quad [3.41]$$



ציור 3.5 פיתול פסי ההתאבכות ליד קו בליעה כאשר סימני  $K$ - $(1 - Q)$  זהים.



ציור 3.6 פיתול פסי ההתאבכות ליד קו בליעה כאשר סימני  $K$ - $(1 - Q)$  הפוכים.

הפיתולים האופייניים בפסי ההתאככות מזכירים כמראם קרסים של תכות דיגי, ונקראים באנגלית hooks. ידיעת  $K$ , השקולה לידיעת  $\Delta L$ , נחוצה להשלמת המדידה. באינטרפרומטר מייקלסון ניתן למדוד ערך זה ישירות. אחרת, נתבונן בפס ההתאככות שסדרו  $K_0$  (ראה ציור 3.6), עבורו תקבל [3.36] את הצורת:

$$\Delta L + 2\phi y + [n(\lambda) - 1]e = K_0 \lambda \quad [3.42]$$

פס ההתאככות שסדרו  $K_0 + I$  מקביל אליו בקירוב באיזור המסומן בציור 3.6, ולכן:

$$\Delta L + 2\phi y + [n(\lambda + \Delta\lambda) - 1]e = (K_0 + I)(\lambda + \Delta\lambda) \quad [3.43]$$

כאשר  $\Delta\lambda$  הוא המרחק הספקטלי בין שני פסי ההתאככות הנדונים.

אך באיזור שחברנו  $n(\lambda) = n(\lambda + \Delta\lambda)$ , וכן  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} + 0$ . מכאן:

$$K_0 \lambda = (K_0 + I)(\lambda + \Delta\lambda) \quad [3.44]$$

ולכן:

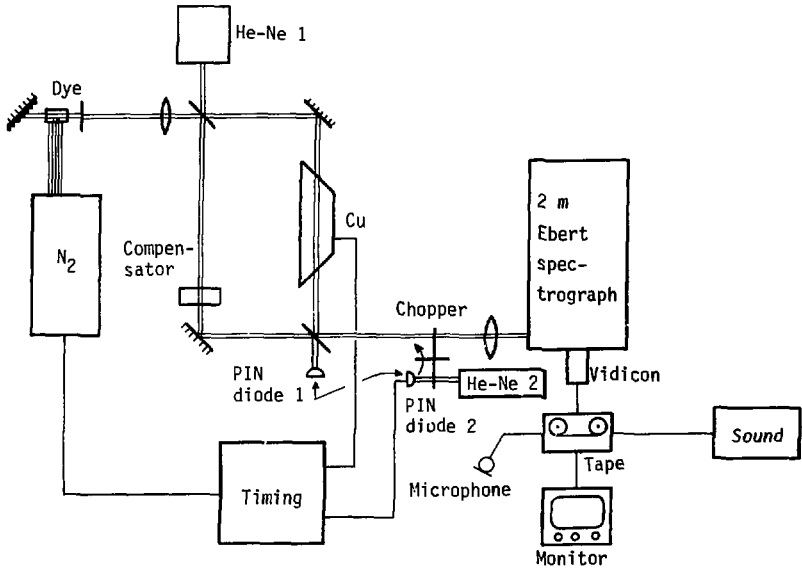
$$K_0 = -I \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad [3.45]$$

שימוש במקור אור רחב סרט (אור "לבן") יתן לנו בבת אחת התמונה השלמה במישור  $\lambda$ -y. המידע הדרוש אפשר עתה להפיק ממדירות גיאומטריות גרידא. מקור אור פולסי ושיטת צילום נאותה יאפשרו דגימת האוכלוסיה בכל זמן רצוי. אנו מסוגלים למדוד אוכלוסיות רגילות או הפוכות על-ידי שימוש ב-K המתאים: חיובי לאוכלוסיה הפוכה ושלילי לרגילה. (בעבודה הנוכחית הראינו שימוש זה לראשונה). מנוסחה [3.42] עולה כי סימנו של  $K$  נקבע לפי סימנו של  $\Delta L$ ; כלומר במדידה של אוכלוסיה רגילה יש להשתמש בזרוע ייחוס קצרה מזרוע הבוחן, ולהיפך - לאוכלוסיה הפוכה.

דיוק השיטה ומיגבלותיה נדונים בנספח 4.

4 תיאור המערכת

המערכת במלואה מתוארת בציור 4.1.



ציור 4.1 תיאור כללי של מערכת המדידה.

נע. ר עה לתיאור מפורט של רכיבי המערכת ודרך פעולתם.

#### 4.1 לייזר צבע שאוב על-ידי לייזר חנקן

לייזר צבע רחב-סרט שימש כמקור האור הדרוש ליצירת הפיתולים. זהו לייזר הצבע הפשוט ביותר ובנייתו ותפעולו נוחים וקלים.

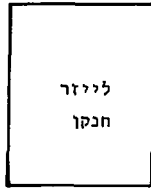
לייזר החנקן היה מתוצרת "אבקו" דגם C950. תפוקתו המרבית 250 kW ב-10 ns והוא מצטיין בריצוד (jitter) נמוך (פחות מ-2 ns). ההשהיה בין אות הזימנון והופעת התפוקה היא כ-1 μs. להשהיה זו סחיפה איטית: ±100 ns. בשתי תכונות אלו היה צורך להתחשב בעת הרכבת מערכת ההשהיות ועריכת המדידות. קצב של 25 פולסים לשניה מושג בלייזר זה בנקל.

לייזר החנקן שאב רוחבית את לייזר הצבע. יעילותו של זה היא אחוזים בודדים ומשך הפולס קצר במקצת ממשך פולס לייזר החנקן. בכל מקרה עמד לרשותנו פולס אור רחב-סרט, בעל הספק  $1 \pm 10$  kW, שמשכו קצר מ-10 ns והתבררותו נמוכה - תכונות מועילות לצרכינו.

לייזר הצבע<sup>(59,60)</sup> היה מורולרי, ופשט ולבש צורה לפי הדרישות שהכתיבה נפיעת הספקטרוגרף [ראה ציור 4.2 (א)]; רוחב הסרט של הלייזר בו השתמשנו הוקטן ככל שגדלה הנפיעה בה השתמשנו. בדרך כלל יורדת רגישות הספקטרוגרף כנפיעה גבוהה; ירידה זו מקוזזת על-ידי העלאת הבהירות ליחידת אורך-גל עם הצרת רוחב פס הלייזר.

תפוקת לייזר החנקן מוקדה על דופן תא הצבע בעזרת שתי עדשות קוורץ גליליות. כנפיעה נמוכה מאוד של הספקטרוגרף (0.8 nm/mm) היה הלייזר מורכב מתא צבע וזוג מראות בלבד. לנפיעה יותר גבוהה הוחלפה המראה האחורית בסריג, ובנפיעה מרבית (0.03 nm/mm) נוסף טלסקופ בין הסריג ותא הצבע, ובכך הושגה גם עצמה מרבית ליחידת אורך גל. כפי שיפורט בסעיף 4.4, התחום הספקטרוני שעמד לרשותנו במישור המוקד של הספקטרוגרף היה באורך 8 מ"מ בלבד. מכאן שהיינו זקוקים לרוחב פס כיון 6.4 nm בנפיעה נמוכה ובין 0.24 בנפיעה גבוהה. כדי להשיג נפיעה גבוהה השתמשנו בסדרים גבוהים של הסריג בספקטרוגרף, ונחוצה היה לכן עצמה גבוהה יותר ליחידת אורך גל כדי לשמור על ניגודיות (contrast) נאותה בתמונות. משאבה קטנה הזרימה את תמיסת הצבע דרך התא, כך שהצבע באיזור המוקרן הוחלף בין פולס לפולס. עיקר כמות הצבע נשמרה במיכל אגירה בנפח כ-100 סמ"ק. כדי לכסות את תחום ארוכי הגל הדרוש השתמשנו בתמיסות הצבע המפורטות בטבלה 4.1.

(א)



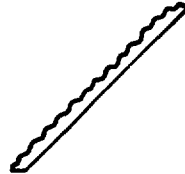
עדשה גלילית (ציר אנכי)  $f_1 = 8''$



עדשה גלילית (ציר אופקי)  $f_2 = 4''$

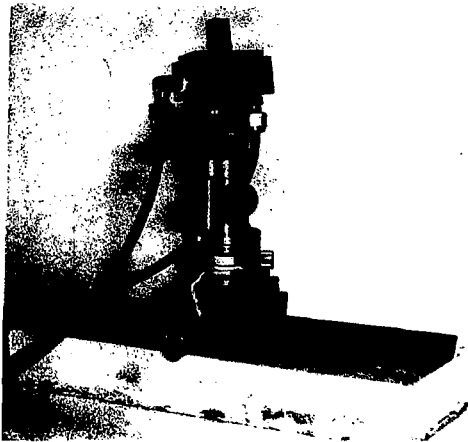


מראה  
קרמית



סריג

סריג: PTR, TF-26;  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ , 1800  $\frac{\text{grooves}}{\text{mm}}$



(ב)

צור 4.2 (א) תרשים עקרוני של לייזר הצבע. (ב) מראה תא הצבע.



טבלה 4.1 בתוני תמיסות הצבע.

ריכוז (M)	הממס	תמיסת הצבע	חחום אורכי הגל (nm)
$5 \times 10^{-3}$	אתנול	Rhodamin 6G + Rhodamin B*	590±610
$5 \times 10^{-3}$	אתנול	Rhodamin 6G	570±590
$5 \times 10^{-3}$	אתנול	Fluorescein disodium salt	540±570
$5 \times 10^{-3}$	אתנול 94% **0.37N HClO <sub>4</sub> 6%	Methylum beliferone	400±540

\* הריכוז המדוייק הושג על-ידי טפטוף כמות זעירה של רודמין B,  $5 \times 10^{-3}$  M לתוך התמיסה, עד קבלת העצמה המרבית באורך הגל הרצוי.

\*\* הריכוז המדוייק הושג על-ידי טפטוף מים עד להשגת העצמה המרבית באורך הגל הרצוי (מתחת ל-450 nm), ועל-ידי טפטוף 0.37N HClO<sub>4</sub> באורכי גל ארוכים מ-450 nm.

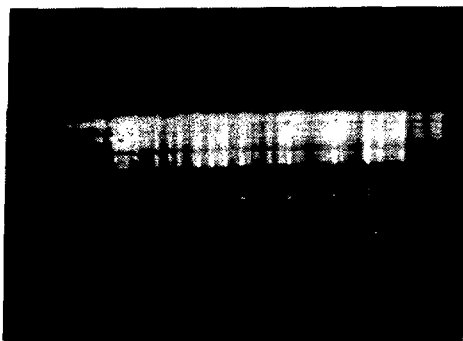
לתמיסות שהכילו רודמין 6G היה הגבר גבוה ומשום כך היתה מראת היציאה לוח זכוכית ללא ציפוי (החזרה בת 4% ממשטח). לתמיסת המתילומבליפרון הגבר פחות גבוה וכדי לקבל לזירה היה צורך במראת יציאה בעלת ציפוי ריאקטרי והחזרה של למעלה מ-40%.

הלייזר שנבנה בצורה הזאת היה פשוט, אמין וקל לתפעול, והבעיה היחידה בת נתקלנו היתה בעיית חלוקת ההספק על-פני החחום הספקטרי. עד כה הבחנו חלוקה שווה. לחחום המוגבל של מערכת הצילום שלנו די בחלוקה מלבנית. אולם תפוקת הלייזר שבידינו התקרבה לכל היותר לחלוקה גאומיאנית (ראה ציור 4.3). האות שאנו מעוניינים לגלות (גיאומטריית פסי ההתאבנות) הוא איפנון עצמה של ההתפלגות הספקטרלית של הלייזר. לפי משפט הדגימה ניתן לשחדר איפנון זה כל עוד תדירותו קטנה ממחצית תדירות "הגל הנושא". הנזק העקרוני שבסטייה מחלוקה מלבנית אינו בהכרח גדול, אולם הוא אינו זניח מהטעמים הבאים:

(א) פעולה השיחזור מסבכת את עיבוד הנתונים ודורשת יותר זמן ניסוי לרמת דיוק

רצויה.

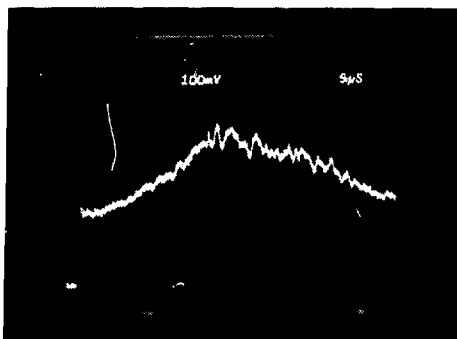
הגובה במישור המוקד,  $\gamma$



(א)

אורך הגל,  $\lambda$

העצמה, I



(ב)

אורך הגל,  $\lambda$

(א) ספקטרום של תפוקת לייזר הצבע.

4.3 ציור

(ב) חלוקת העצמה של לייזר הצבע כפונקציה של אורך הגל.

כפי שהתקבלה מ-(א) על-ידי המערכת המתוארת בציור 4.8.

(ב) יחס התדרים האמור מכתוב את המספר המרבי של קווי ההתאבכות שאנו מורשים להציג על מסכנן, ומכאן גם את סדר האינטרפרומטר (K) המרבי בו נוכל להשתמש. כפי שמודגש בנספח 4 חיוני להשתמש ב-K גדול מ- $10^3$ .

(ג) כל איפנון של ספקטרום לייזר הצבע, זולת האיפנון על-ידי האינטרפרומטר, פוגע בחזותם הנאה של פסי ההתאבכות.

כדי שנוכל להמעיט ככל האפשר בנזקין של איפנון ספקטרום לייזר הצבע ניסינו למצוא את סיבותיו. המרחק הספקטרלי בין שני אופני תנודה אורכיים של הלייזר שלנו נתון בקירוב על-ידי  $\frac{c}{2L}$  כאשר L הוא המרחק בין המראות (או הסריג והמראה הקדמית) ו-c מהירות האור. המרחק הגיאומטרי היה כעשרה ס"מ ולכן היה המרחק הספקטרלי כ-1.5 גיגהרץ שהם כ- $0.001$  במרכז התחום הנראה. ערך זה נמוך מכושר ההפרדה המרבי של הספקטרוגרף בו השתמשנו ולכן ניתן להתעלם ממנו ולא זאת היתה הסיבה לאיפנון הספקטרלי המפריע. החזרות בין משטחים קרובים יותר, למשל דפנות תא הצבע שמרחקן כ-1 ס"מ או החזרות כינו לבין אחת המראות, היו המקורות להפרעה. כדי להקטין הטינו את תא הצבע בזווית גדולה כיחס לציר האופטי של הלייזר. ההחזרות מהמשטחים הפנימיים גרמו עתה להפסדים, אך לא יצרו יותר מהודים פנימיים. שיטה זו גרמה להקטנת תפוקת הלייזר, וכשהזווית התקרבה לזווית ברוטר פסקו התנודות כליל. לא נערכו מאמצים נוספים לשיפור הלייזר.

#### 4.2 האינטרפרומטר

במשך שנות קיומה הארוכות של שיטת הפיתולים נוסו בה סוגים רבים ושונים של אינטרפרומטרים. רוז'דסטוונסקי עצמו החל את עבודתו עם אינטרפרומטר מייקלסון, ולאחר ניסויים ממושכים נוכח כי אינו יציב דיו ולכן פיתח נוסח מיוחד של אינטרפרומטר ז'אמיין, הנקרא בברה"מ עד היום בשם אינטרפרומטר רוז'דסטוונסקי<sup>(61)</sup>. המיוחד באינטרפרומטר זה, ובאחרים שבהם השתמשו לצורך מדידות אינטרפרומטריות של אוכלוסיות, היא היציבות המיכנית הגבוהה. אינטרפרומטרים אלה יוחדו במבנם הקשיח, באיכות הגבוהה של מרכיביהם, במחירים הגבוה ובקשיים ביכרים בכיוונונם<sup>(62,63)</sup>.

הדרישה ליציבות גבוהה נכעה מהסיבות הבאות:

(א) הבהירות הנמוכה של מקורות האור והרגישות הנמוכה של לוחות הצילום הצריכו חשיפה ממושכת;

(ב) שינוי של מחצית אורך גל הופך התאבכות בונה להורסת.

תאי בליעה שאורכם כמטר מצריכים אינטרפרומטרים שאורך זרועם גדולה ממטר. מכאן

שבעת החשיפה אסור שינוי  $\Delta\lambda$  באורך אחת הזרועות  $\lambda$  של האינטרפרומטר שעבורו לא

מתקיים  $10^{-8} < \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ , במשך זמן ההארה של לוח הצילום.

ישנן שתי סיבות עיקריות לשינוי באורך הזרוע של האינטרפרומטר: האחת תרמית והשנייה אקוסטית. מקדם ההתפשטות של מחכות הוא כ- $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ , דהיינו, שינוי בטמפרטורה של זרוע אחת בכ- $10^{-3}^{\circ}\text{C}$  בזמן המדידה דיו להורסה. מהירות ההתרחשות של שינוי כזה

תלויה בקיבול החום של הזרוע, וכהספק המוזרם אליה. אם, לרוגמה, עשויה זרוע

האינטרפרומטר מ-1 ס"ג ברזל, הרי הספק של כעשירית וואט ישנה את הטמפרטורה שלה

ככ- $10^{-3}^{\circ}\text{C}$  תוך שניה.

מקור הרעש האקוסטי העיקרי במעבדה הן משאבות הוואקום שבה. אם נניח שעצמתן

האקוסטית היא כ-60 db מעל לסף השמיעה; (עצמת רעש בינונית) הרי שההספק האקוסטי

של הרעש הוא  $10^{-5} \text{ Wcm}^{-2}$ . רעש כזה יכול לעורר תנודות ג'עלות משרעת A של  $3 \times 10^4$  mm

כמחזיק מראה מהסוג בו השתמשנו, התלוי חופשית. משרעת זו היא כ-60 אורכי-גל. גם

כשמחזיק המראה צמוד לגוף מסיבי אין זה נעדר גמישות, ומשרעת התנודות יכולה להגיע

לערכים גבוהים כאורכי הגל האקוסטיים המתאימים לתדרי התהודה שלו. כאורכי גל אלו

יכולה משרעת התנודות האקוסטיות לעלות על ערכה כתליה חופשית. אנו דואים איפוא

שהפרעות אקוסטיות או תרמיות בעלות הספק נמוך מאד מספיקות לשבש באופן חמור את

פעולת האינטרפרומטר לאורך זמן.

מקור האור שלנו, על כל פנים, מספק אור במשך פחות מ- $10^{-8}$  שניה. בתנאים של

הדוגמות שלעיל, תהיה הסטייה התרמית mm  $5 \times 10^{-5}$ , והסטייה האקוסטית (כהנחה של

הנודה הרמונית כתדירות  $\omega$ )  $\Delta A \leq \omega \Delta t = 0.017$  mm שהן זניחות לחלוטין בכל מקרה.

כדי שבזמן הנדון יחולל שינוי בן mm 50 במרחק בין המראות תצטרך אחת מהן לנוע

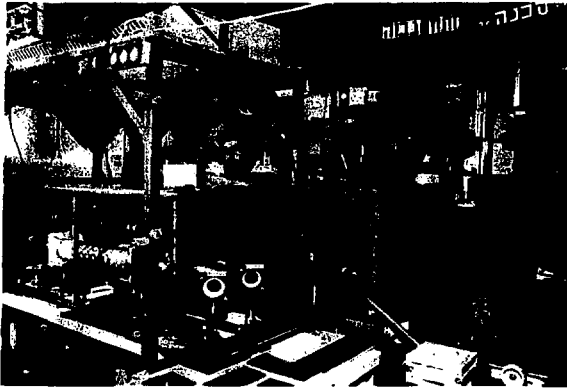
במהירות של 500 ס"מ לשניה, או להיזקק לתאוצה בת  $10^{11}$  ס"מ לשניה בריבוע (כ- $10^8 \text{ g}$ ).

ברור שלמשך זמן שכזה כל אינטרפרומטר שנבנה יהיה יציב לחלוטין.

שיקולים אלה הביאו לבניית אינטרפרומטר פשוט בתכלית, שחיה מורכב מארבע מראות (מאך-זהנדר) שהוצבו במעויין סביב לייזר הנחושת (ראה ציור 4.4). שינוי קל באירגון המראות המירו לאינטרפרומטר מייקלסון (ראה ציור 4.5). המראות  $M_1$  ו- $M_4$  היו בעלות ציפוי דיאלקטרי שהבטיח החזרה של כ-50% בתחום הנראה בזווית פגיעה כ- $45^\circ$ . ליטוש המראות היה מעולה ( $\lambda/20$ ) והבטיח עיוותים מועטים בחזית הגל. המראות נתמכו במחזיקי מראות חקניים מתוצרת Spectra-Physics דגם 381. על השולחן עליו הוצב האינטרפרומטר הודבקו משטחי פלדה מושחזת ומחזיקי המראות הוצמדו אליהם בעזרת מגנטים. הכיוון הגס של האינטרפרומטר נערך בפשטות על-ידי הזזת המגנטים על משטחי הפלדה, והכיוונון הסופי נערך בעזרת ברגי הכיוונון של מחזיקי המראות. סדר האינטרפרומטר (K) ניתן לשינוי על-ידי הטריבסלטור שעליו הורכבה המראה  $M_3$ .

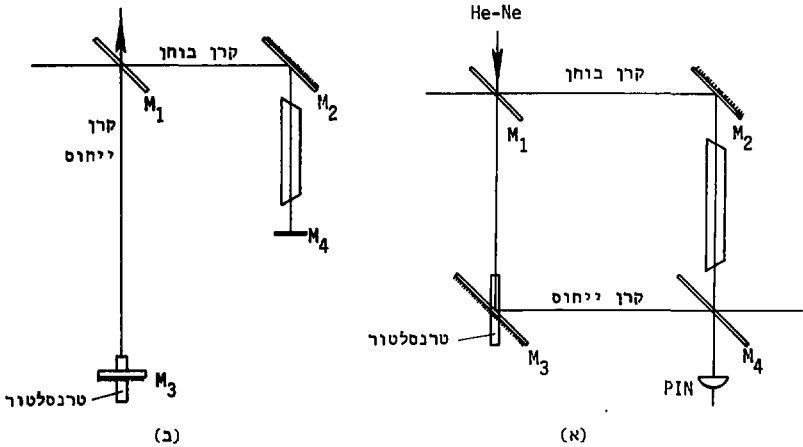
ציור 4.6 מציג את תפוקת הגלאי שהוצב במוצא האינטרפרומטר, כאשר כניסתו הוארה בלייזר He-Ne מספר 1 [ראה גם ציור 4.1, 4.5 (א)]. עקב התנודות האקוסטיות השתנו הפרשי המרחק בין זרועות האינטרפרומטר השונות ותפוקתו אופננה איפנון עצמה. תדירות האיפנון נקבעה על-ידי המהירות היחסית של תנועת המראות. ומכיוון שזו היתה מחזורית, הרי תדר האיפנון היה מינימלי בשיאי המשרעת שלה. מספר המחזורים בין שיא בזה למשנהו מחאים למספר אורכי הגל (מת 632.8) המרכיבים משרעת זו (כציור 4.6 מסומנים המישה שהם כ- $3.2 \mu\text{m}$ ) ופרק הזמן בין שיא לשיא, 10 ms, הוא זמן מחצית המחזור של תנודה זו. מכאן שלפחות אחת ממראות האינטרפרומטר רוטטת בתדירות 50 Hz. כפי שהראינו לעיל, כשמקור האור הוא לייזר צבע שאוב על-ידי לייזר חנקן אין בתנודה חזקה זו כדי להפריע במשך הפולס.

המעבר מאינטרפרומטר מייקלסון לאינטרפרומטר מאך-זהנדר כמשך בתנאים אלה כפחות משעה, ונערך לפי הנסיבות. אינטרפרומטר מייקלסון הבטיח רגישות גדולה פי  $\sqrt{2}$ , אך גרם לפליטה מאולצת חזקה של חלייזר, עקב חמשוב שיצרת  $M_4$ . באותם מקרים בהם לא היחה נחוצה רגישות גבוהה, או שהפליטה המאולצת חפריעה לניסוי, השתמשנו באינטרפרומטר מאך-זהנדר.



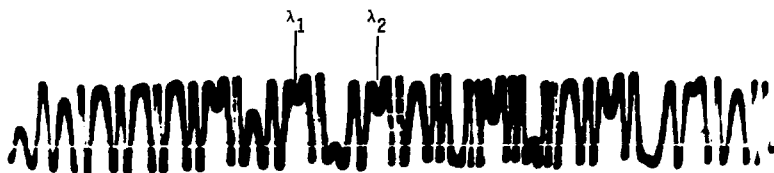
ציור 4.4

מראה חלקי של המערכת. כחזית התמונה נראות שתי מראות של האינטרפרומטר. הקרובה משתיהן מורכבת על זחלן המשמש לקביעת סדר האינטרפרומטר. בתוך כלוב הנחושת נראית שופרת הלייזר. הקוטס, הספקטרוגרף וצג מוצבים על השולחן המרוחק יותר. לא נראים לייזר החנקן, לייזר הצבע, מערכת ההשהיה והספקים.



ציור 4.5

אינטרפרומטרים. (א) מאך-זהנדר. (ב) מייקלסון (מקופל).



ציור 4.6 תפוקת דיודת ה-PIN [ציור 4.5 (א)] עקב התבודות האקוסטיות של האינטרפרומטר. התנועה השקולה שלו בין  $\lambda_1$  ו- $\lambda_2$  היא כתמישה אורכי גל של לייזר ה-He-Ne, שחם כ- $3.2 \mu\text{m}$  במשך  $10 \text{ ms}$ .

#### 4.3 הספקטרוגרף

הרכיב הדיספרסיבי היה ספקטרוגרף במיתקון אכרט, דגם I - GWR מתוצרת ביי-רד-אטומיק. אורך המוקד במכשיר זה הוא שני מטר, ומהירותו היא  $F/15.5$  כרוכ התחום השימושי. הרוחב המיזערי של סדק הכניסה הוא  $10 \mu\text{m}$ . בספקטרוגרף התקנו סריג דגם 35-53-17-660 מתוצרת בוש-את-לומב. זהו סריג שמידותיו  $128 \times 102$  מ"מ, בעל 600 קווים למילימטר והחזרתו המרבית היא בזווית  $33^\circ 57'$ . באופן כזה ניתן היה לקבל החזרה בעצמה מספקת מהסריג גם כשהופעל כסדרים החמישי והשישי. כדי שהאינטרפרוגרמות תהיינה גבוהות במידה מספקת רצוי להקנות לספקטרוגרף סטיגמטיות מסוימת. דבר זה נעשה על-ידי שימוש בעדשת כניסה גלילית הממקדת את האור הפוגע לקו אנכי המתלכד עם סדק הכניסה. מכיוון שתמונת ההתאככות מתקבלת במישור המוקד של הספקטרוגרף, והגדלתו היא 1, הרי שסידור זה מבטיח את סטיגמטיות המכשיר.

כיוול הנפיצה ומיקוד הספקטרוגרף מתוארים בגספח 5.

#### 4.4 מצלמה ומערכת לרישום ולפיענוח התמונות

פסי ההתאככות נוצרים במישור המוקד של הספקטרוגרף ובאופן עקרוני ניתן לערוך את כל מדידותינו שם. באופן מעשי עדיף לרשום את התמונה על אמצעי זיכרון כלשהו ולפענחה לאחר הניסוי ולא בעת ביצועו (כל זה ישחנה בודאי כשנוכל לבצע את הפיענוח תוך חמש ננו-שניות). מקובל מאז ימי רוז'דסטוונסקי להציב לוח צילום במישור המוקד, שאותו ניתן לפענח מאוחר יותר על-ידי מכשירי מרידה מיכניים, כגון קומפרטור, או אלקטרומיכניים, כגון מיקרורדנסטומטר. אמצעים אלה היו מסרבלים את הניסוי בגלל הקצב הנמוך והמחיר הגבוה שהיו כופים: לאחר כל פולס יש צורך להחליף את לוח הצילום ולפתחו, ולאחר מכן מתחיל התהליך המייגע של המדידה. אנו החלפני את לוח הצילום בפניה של שפופרה וידיקון, דהיינו מצלמת טלוויזיה.

במערכת המתוארת בעבודה זו השתמשנו בוידיקון מסוג 8844 המורכב במצלמת טלוויזיה דגם AVC-3250CE מתוצרת סוני. זוהי אחת ממצלמות הטלוויזיה הפשוטות והזולות הקיימות בשוק ומחירה כרבע ממחיר סריג. רגישות מצלמת הטלוויזיה קטנה יותר מרגישות לוחות צילום משוכללים (מתאימה לכ-100 ASA), אולם מספיקה לקבלת ניגודיות טובה - יחס אות לרעש 1:100 בקירוב - בפולס יחיד מלייזר הצבע.

לשימוש במצלמת הטלוויזיה היתרונות הבאים:

- (א) קצב צילום של 25 תמונות לשניה.
- (ב) אפשרות רישום נוחה על דשם סרט.
- (ג) בתוספת צג נעשה כיוון המערכת פשוט ומהיר, כאשר תוצאת כל שינוי מוצגת מיידית לעין המפעיל, מכל מקום במעבדה.

דיון בכוסד ההפרדה, בליניאריות ובכיוול של המערכת המשולבת ספקטרוגרף-וידיקון מובא בנספח 5, הכולל גם תיאור של המערכת האלקטרונית לפיענוח התמונות. ללא מאמץ ניתן להשיג דיוק העולה על 2% במדידת מרחק הפיתולים א.



#### 4.5 זימון המערכת

##### 4.5.1 כללי

שלושה מכשירים הפועלים באופן מחזורי נכללו במערכת:

(א) לייזר אדי נחושת בתדר  $4 \text{ kHz}$ .

(ב) לייזר חנקן בתדר קטן מ- $25 \text{ Hz}$ .

(ג) מצלמת טלוויזיה המצלמת 25 תמונות לשניה.

לכאורה, מספיק שלייזר החנקן יפעל בתדירות  $25 \text{ Hz}$  כדי להבטיח שכל תמונת טלוויזיה תתקבל ממולט יחיד. למעשה קיימת במצלמות וידיקון תופעת ה-Lag, דהיינו תמונה שהופיעה

במסגרת מסוימת אינה נמחקת כליל מהמסגרת הבאה, אלא דועכת בהדרגתיות (ומגיעה בווידיקון  $8844$  ל- $50\%$  מערכה במסגרת הבאה). ניתן ורצוי, לכן, לפעול בקצב נמוך מ- $10 \text{ Hz}$ . אין צורך לסנכרן את לייזר החנקן עם מחזור הסקירה בטלוויזיה. המקרה הגרוע ביותר שיכול להתרחש הוא הופעת פולס הלייזר, כשקרן האלקטרונים הסוקרת את פני הווידיקון נמצאת במרכז איזור המטרה. במקרה זה נקבל במסגרת הבאה את מלוא התמונה [אומנם חלקה באות חוזי (video) מוקטן]. גובה תמונת פסי-ההתאככות היה בדרך כלל כ- $10\%$  מגובה האיזור הרגיש בווידיקון. מכאן שבקצב  $10 \text{ Hz}$  הסיכוי שתופעה זו תתרחש היה  $2.5\%$ . ניתן לכן להתעלם ממנה כליל.

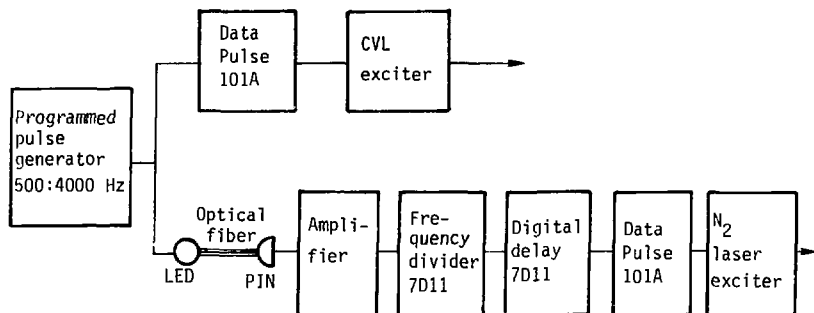
את לייזר הנחושת ולייזר החנקן, היה צורך לסנכרן בריוק רב. רוחב הפולס של לייזר הצבע היה כ- $5 \text{ ns}$ , ומכאן שסינכרון טוב מכך היה מאפשר לנו כושר הפרדה זמני של  $5 \text{ ns}$ . מדידות מוקדמות הראו שזמן החיים של היפוך האוכלוסיה הוא כ- $100 \text{ ns}$  (סעיף 2.7), ועל כן היה עניין במיצוי כושר ההפרדה האפשרי. בגלל הפרש הקצבים בין לייזר אדי הנחושת ולייזר החנקן היה צורך במערכת ררירת פולסים, הבודרת אחד מכל  $400$  פולסים של לייזר הנחושת ומסנכרנת את לייזר החנקן בהשגחה רצויה אליו. ידיעת ההשגחה בין שני הלייזרים מאפשרת את מדידת הריכוז כפונקציה של הזמן לאחר עירור לייזר הנחושת ("מדידה סטרובוסקופית").

השתמשנו באחת משתי השיטות הבאות:

(א) חלוקת תדר.

(ב) פתיקה (gating).

תיאור סכימטי של שיטת חלוקת התדר וההשהיה נראה בצירור 4.7.



צירור 4.7 תיאור סכימטי של שיטת חלוקת התדר האלקטרונית וההשהיה.

יחידת ההשהיה ספרתית 7D11 מתוצרת טקטרוניקס, בעלת ריצוד קטן מ-1 ns ומופעלת באופן delay-by-event, הפיקה אות סינכרוני אחד לכל 400 אותות סינכרוני שהגיעו לכניסתה, שחברה במקביל לכניסה הסינכרוני של לייזר אדי הנחושת. תפוקת היחידה מופיעה בהשהיה קבועה בת 100 ns לאחר האות האחרון בסדרת הכניסה, ומוזנת ליחידה 7D11 נוספת, שהופעלה באופן delay-by-time. ביחידה מצוי מחולל גבישי מדוייק ותפוקתה מושהית לעומת הכניסה בדיוק של 1 ns (השהיה מיזערית - 100 ns). מידת ההשהיה מוצגת ספרתית על מסך האוסילסקופ שבמעבדה (7904, מתוצרת טקטרוניקס). תפוקת סינכרוני זו מוזנת דרך מגבר (מחולל אותות Data Pulse 101A, בעל ריצוד קטן מ-1 ns והשהיה כ-5 ns) לכניסת לייזר החנקן. ללייזר הזה ריצוד קטן מ-2 ns, אך הוא סובל באמורד מסחיפה בשיעור של כ-100 ns לשעה. לאחר שהתחמם יש לו השהיה קבועה של כ-0.1 ns. סך-כך ההשהיות לעומת פולס הסינכרוני הוא  $1.21 \pm 0.10$  ns, והריצוד המרבי הוא כ-8 ns. הריצוד בלייזר אדי הנחושת היה כ-5 ns וההשהיה בו כ-800 ns עם סחיפה בשיעור 100 ns לשעה. להשהיות אלו יש לחוסיף את ההשהיות בחירוט: אלו אינן סובלות מריצוד וסחיפות, אך לא נוה לזוּסַתן. כדי שאפשר יהיה לסקוד בנוחיות את שינויי הריכוז בזמן העירור, וכדי להימנע מטעויות עקב איפנון תדר במחולל הפולסים

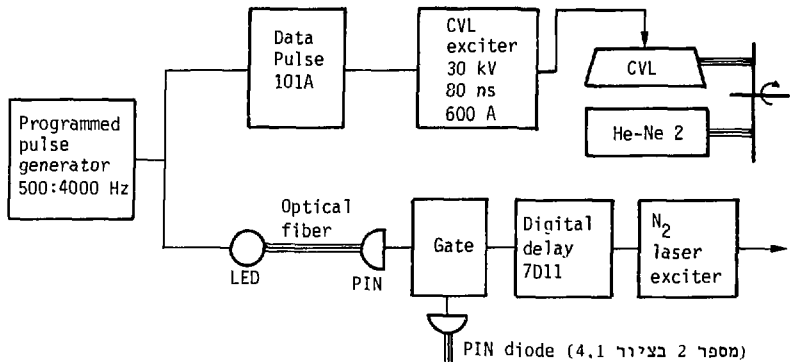
הראשי, הושהה לייזר אדי הנחושת בכ-500 ns לעומת פולס הסינכרון הראשי באמצעות Data Pulse 101 נוסף. הריצוד הכולל במערכת היה כ-14 ns והסחיפה המצטברת היתה 200 ns לשעה. היה צורך לבדוק ולחנק את ההשהיה בין שני הלייזרים כל 8 דקות כדי להבטיח כושר הפרדה ודיוק של 20 ns במדידת ההשהיה. ההשהיה בין שני הלייזרים נבדקה בעזרת הגלאי 1 PIN diode שבציור 4.1, ומד זרם מסוג Pearson 401 שנמצא במעגל ההתפרקות של לייזר אדי הנחושת. שני המכשירים חוברו לאוסילוסקופ על-ידי כבלים באורך זהה.

לייזר אדי הנחושת ולייזר החנקן ניצבו על שולחנות נפרדים. כדי להימנע מלולאות הארקה, שעלולות היו לגרום שיבושים במערכת הסינכרון העדינה של לייזר החנקן, הומר אות הסינכרון מהמתנד הראשי לאור בעזרת LED, הועבר בעזרת סיב אופטי לשולחן לייזר החנקן והומר שם חזרה לאות חשמלי על-ידי דיודת PIN (ראה ציור 4.7). הפוקחה הוגברה והוזנה לכניסת הסינכרון על-ידי יחידת ההגברה האנכית של האוסילוסקופ, כסיס הזמן שלו וחיבור Gate out. סידור זה היה חופשי למעשה מריצוד וסחיפה. מחולל הפולסים הראשי היה מחולל מתוכנת מתוצרת קמ"ג, שאיפשר חימום וקירור הדרגתיים של לייזר אדי הנחושת, על-ידי שינוי קצב הפולסים.

#### 4.5.3 פתיקה (gating)

בקווים הספקטראליים בהם התרחשה לזירה התעוררה בעיית הניגודיות. בקווים אלה שוות עצמת לייזר אדי הנחושת לעצמת לייזר הצבע. אך בכל מסגרת מופיעים שמונים פולסים של לייזר אדי הנחושת, לעומת אולי אחד של לייזר הצבע. יחס זה של שני סדרי גודל בין האותות גרם לחשיפת יתר של הוידיוקון במרכז הקו, עד כדי כיסוי הפיתולים, שהם המידע אותו אנו מבקשים.

כדי להימנע מתופעה זו היה צורך להקטין את מספר הפולסים מלייזר אדי הנחושת המגיעים לפני הוידיוקון בכל מסגרת. וידיוקון ממופתח, או מאפכן אלקטרואופטי, נשקלו כפתרון ונדחו מפאת מחירם הרב והפעלתם המסובכת. הפתרון שנבחר היה קוטס (Chopper) מיכני. הסבר פעולתו מסובך יותר מבנייתו והפעלתו והריהו להלן (ראה ציור 4.8).



ציור 4.8 מערכת השהיה משולבת בקוטם, לשיפור הניגודיות. האוח ל-2 PIN diode. התקבל מלייזר He-Ne מס' 2, שהיה משולב אף הוא בקוטם (ראה ציור 4.1).

הקוטם הונע על-ידי מנוע זעיר במהירות 20 סיבובים לשנייה (1200 סל"ר). על קוטר אחד ומשני צידי המרכז נקדחו שני חורים: מרכז האחר במרחק  $r_1 = 40 \text{ mm}$  וקוטרו  $R_1 = 15 \text{ mm}$ ; מרכז השני במרחק  $r_2 = 25 \text{ mm}$  וקוטרו  $R_2 = 3 \text{ mm}$ . יחס התמסורת של הקוטם (החור הגדול) הוא  $\frac{15}{80\pi} = 0.06$ . במשך סיבוב אחד הוא פתוח איפוא כ-3 ms ובהן יעברו דרכו לכל היותר 12 פולסים של לייזר אדי הנחושת במסגרת אחת, ומכאן שיפור של כ-1:3 בניגודיות. אך בממוצע יהיה השיפור טוב מכך, כ-1:15. יתר על כן, קוטר קרן לייזר הצבע ליד הכניסה לספקטרוגרף הוא כ-10 מ"מ, בעוד שקוטר הפליטה הספונטנית המוגברת (ASE) מלייזר ארי הנחושת הוא כ-50 mm (יחס שטחים 1:25). הניחות הכולל של קרינת לייזר ארי הנחושת הוא איפוא תמיד גרול מ-1:75 ומכאן שבעיית הניגודיות נפתרת. במשך כ-3 ms העומדות לרשותנו אין קושי בסינכרון לייזר הצבע על אחד מפולסי לייזר אדי הנחושת. לשם כך ניצלנו את החריר הקטן, שזמן פתיחתו הוא 1 ms בלבד. חריר זה פותח מעבר לקרן לייזר He-Ne מס' 2 הפועת בגלאי (2 PIN diode בצירור 4.1). מכיוון ששני החרירים נמצאים על קוטר משותף, מסמנת תפוקת גלאי זה את אלפית השניה בה תהיה העכרת לייזר הצבע דרך החור הגדול - מרבית. אות זה פותח שער בין מחולל הפולסים הראשי ומחולל ההשהיה של לייזר הצבע (ראה ציור 4.8). השער הוא אותו Data Pulse 101 המשמש כמגבר

סינכרון ללייזר הצבע. מוכטח כן סינכרון ללייזר הצבע ולייזר אדי הנחושת, השהיה

מתאימה ושיפור טוב מ-1:75 בניגודיות.

אות נוסף שמפיקה מערכת הפתיקה הוא אות לסינכרון תא הבליעה, שידון בסעיף 5.4.

מראה חלקי של המעבדה נראה כצוור 4.4. כפי שאפשר להבחין, נפח המעבדה כמעט

והספיק להכלת כל הצווד.

המדירות שיתוארו להלן נערכו בלייזר בעל שפופרת בקוטר 40 ס"מ, כשהמרחק בין האלקטרודות היה 60 ס"מ. תכונותיו של לייזר זה תוארו בפרק 2.

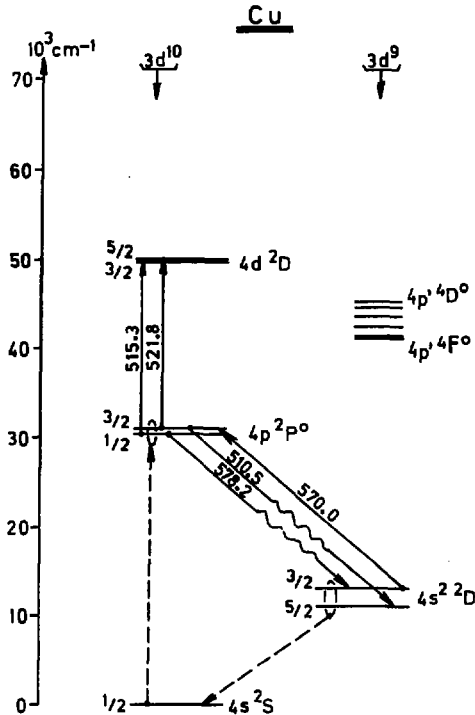
המדירה מאופיינת על-ידי חמשת הפרמטרים הבאים: לחץ הגז החוצץ, לחץ אדי הנחושת, אנרגיית פולס ההתפרקות, רמת האנרגיה שאיכלוסה נמדר, וחזמן לאחר תחילת ההתפרקות. שלושת הראשונים נמדדו רק בעקיפין: לחץ הגז החוצץ נמדד באיזור הקר של שפופרת ההתפרקות. לחץ אדי הנחושת קשור במירת התארכות השפופרת מכיוון ששניהם נקבעים על-ידי טמפרטורת דפנותיה. מידיעת תרר ההתפרקות והספק הכניסה ניתן לדעת את האנרגיה הנאגרת כקבל לפני כל פולס ופולס. חלק מאנרגיה זו מושקע בהתפרקות עצמה. בפרק 2 תוארו הניסויים שנערכו על מנת לקשר ערכים מרידים אלה עם הרכב הגז והאנרגיה ששררו בהתפרקות למעשה. ניסויים רבים הראו כי כששלושת ערכים אלה נשמרים קבועים גם תכונות הלייזר נשמרות קבועות. עם זאת, מערכת הלייזר לא היתה מיוצבת והיו הבדלים באחרים משלושת הערכים בין מרידה למרידה. השתדלנו, עם זאת, לשמרם בתחום בו תפוקת הלייזר מרבית, כדי שהתוצאות תתאמנה ללייזר במיטבו.

שני הפרמטרים הנותרים ניתנים למדידה ישירה. הרמות שהפרש אוכלוסיותיהן נמדד נקבעות לפי אורך הגל  $\lambda_0$ , והזמן לפי ההשהיה בין הלייזר הנבדק ולייזר הבוחן. ארבעת הגדלים:  $P_{Ne}$  - לחץ הגז החוצץ;  $\Delta L$  - התארכות שפופרת הלייזר;  $E_{in}$  - אנרגיית הכניסה לפולס ו- $\lambda_0$  - אורך הגל, מאפיינים כל מדידה ומרידה, ונשמרו בה קבועים. כל בקורת "מדירה" התאימה, איפוא, להשהיה מסוימת. המרידה עצמה במשכת כמחצית הרקה, פרק זמן בו נאספו 1500 מסגרות בסליל הרשם, מהן כ-300 שימושיות. מכיון שכל מסגרת מתאימה ל-K (סדר האינטרפרומטר) שונה כמקצת יש למדוד את K ו- $\Delta$  בכל מסגרת ומסגרת ולחשב את  $N(1-Q)$  המחאים (ראה סעיף 3.5). כתוצאת המדידה רצוי להביא את ממוצע  $N(1-Q)$  על כל המדידות. מכיון שבעבודה הנוכחית בוצעו המדידות, החישוב ועיבוד התוצאות באופן ידני, נדגמו ככל "נקודה" שלוש מסגרות בלבד. מיחשוב המדידה יוכל להקטין את השגיאה הסטטיסטית בסדר גודל, על-ידי מדידת כל התוצאות השמורות עדיין

על הסרטים. הקלטת סדרת מדידות ארכה בדרך כלל כ-8 דקות ולכן ניתן להתעלם מהסחיפה בזימון הלייזרים שהתרחשה במהלכה. הפיענוח המצומצם ארך שעות אחדות. דוגמה לפיענוח "נקודת" מדידה מצויה בנספח 6. בפרק הנוכחי נסחפק בהבאת תוצאות המדידה שחושבו באותו אופן, ובהסבר תכונות הלייזר לאורך.

5.2 קינטיקה של רמות הלייזר העליונות

סכימה חלקית של רמות האנרגיה של אטום הנהושת מוכאות בצירור 5.1.



צירור 5.1 סכימה חלקית של מבנה רמות האנרגיה של נוהשת, ומעברים ששימשו למדידת תריכוזים בהן.

נתונים ספקטרוסקופיים על המעברים ששימשו לחקר רמות הלייזר העליונות מובאים בטבלה 5.1.

טבלה 5.1 נתונים ספקטרוסקופיים לחישוב אוכלוסיות רמות הלייזר העליונות (על-פי סימוכין 19, 66-64).

*f	*A (sec <sup>-1</sup> )	אורך הגל של המעבר (nm)	רמה עליונה		רמה נמרזת	
			סימון	אנרגיה (eV)	אנרגיה (eV)	סימון
0.8238	103.40×10 <sup>6</sup>	515.3235	6.19	4d <sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>	3.79	4p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>o</sup>
0.7485	122.22×10 <sup>6</sup>	521.8202	6.19	4d <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	3.82	4p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>
0.089	21.80×10 <sup>6</sup>	522.0070	6.19	4d <sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>	3.82	4p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>o</sup>

\*A היא ההסתברות לפליטה ספונטנית. f הוגדר בסעיף 3.2 ובמשוואה [3.29]. הקשר בין A ובין f לבליעה נתון על-ידי (48):

$$f = 1.499 \frac{g_1}{g_2} A \lambda^2$$

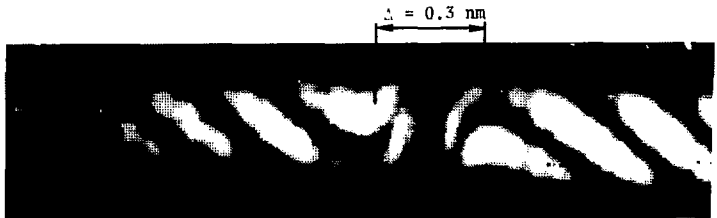
כאשר

$$g_i = 2J_i + 1$$

$$i = u, \ell$$

כש-λ נתון בס"מ.

שלושת המעברים הנדונים הם מעברים בין רמות אנרגיה "רגילות" של הנחשת, בהן רק האלקטרון החיצוני מעורר. ההסחה האיזוטופית והפיצול העל-דק זניחים בהם לעומת הרחבת דופלר (43), וחוזקי האוסצילטור הגדולים גרמו למרחקי פיתולים גדולים מאוד, כמודגם בצירור 5.2 עבור ה-<sup>2</sup>D<sub>3/2</sub> ↔ <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> (515.3 nm).



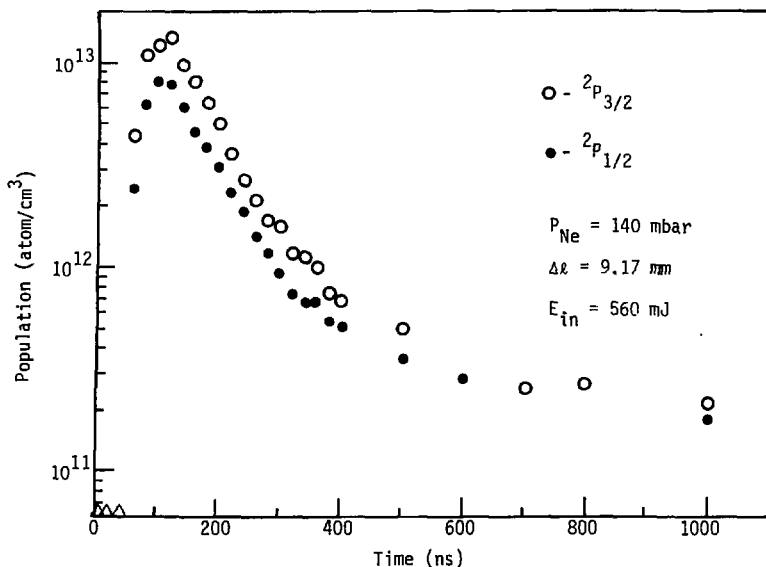
צירור 5.2 פיתולים במעבר <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub> ↔ <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> (515.3 nm), כפי שהם מופיעים על מסך הטלוויזיה.



מדידתנו מפיקה את הערך  $N^*$ ,  $N^* = N(1 - Q)$ , כלומר את הפרש האוכלוסיות במעבר הנמדד.

הרשינו לעצמנו להתעלם (ראה בספח 6) מהשפעת איכלוס הרמות  $4d \ ^2D_{5/2}$ ,  $4d \ ^2D_{3/2}$  ולהלן נתייחס ל- $N^*$  כאילו היה האיכלוס  $N$  של הרמות  $4p \ ^2P_{3/2}^o$ ,  $4p \ ^2P_{1/2}^o$ .

הקינטיקה של רמות הלייזר העליונות מוצגת בציור 5.3.



ציור 5.3 חלות האוכלוסיה ברמות  $2P_{3/2}^o$ ,  $2P_{1/2}^o$  בזמן.  $\Delta$  אוכלוסיה קטנה מ- $10^{11}$  אטומים לסמ"ק בשתי הרמות.

מציור 5.3 עולה ההתנהגות הבאה:

- (א) שתי הרמות צוברות אוכלוסיה במשך כל 80 הננו-שניות שנמשך פולס הזרם.
- (ב) במשך זמן זה היחס הממוצע בין איכלוסי שתי הרמות הוא 2:1.
- (ג) האוכלוסיה המרבית ברמה  $(1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}) \ ^2P_{3/2}$  קטנה מ-1% של כלל אוכלוסיית אדי הנחושת (כ- $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ב- $1600^\circ\text{C}$  לפי סימון 32).

הפליטה המאולצת ניתנת להזנחה בתנאי הניסוי (בהעדר מהוד נמרחה רק פליטה ספונטנית מוגברת מעטה) וכמות התנגשויות עם גופים כבדים ואזי ניתן לבטא את קצב האיכלוס של הרמה  $P$  באופן הבא:

$$\frac{dN_P}{dt} = n_e N_0 S_{0P} + \sum_K (n_e N_K S_{KP} + N_K A_{KP}) - N_P \sum_K (n_e S_{PK} + A_{PK}) \quad [5.1]$$

כאשר  $n_e$  היא צפיפות האלקטרונים,  $N_K$  הוא איכלוס הרמה  $K$ ,  $A_{KP}$  הסתברות הדעיכה הקרינתית הספונטנית מהרמה  $K$  לרמה  $P$  ( $A_{KP} = 0$ ) עבור רמות נמוכות מ- $P$ ,  $A_{PK} = 0$  עבור רמות גבוהות מ- $P$ ), ו- $S_{KP}$  הוא מקדם הקצב האינטגרלי (ב- $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ) לעירור על-ידי אלקטרונים, המוגדר בביטוי (67):

$$S_{KP} = \int_{E_{KP}}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) \cdot \sigma_{KP}(\epsilon) d\epsilon \quad [5.2]$$

כאשר  $f(\epsilon)$  היא האנרגיה הקינטית של האלקטרונים, היא פונקציית ההתפלגות של אנרגיית האלקטרונים ו- $\sigma_{KP}(\epsilon)$  הוא "חתך הפעולה" האינטגרלי (על כל הזוויות לפיזור אי-אלסטי של אלקטרונים לעירור  $K + P$ ). עבור התנגשויות מהסוג הראשון (אלסטיות)  $F_{KP} = E_P - E_K$ , ועבור התנגשויות מהסוג השני (התנגשויות סופר אלסטיות)  $F_{KP} = 0$ . כפי שרואים מצירוף 5.3, איכלוס הרמות  $P$  בזמן  $t = 0$  ניתן להזנחה. בליזר של פולס יחיד נכון הדבר לכל רמה מעוררת אחרת. אולם אנו דנים בפולס יחיד מתוך סדרת פולסים בקצב גבוה, ויתכן כי חלק מהרמות שעוררו על-ידי הפולס הקודם טרם דעכו בזמן  $t = 0$  של הפולס בו אנו מתעניינים. עם זאת קצב הדעיכה של רמות אלה חייב להיות כה קטן עד שניתן להזניח את תרומתן לאיכלוס הרמות  $P$  בזמן הפרק הזמן בו אנו מתעניינים ולכן:

$$\left. \frac{dN_P}{dt} \right|_{t=0} = n_e N_0 S_{0P} \quad [5.3]$$

במקרה של ציור 5.3, קיים:

$$G = \left. \frac{dN_P}{dt} \right|_{t=0}^{3/2} = 2.53 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad [5.4]$$

$$Y = \left. \frac{dN_P}{dt} \right|_{t=0}^{1/2} = 1.31 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad [5.5]$$

ולכן:

$$G/Y = \frac{S_{OP_{3/2}}}{S_{OP_{1/2}}} = 1.93 \quad [5.6]$$

בדיקת הניסויי שבידינו ניתן לומר כי יחס קצבי העירור של רמות הלייזר העליונות הוא 1:2.

אם נגדיר את חתך הפעולה  $\hat{\sigma}_{KP}$  לעירור חת-רמה על-ירי:

$$\hat{\sigma}_{KP} = \frac{g_K}{g_P} \sigma_{KP} \quad [5.7]$$

כאשר  $g_P, g_K$  הם ניווני הרמות K ו-P, בהתאמה, ו- $\sigma_{KP}$  הוא החתך לעירור הרמה P כולה

מהרמה K. עקב קרבתן האנרגטית של הרמות  ${}^2P_{1/2}^o, {}^2P_{3/2}^o$  והשתייכותן לאותה

קונפיגורציה אלקטרונית, אפשר להניח כי  $\sigma_{OP_{1/2}} = \sigma_{OP_{3/2}} \equiv c_{OP}$ . נקבל:

$$\frac{S_{OP_{3/2}}}{S_{OP_{1/2}}} = 2 \frac{\int_{3.81}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) \cdot \hat{\sigma}_{OP}(\epsilon) d\epsilon}{\int_{3.79}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) \cdot \hat{\sigma}_{OP}(\epsilon) d\epsilon} \leq 2 \quad [5.8]$$

מכיוון שיחס ניווני הרמות הנדונות הוא 2 והאינטגרנדים זהים וחיוביים. מדידתנו

(משוואה [5.6]) מתיישבת, איפוא, עם ההנחה כי עירור הרמות  ${}^2P_{1/2}, {}^2P_{3/2}$  נערך על-ידי

התנגשויות ישירות של אטומי נחושת ברמת היסוד ואלקטרונים. מכיון ש- $N_0 = 5 \times 10^{15}$ ,

אנו יכולים להעריך את קצב העירור ההתחלתי כ- $2.6 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ . ציור 5.3

מראה גם כי הועיכה ההתחלתית של הרמות  ${}^2P_{3/2}$  היא בקירוב טוב אקספוננציאלית בחסום

ריכוזים גדול מעשור. מכאן שבחחסום זה בשלטת הדעיכה על-ידי מנגנון יחיד. מכיוון

שבפרק זמן זה כבר התאפס השדה החשמלי, מתקררים האלקטרונים במהירות על-ידי התנגשויות

אי-אלסטיות, והמנגנון הסביר ביותר הוא דעיכה משותפת, קרינתית ואלקטרונית. בהנחה כי

$$\frac{dN_p}{dt} = -N_p (S n_e + A) \quad [5.9]$$

אנו מקבלים:

$$S n_e + A = 10^7 \quad [5.10]$$

הן עבור הרמה  ${}^2P_{1/2}$  והן עבור הרמה  ${}^2P_{3/2}$ . S היא הסתברות הדעיכה המושרית על-ידי

אלקטרונים. מכיוון שהרמות הרזוננטיות מנועות מלדעוך קרינתית לרמת היסוד עקב

לכידוח קרינה<sup>(68)</sup>, הרי  $A = 2 \times 10^6 \text{ sec}$  לשני המעברים (המעבר  $4d^2 \text{ } ^2D_{3/2} \leftrightarrow 4p \text{ } ^2P_{3/2}$ ) ניתן להזנחה, ומכאן  $n_e S = 8 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . צפיפות האלקטרונים קבועה למעשה בפרק הזמן בו אנו דנים עקב איטיות הרקומבינציה שלהם<sup>(40)</sup>. הדעיכה נשלטת איפוא על-ידי האלקטרונים שנוצרו בהתפרקות. מצב בו קצב הדעיכה האלקטרוני גדול מקצב הדעיכה הקרינתית נחזה על-ידי אלטצקי ואח'<sup>(28)</sup>. לתופעה זו השפעה מפליגה על התנהגות הלייזר: הגדלת ריכוז האלקטרונים  $n_e$  מגדילה יחד את קצב השאיבה מרמת היסוד לרמת הלייזר העליונה, ואת קצב ריקונה. מכיוון שלעירור קיים סף אן להדעכה לא, יהיה חמיד הסיכוי להדעכה על-ידי אלקטרון (S) גדול מהסיכוי לשאיבה על-ידי אלקטרון  $(S_{0p})$ .

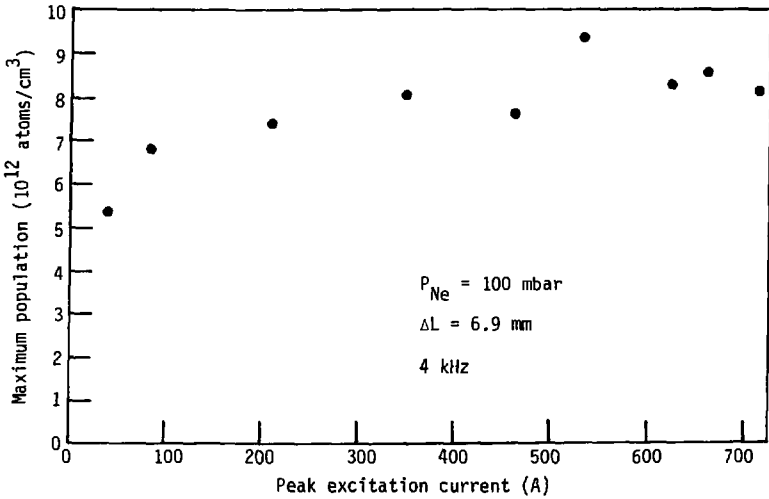
אם נניח כי ריכוז האלקטרונים בהתפרקות יחסי לזרם העירור השיאי (מכיוון  $J = e n_e v_d$ , כאשר  $v_d$  מהירות הסחיפה של האלקטרונים, הנחה זו שקולה להזנחת תלות  $v_d$  ב-J), הרי עם הגדלת  $n_e$  נגיע למצב בו יתקיים  $n_e S_{0p} N_o = n_e S N_p$ , או

$$N_p = N_o \frac{S_{0p}}{S} \quad [5.11]$$

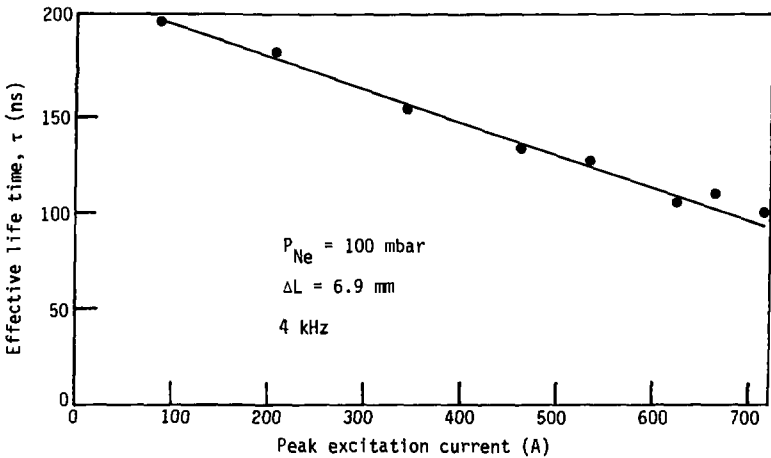
אם גם  $S_{0p}$  ו-S תלויים חלש ב- $n_e$ , הרי מעבר לערך של J, בו מחקיים לראשונה השוויון [5.11], לא נוכל יותר לעורר את רמת הלייזר העליונה. כדי לבחון שיקולים אלה בדיקנו פרמטריית את אוכלוסיית הרמות  $^2P$  וקצב דעיכתן כפונקציה של זרם העירור השיאי. המדידות נערכו בשפופרת בקוטר 30 מ"מ כהתארכות קרובה לאופטימלית ללזירה, ותוצאותיהן מובאות בציריט 5.4, 5.5.

ציור 5.4 מלמד כי איכלוס הרמות  $^2P$  מתרווה מעל זרם עירור שיאי בן 350 A. התוצאה מחייבת הן עם ריווי עצמת הלייזר כפונקציה של אנרגיית השאיבה (ציור 2.14) והן עם הכיטוי [5.11].

ציור 5.5 מלמד כי קצב הדעיכה  $n_e S N_p$  גדל ככל שגדל זרם העירור השיאי. מכיוון ש- $N_p$  קבוע, ובכל המדידות הללו לא קיים שדה חשמלי, והטמפרטורה והלחץ קבועים, ניתן להניח כי גם S קבוע. מכאן שהפרמטר העיקרי שהשתנה הוא  $n_e$ , כהתאם להנחתנו. אם כל האטומים ברמת הלייזר העליונה ישתתפו בלזירה, תחיה תִּוֹקת הלייזר בתנאים אלה כ-  $8 \mu\text{J}/\text{cm}^3$ , שהיא בקירוב האנרגיה הטגולית שחפיק הלייזר שלנו. מכאן מסקנה מעשית



ציור 5.4 האיכלוס המרבי כרמה  $2P_{1/2}$  כפונקציה של זרם העירור השיאי. הריבוי ניכר גם בתפוקת הלייזר (ציור 2.14). המדידה נערכה בשפופרת בקוטר 30 מ"מ ואורך פעיל 50 ס"מ. ההתארכות המיטבית היא 7.5 מ"מ.



ציור 5.5 חלות זמן החיים האפקטיבי של הרמה  $2P_{3/2}$  לאחר תום העירור בזרם העירור השיאי. המדידה נערכה כתנאים שצוינו בציור 5.4.

חשובה: המגבלה על תפוקת הלייזר נובעת מחסימה באיכלוס רמת הלייזר העליונה. נצילות מרבית בלייזר כזה המחומט על-ידי התפרקות התקבל כאשר הטמפרטורה המיטבית תושג בזרם העירור השיאי המזערי בו מתרווה איכלוס הרמה  $2P$  (למשל, כצירור 5.4 זרם זה A 350).

האיכלוס של הרמה העליונה הוא כ-1% מריכוז ארי הנחושת הכללי בגז, ולא ניתן להגדילו על-ידי הגדלת ריכוז האלקטרונים בהתפרקות. נצילות הלייזר נקבעת בתנאים אלה על-ידי שני גורמים: (א) מידת ניצול אנרגיית האלקטרונים על-ידי רמת הלייזר העליונה. (ב) שיעור העירור של רמות הלייזר התחתונות. לבדיקת גורמים אלו מוקדשים הסעיפים הבאים.

### 5.3 קינטיקה של רמות מוזרות בלייזר אדי הנחושת

התקוות לנצילות גבוהה בלייזר אדי הנחושת כפי שהובעו על-ידי וולטר<sup>(25)</sup>, פטרש<sup>(26)</sup> ואחרים (ראה נספח 1), התבססו על שימוש בלעדי כמעט של אנרגיית האלקטרונים בשאיבת רמות הלייזר העליונות. הטיעון הסתמך על קירוב בורן: הסיכוי לעירור לאקטרוני מתכונתי להסתברות המעבר הקרינתית. המסקנה היתה עירור אלקטרוני גדול של הרמות הרזוננטיות הראשונות ( $2P$ ) ועירור נמוך של כל היתר. ניתן לברוי זנחות אלו על-ידי בדיקת איכלוס רמות סמוכות על-ידי פולס העירור שלנו, אם אחדות מהן קשורות קרינתית לרמת היסוד, והאחרות אינן קשורות. אלה האחרונות לא יתאכלסו בעת פולס העירור לפי ההנחות של וולטר<sup>(25)</sup> ופטרש<sup>(26)</sup>. כדי שנוכל להשתמש בשיטתנו חייבות הרמות הנבדקות להיות קשורות קרינתית במעברים בתחום הנראה לרמות גבוהות יותר. מצאנו קבוצת רמות באטום הנחושת העונה על כל הרישות הללו: אלו הרמות המשתייכות למכנה האלקטרוני הפנימי  $4p$ . סימן זה פירושו שאלקטרון מהקליפה  $3d^{10}$  מעורר למצב  $4p$ , כך ששתי הקליפות האלקטרוניות החיצוניות מתוארות על-ידי  $3d^9 4s 4p$ . כאשר הספין של החור  $3d^9$  והאלקטרון  $4s$  הם באותו כיוון מסומנת הרמה בקיצור  $4p$  (סימוך 65) כשהם בכיוונים מנוגדים היא מסומנת  $4p$  וכיו"ב (שנסטון, חוקר ספקטרום הנחושת הוטיק, מסמן את  $4p$  כ-z ואת  $4p$  כ-y. שיט

חסרה מפתח פנימי). הרמות הללו שוכנות כ- $5.0:5.5$  eV מעל רמת היסוד, והן קשורות במעברים בנראה לרמות גבוהות יותר מהסוג  $5d$  וכו'. משפחת הרמות הללו נקראת "הרמות המוזחות" (displaced levels) של אטום הנחושת, ורובן נמצאות מעל רמת היינון של משפחת הרמות הרגילות ( $7.73$  eV). משום כך נוטה חלקן להתפרק באופן ספונטני ליון נחושת "ריגילי" ( $3d^{10}+$ ) ואלקטרון, והן נקראות לכן "אוטויוניזטיביות". מסיבה זו אחדים מהמעברים הקרינתיים בין הרמות הללו רחבים מאוד, ועלינו להתחשב ברוחבם בעת חישוב האיכלוס כשיטת הפיתולים (ראה פרק 3). פרט לכך אלו רמות אנרגיה כשרות ומתאימות לצרכיכו.

בטבלה 5.2 מפורטים המעברים שנבדקו ותכונותיהם, וכך אם נצפו בהם פיתולים או לא.

כל "הרמות העליונות" המופיעות בטבלה 5.2 הן רמות אוטויוניזטיביות, בהן הרמות  $5s' \ ^2D_{5/2}$ ,  $5s' \ ^2D_{3/2}$ ,  $5s' \ ^2D_{5/2}$ ,  $5s' \ ^4D_{3/2}$ ,  $5s' \ ^4D_{5/2}$  רחבות מ- $2.5 \text{ cm}^{-1}$  ולא הופיעו פיתולים במעברים אליהן, והרמות  $5s' \ ^4D_{1/2}$ ,  $5s' \ ^4D_{7/2}$  שרוחבן זניח ובמעברים אליהן שנבדקו התקבלו פיתולים (מלבד המעבר החלש  $4p' \ ^4F_{5/2}^0 \leftrightarrow 5s' \ ^4D_{7/2}$  במת 479.7).

הנתונים הספקטרוסקופיים לחישוב האיכלוסים מפורטים בטבלה 5.3.

טבלה 5.2 מעברים לרמות אוטויוניזטיביות, בהם נבדקת אוכלוסיית הרמית המוזחזח.

פיתולים		רוחב המעבר		$\lambda \times 10^{-6}$ (ב)	אורך-הגל של המעבר (א)	הרמה העליונה		הרמה הנבדקת		
		$(\text{cm}^{-1})$	$(\text{\AA})$			סימון	אנרגיה	סימון	אנרגיה	
				$(s^{-1})$	(nm)	(eV)	(eV)			
יש	מעבר חד			42	465.1	7.74	$5s' \ 4D_{7/2}$	5.07	$4p' \ 4F_{9/2}^o$	
יש	מעבר חד			5.34	470.4	7.74	$5s' \ 4D_{7/2}$	5.10	$4p' \ 4F_{7/2}^o$	
אין	0.53 2.5	25.7	458.7	7.80	$5s' \ 4D_{5/2}$					
אין	מעבר חר			0.3	479.7	7.74	$5s' \ 4D_{7/2}$	5.15	$4p' \ 4F_{5/2}^o$	
אין	0.53 2.5	7.8	467.4	7.80	$5s' \ 4D_{5/2}$					
אין	0.92 4.48	25.5	453.9	7.88	$5s' \ 4D_{3/2}$					
יש	0.1 0.37	29.6	450.9	7.99	$5s' \ 4D_{1/2}$	5.24	$4p' \ 4F_{3/2}^o$			
אין	0.6 2.5	0.63	484.2	7.80	$5s' \ 4D_{5/2}$					
יש	מעבר חד			10.9	529.2	7.74	$5s' \ 4D_{7/2}$	5.39	$4p' \ 4D_{7/2}^o$	
אין	0.7 2.5	6.97	514.4	7.80	$5s' \ 4D_{5/2}$					
יש	מעבר חד			0.67	535.3	7.74	$5s' \ 4D_{7/2}$	5.42	$4p' \ 2F_{5/2}^o$	
(ג)	1.1 4.48	6.0	503.4	7.88	$5s' \ 4D_{3/2}$					
אין	0.7 2.5	5.2	539.2	7.80	$5s' \ 4D_{5/2}$	5.51	$4p' \ 4D_{5/2}^o$			
אין	1.5 6.5	?	479.4	8.09	$5s' \ 2D_{3/2}$					
אין	1.23 4.48	8.5	525.0	7.88	$5s' \ 4D_{3/2}$	5.52	$4p' \ 4D_{3/2}^o$			
יש	0.1 0.32	16.2	501.6	7.99	$5s' \ 4D_{1/2}$					
יש	0.1 0.37	10.5	512.0	7.99	$5s' \ 4D_{1/2}$	5.57	$4p' \ 4D_{1/2}^o$			
(ג)	2 3.51	7.7	507.6	8.02	$5s' \ 2D_{5/2}$	5.57	$4p' \ 2F_{7/2}^o$			
אין	2 3.31	?	476.7	8.32	$5s' \ 2D_{5/2}$	5.72	$4p' \ 2D_{3/2}^o$			
אין	2 8.32	?	486.6	8.32	$5s' \ 2D_{5/2}$	5.78	$4p' \ 2D_{5/2}^o$			

א. לפי שנטסון<sup>(64)</sup>. ב. לפי ביליסקי<sup>(19)</sup>. ג. סמוך לאורכי גל אלה חופיעו פיתולי ניאון (ראח עמוד 76).



טבלה 5.3 נתונים ספקטרוגרפיים וניסויים לחישוב הריכוזים ברמות המוזחית  
 (כולל הרמה הרגילה  $4p^2F_{3/2}^0$  שנמדדה בשני אירכי גל לשם ייחוס).

$\lambda$ (ב) ( $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ )	f	$d\lambda$ ( $10^{-10} \text{ cm}$ )	$\theta$ (א) (מעלות)	סדר הספקטרוגרף	אורך-גל (nm)	רמה
2.18	0.11	2.80	37.69	4	465.1	$4p^1 4F_{9/2}^0$
0.942		1.21	53.16	6		
15	0.018	2.79	38.18	4	470.4	$4p^1 4F_{7/2}^0$
8.71		1.88	49.9	5		
5.74		1.18	64.3	6		
4.08	0.061	1.19	59.4	4	458.7	
68	0.0014	2.85	37.1	6	479.7	$4p^1 4F_{5/2}^0$
5.76	0.045	2.85	36.4	4	450.9	$4p^1 4F_{3/2}^0$
3.68	0.046	2.56	43.8	4	529.2	$4p^1 4D_{7/2}^0$
?	?	1.20	59.65	6	479.4	$4p^1 4D_{5/2}^0$
2.33	0.05	0.953	71.71	6	501.6	$4p^1 4D_{3/2}^0$
4.28		1.75	54.2	5		
6.54		2.67	41.12	4		
1.62	0.4	0.919	67.16	6	512.0	$4p^1 4D_{1/2}^0$
4.64		2.63	41.12	4		
3.14	0.022	0.962	66.02	6	507.6	$4p^1 2F_{7/2}^0$
43	0.0038	2.53	44.41	4	535.3	$4p^1 2F_{5/2}^0$
?	?	1.14	61.15	6	486.6	$4p^1 2D_{5/2}^0$
?	?	1.22	59.09	6	476.7	$4p^1 2D_{3/2}^0$
(ג) 0.235	0.748	2.59	43.07	4	521.8	$4p^1 2P_{3/2}^0$
18.3	0.014	2.85	36.6	4	453.1	

א. מוגדר בנספח 5.

ב. כבוע המערכת, המוגדר  $\lambda = [n/(r_n^2)] [d\lambda / (E\lambda^2)]$   
 $d\lambda$ ,  $\lambda$  ביחידות הפרדה - ראה נספח 6.

ג. למרחק פיזוליים מלא במדידת הפיתול הנמוך בלבד (ראה נספח 6).

האוכלוסיה חושבה מטבלה 5.3 לפי

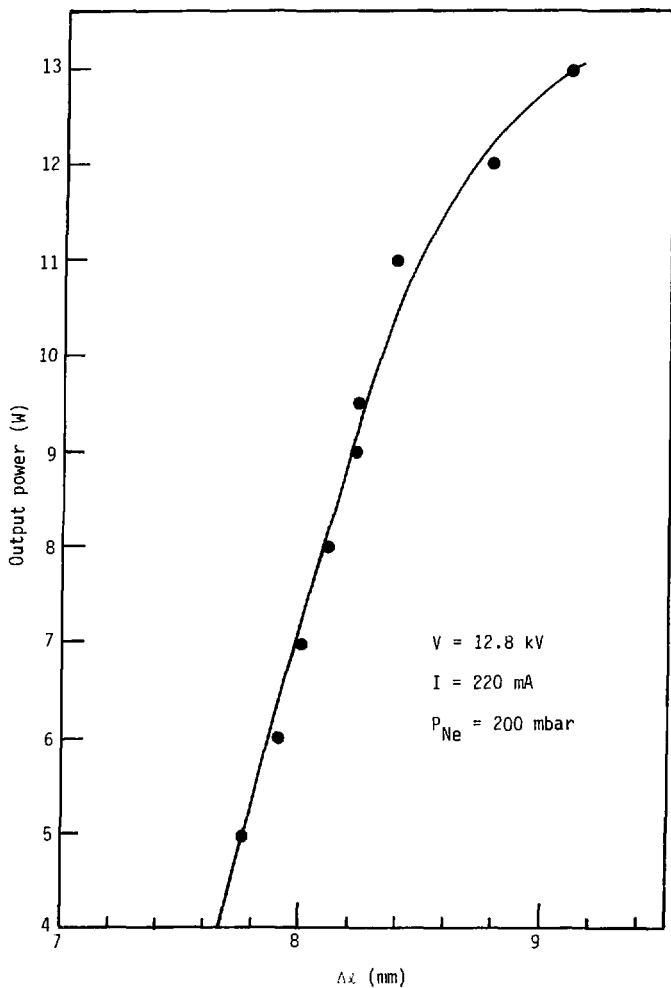
$$N = \lambda \frac{\delta^2}{P} \quad [5.12]$$

כאשר  $\lambda^A$ ,  $d\lambda$  ביחידות הפרדה ונלקחו מהטבלות של תוצאות המדידות (נספח 6); ו- $P$  מוגדר אף הוא בנספח 6.

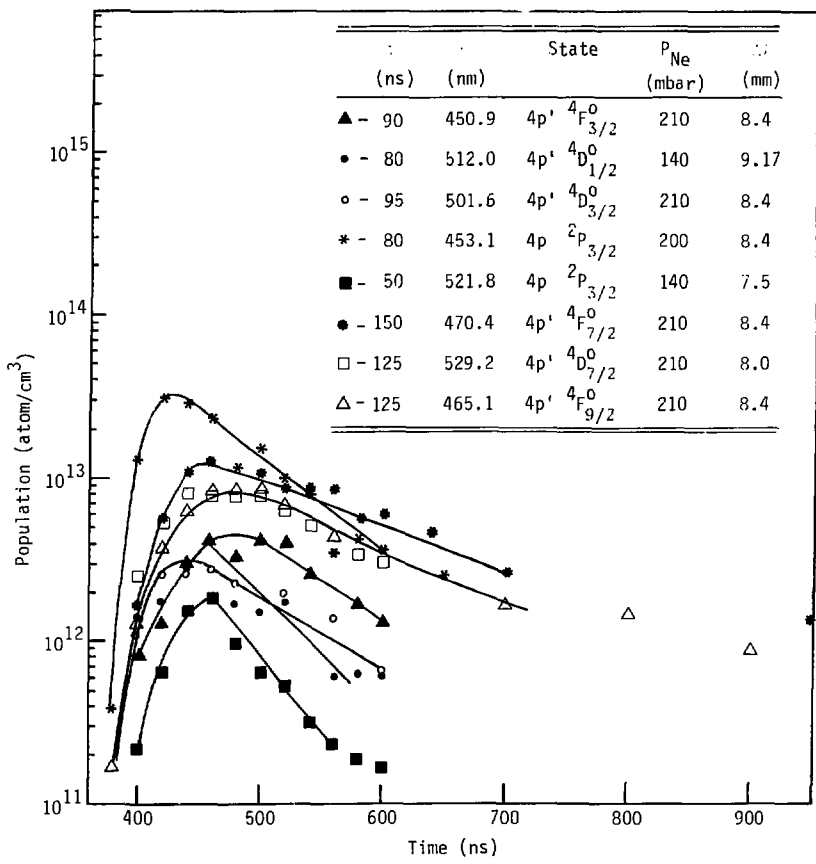
כדי ליחס את התוצאות לתכונות הלייזר בתנאי המדידה, מצורף ציור 5.6, המציג את הספק הלייזר כפונקציה של התארכות השפופרת בלחץ ניאון זהה ללחץ ששרר בעת המדידות (200 mbar) ובאותה אנרגיית עירור (בקירוב  $800 \mu\text{J}$  לפילס).

תלות האיכלוס בזמן במעברים שנברקו מוצגת בציור 5.7. כמבט ראשון בולטת העובדה כי כל הרמות מתאכלסות יחד, בזמן הזהה בקירוב לזמן פולס העירור. כל הדעיכות הן בקירוב ראשון אקספוננציאליות, והישרים שורטטו ביד כדי לשמש כהערכה לזמן הדעיכה.

נתונים ומימצאים נוספים מרוכזים בטבלה 5.4.



ציור 5.6 הספק הלייזר כפונקציה של התארכות השופרת.



ציר 5.7 תלות האיכלוס בזמן ברמות מוזחות.

טבלה 5.4 איכלוסים מרביים וזמני רעיכה של רמות נחושת אחרות.

סדר האינטר-פרומטר (מעוגל)	מרחק הפיתולים ( $\lambda$ )	התארכות הלייזר (mm)	זמן דעיכה מודד (ns)	זמן חילים קרינתי (ns)	$A_{oi}$ ( $10^6 s^{-1}$ )	האיכלוס ( $10^{12} cm^{-3}$ )		הרמה	
						-לת-רמה	J אנרגיה הכוללת (eV)	סימון	
7000	0.86	8.4	125	$\infty$	0	1.14	9.1	5.07	9/2
3000	0.61	8.4	150	2632	0	1.26	10.1	5.10	7/2
-	-	8.4	-	1039	0	<2.6	<15	5.15	5/2 $4p'$ , $4F^0$
1400	0.83	8.4	90	1420	0.07	1.05	4.2	5.24	3/2
4000	0.84	8	125	3380	0	1.0	8 <sup>(ב)</sup>	5.39	7/2
-	-	8.4	-	558	0	קיים	קיים	5.51	5/2
4500	0.37	8	95	634	1.85	0.75	3	5.52	3/2 $4p'$ , $4D^0$
7000	0.41	(ר)	80	<del>22.4</del> <del>5680</del> <sup>(ג)</sup>	44.4	2	4	5.57	1/2
-	-	8.4	-	266	0	?	?	5.57	7/2 $4p'$ , $2F^0$
4000	0.28	8	-	1355	0	1.6	10	5.42	5/2
-	-	8.4	-	<del>15.4</del> <del>161</del> <sup>(ג)</sup>	58.6	?	?	5.72	3/2
(ה) 0.7	8.4	-	110	0	קיים <sup>(ה)</sup>	קיים <sup>(ה)</sup>	5.78	5/2	$4p'$ , $2D^0$
1400	1.25	8.4	80	<del>7.3</del> <del>454</del> <sup>(ג)</sup>	137	7.9	31.7	3.81	3/2 $4p'$ , $2p^0$

א. נמדד בסיום פולס העירור.

ב. בהתארכות של 7.5 מ"מ היה האיכלוס המרבי  $5.1 \times 10^{12} cm^{-3}$ .

ג. בלכידת קרינה במעבר הרזוננטי.

ד. הערך לא צויין כרישום, אך היתה לזירה טכירה בעת המדידה.

ה. במעבר זה לא נתגלו פיתולים אלא בליעה שרוחבה היה קטן מהמושב לפי שנסטון<sup>(64)</sup>.  
(ראה טבלה 5.2).

שתי העמודות האחרונות בטבלה 5.4 משמשות לבקרת תקפות התוצאות. בשום מקרה אין מרחק הפיתולים המתאים לאיכלוס הכולל קטן מ-3γ, כאשר γ הוא הרוחב הטבעי של הקו, כפי שמופיע בטבלה 5.2 (כל יתר ההרחבות כפי שתוארו בנספח 4 זניחות לעומת רוחב זה), וברוב המקרים הוא גדול בהרבה מערך זה. גם סדר האינטרפרומטר גדול תמיד מ-1000, ומכאן שההנחות היסודיות לחישוב האוכלוסיה לפי נוסחה [5.12] מתקיימות, והשגיאה השיטתית קטנה מ-10% (ראה נספח 4). ככל שמרחק הפיתולים וסדר האינטרפרומטר יותד גדולים, קטנה השגיאה הניסויית ואיתה קטן הפיזור כתוצאות המדידה, כפי שנראה בצירוף 5.7. המעברים ב- $m = 503.4$  (למדידת איכלוס  ${}^2F_{5/2}$ ) זב- $m = 507.6$  (למדידת איכלוס  ${}^2F_{7/2}$ ) הם מאוד רחבים ואף על פי כן נראו בסביבתם פיתולים, בפרט בעת קידור הלייזר, דהיינו כאשר ריכוז הנוחשת ירד. שני קווים אלה קרובים למעברים בניאון:  $m = 503.78$  ו- $m = 508.04$ , שהם מעברים חזקים יחסית. נזהרנו איפוא מלייחס אוכלוסיות נחושת למדידות במעברים אלה.

בכל המעברים הרחבים המופיעים בטבלה 5.2, שבהם לא נצפו פיתולים, נראתה בביורר כליעה כפס רחב יחסית. בליעה זו נראתה כפס אנכי כהה על הצג כאשר הוסתר ענף הייחוס באינטרפרומטר (ראה ציור 5.6). לעיתים נראתה הבליעה גם על-ידי היעלמות פסי ההתאבכות בחלק מהאינטרפרוגרמה, מכלי שיופיעו פיתולים. תופעה זו מתאימה למתואר אצל מרלו<sup>(45)</sup>, ומאפשרת לנו לפחות הסקת קיום אוכלוסיה במעבר, וגילוי הזמן בו אוכלוסיה זו מרבית. אנו יכולים גם להעריך חסם עליון לאוכלוסיה במעברים אלה, כמו גם במעבר הצר והחלש ב- $m = 479.7$  (למדידת  ${}^4F_{5/2}$ ), מתוך כך שנחשב את האוכלוסיה המינימלית בה מופיעים פיתולים.

השגיאה המרבית בערכים הנקובים בטבלה 5.4 אינה עולה איפוא על 100% (סכום השגיאה השיטתית, שגיאת המדידה, ואי-הוודאות בנתונים הספקטרוסקופיים), ורמת דיוק זו מספיקה כדי להסיק את המסקנות הבאות:

- (א) אין מיתאם ברור בין חוזק המעבר הקרינתי  $A_{oi}$  מרמת היסוד ובין איכלוס הרמה  $i$ .
- (ב) איכלוס כל הרמות, וכן דעיכתן הראשונית, מתרחשים סימולטנית.
- (ג) איכלוס כל הרמות מרכיב בסיום פולס העירור.
- (ד) בהנחת לכידת קרינה, ברמות הקשורות קרינית עם רמת היסוד [הערה (ג) טבלה 5.4], דעיכת כל הרמות מהירה יותר מזמן הדעיכת הקרינתי שלהן.

תלות האיכלוס ברמה  $4p^0 \text{ } ^4D_{3/2}$  בסוג הגז החוצץ ובלחצו מודגמת בציור 5.8. למרות הפיזור בתוצאות המדידות עבור ארגון (ג' ערכו, למרבית הצער, בסדר רביעי בלבד) ניתן לראות כי קצבי איכלוס הרמה ודעיכתו. לא רגישים לפרמטרים אלו, וקצב הרעיכה גדול לעומת קצב הדעיכה הקרינתית. בסעיף 5.2 (ציורים 5.4, 5.5) הראינו כי קצבים אלה רגישים מאוד, ככל הנראה, לריכוז האלקטרונים בפסלמה. מציור 5.7 רואים גם כי קצב דעיכה רמת הלייזר העליונה,  $2p^0 \text{ } ^2P_{3/2}$ , לא השתנה כשעלתה התארכות השפופרת מ-7.5 מ"מ (מתחת לסף הלזירה) ועד 8.4 מ"מ (הרבה מעליו - ראה ציור 5.6). לא נתגלתה, אפוא, תלות של קצב הדעיכה בריכוז הנחושת או הניאון. כל התופעות הללו מתיישבות עם העובדה<sup>(67)</sup> שבאנרגיות נמוכות (קרובות לאנרגיית העירור) קירוב בורן אינו תופס, והחתיכים לעירור אלקטרוני מרמת היסוד אינם מתכונתיים להסתברויות המעבר הקרינתיות.

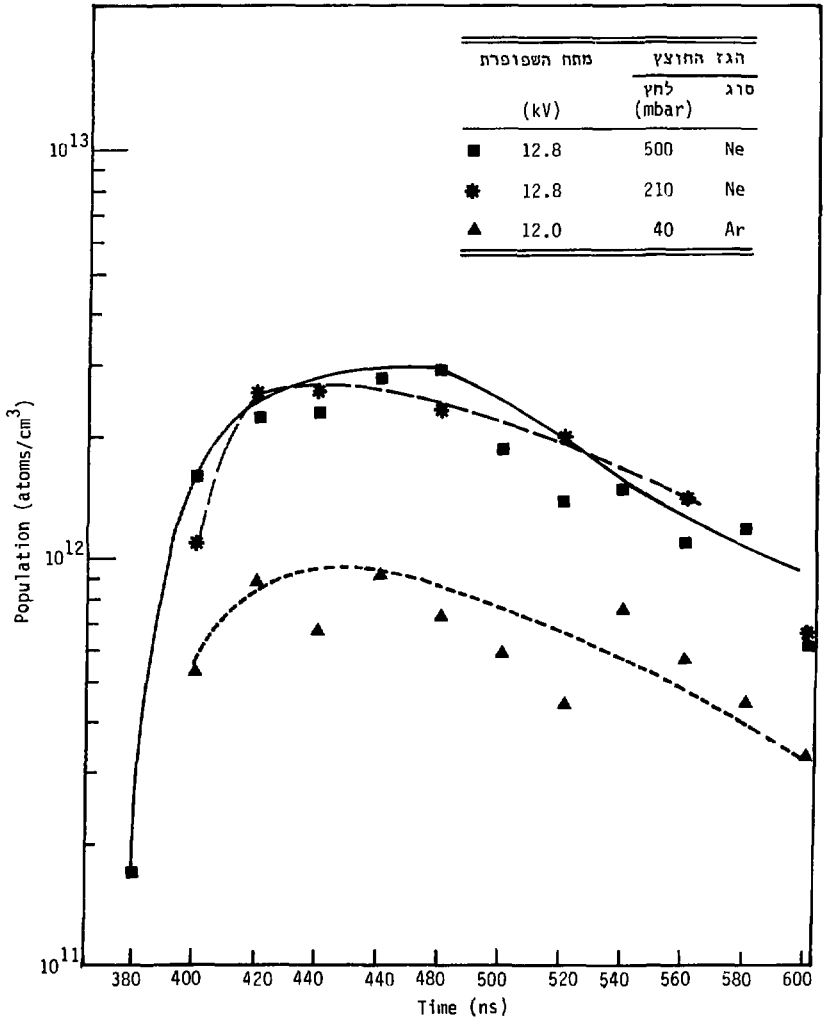
אלקטרונים יכולים אפוא לעורר, ישירות מרמת היסוד, כל רמה שהיא; גידול האיכלוס של הרמות המעוררות אפשרי רק כל עוד האלקטרונים מקבלים אנרגיה מהשדה החשמלי, כלומר רק עד תום פולס העירור. עם היעלם השדה החשמלי לא נעלמים מיד האלקטרונים החופשיים אולם במקום להעביר אנרגיה מהשדה החשמלי לאטומים ולעוררם הם סופגים עתה אנרגיה מהאטומים ומדעיכים אותם לרמות נמוכות. קצב העירור  $N_i n_e S_{i0} > N_i n_e S_{i0}$  גרול בדרך כלל מקצב הדעיכה  $N_i n_e S_{i0} < N_i n_e S_{i0}$  (כי  $N_i < N_0$  ועדיין  $N_i < n_e S_{i0}$ ). (גם בזכות לכידת הקרינה) מפאת גודלו של  $n_e$ .

היות האלקטרונים הגורם השליט בדעיכת הרמות מסביר את התלות הנמוכה של קצב הדעיכה ההחלתי בסוג הגז החוצץ ובלחצו, ואת תלותו החזקה במתח העירור.

(ה) האיכלוס בתת-רמה זהה בעיקרו בכל הרמות המוזחות.

(ו) העירור לתת-רמה ברמת הלייזר העליונה ( $2p^0 \text{ } ^2P_{3/2}$ ) גבוה בסדר גודל מהעירור לתת-רמה ברמות המוזחות. אולם סך-כל האוכלוסיה ברמות המוזחות גדול בכל זמן מהאוכלוסיה ברמת הלייזר העליונה.

מכיון שהרמות המוזחות גבוהות באנרגיה שלהן מרמת הלייזר העליונה, נמצא כי רק מיעוט של האנרגיה בהתפרקות נמסר לרמת הלייזר העליונה. בדוגמה שלפנינו נאגרה ברמה  $2p^0 \text{ } ^2P_{3/2}$  אנרגיה בסך כ-18  $\mu\text{J}$  לסמ"ק בלבד, מתוך כ-1000  $\mu\text{J}$  לסמ"ק שנאגרו בקבל הראשי. אם באמת עיקר העירור בכל רמה בא מהתנגשויות עם אטומים ברמת היסוד, אין גם תקווה רבה לשיפור בנצילות הלייזר, תקווה שהחבסה על עירור ראשוני בלעדי כמעט של רמת הלייזר העליונה.



ציור 5.8 תלות האיכלוס בזמן ברמה  $4p^1 4D_{3/2}^0$ , (כפי שנמצאה במעבר חתך 501.6), כשלחץ הגז החוצץ וסוגו משמשים כפרמטרים. התארכות השפופרת 8.4 מ"מ.



אך לא רק זאת; אין עתה סיבה להניח כי רמות הלייזר התחונות-המטסביליות אינן מתעוררות ורועכות בעיקר על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים. בין הרמות המוזרות נמצאת רמה מטסבילית:  $4p^0_{9/2}$ . ניתן לקבוע כוודאות כי היא מתאכלסת תוך כרי פולס הזרם, וכי האיכלוס הוא כשליש מהאיכלוס ברמת הלייזר העליונה, וזמן הדעיכה הוא כ-125 ns. זמן רעיכה זה קצר מאוד לעומת זמן הדיפוזיה לקירות בשפופרתנו (קוטרה 40 מ"מ ולחץ הניאון בה 200 mbar, והיא מאבדת כ-5 גרם נחושת לאיזור הקר במשך 100 שעות פעולה. מכאן ניתן להעריך את זמן הריפוזיה לקירות - ראה גם צימנטי<sup>(32)</sup> (זאחרים), שהוא כ-10 ms. להשערה כי כזאת היא התנהגות רמות הלייזר התחונות השפעה מרחיקת לכת על הסבר פעולתו וחישובה, על תכנון לייזרי נחושת ועל מושג ה"לייזר הציקלי" ככלל. לבחינה מפורטת של סוגיה זו מוקדש סעיף 5.4.

#### 5.4 מדידת דיספרסיה אנומלית הפוכה, וקינטיקה של רמות הלייזר התחונות

כדי למדוד את רמות הלייזר התחונות די לכאורה לכוון את לייזר הצבע והספקטרוגרף למעבר חזק המחיל באחת מהן, ולחזור על המדידות שכבר ביצענו. מעברים חזקים נמצאים באורכי גל קצרים מ-300 nm (למשל המעבר  $5p^0_{3/2} \leftarrow 4s^2_{5/2}$  ב-261.85 nm, שלו  $A = 30.7 \times 10^6 s^{-1}$ ), אך אורכי הגל בהם המערכת שכידינו היתה מסוגלת לפעול היו ארוכים מ-337 nm. המעברים החזקים ביותר מהרמות  $4s^2_{5/2}$  בתחום זה הם מעברי הלייזר עצמם.

מעברים אלה מעוררים שלושה קשיים:

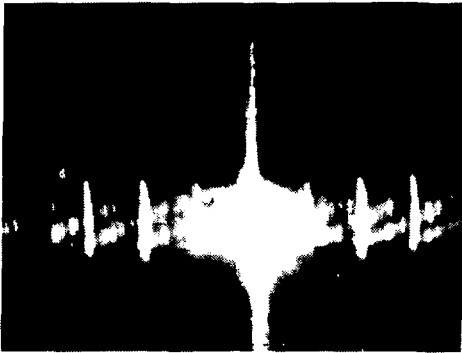
- (א) אין הם חזקים כשלעצמם (ראה טבלה 5.5).
- (ב) קיימת בהם פליטה ספונטית מוגברת ה"מסנוורת" את מצלמת הטלוויזיה.
- (ג) אי-אפשר, כמובן, להזניח את האוכלוסיה כרמה העליונה.

טבלה 5.5 נתונים ספקטרוסקופיים וניסויים לחישוב אוכלוסיית הרמות המטסטביליות במעברי הלייזר.

הרמה	אורך הגל (nm)	סדר הספקטרוגרף	$\theta$ (מעלות)	$d\lambda$ ( $10^{-10}$ cm)	$f$	$\lambda$ ( $10^{11}$ cm $^{-3}$ )
$4s^2 \ ^2D_{3/2}$	578.2	4	43.94	2.42	0.00476	28.08
		5	61.74	1.25		14.69
	570.0	4	43.15	2.43	0.00122	113.83
		5	58.76	1.38		64.74
$4s^2 \ ^2D_{5/2}$	510.6	4	37.78	2.64	0.00508	36.85
		5	49.98	1.72		24.0
		6	66.78	0.88		12.24

כנגד הקוטי הראשון לא נותר אלא להיזהר במדידה, ולהשתמש בסדר אינטרפרומטר נמוך יחסית.

כנגד הקוטי השני השתמשנו בקוטם כמחואר בסעיף 4.5.3. פתרון זה נמצא מניח הדעת במקרים בהם היתה בליעה כמעבר הנכדק. במקרים בהם היתה במעבר הגברה, כלומר כשהתקיים היפוך אוכלוסיה, לא היה די באמצעי זה. ציור 5.9 מדגים את סינוור (bloming) הוידיקון על-ידי האור המוגבר על-ידי שופרת הלייזר. הגברת לייזר אדי הנחושת מגיעה עד ל- $10^3:10^4$  (סימוך 69) עבור אות קטן (ללא ריווי המעבר). הספק הכניסה של לייזר הצבע לתוך לייזר אדי הנחושת הוא כ- $1 \mu\text{J}/\text{nm}$ , וקוטר הקרן היה כ-1 ס"מ. רוחב הפס של מגבר הנחושת הוא כ- $10^{-2}$  mm (סימוך 10). מכאן שהאנרגיה המוגברת היא לכל היותר  $100 \mu\text{J}$  ביציאה מלייזר אדי הנחושת. זוהי אנרגיה גבוהה מאוד עבור הוידיקון, אך נמוכה לעומת המירב שבלייזר אדי הנחושת (כ- $5000 \mu\text{J}$  לחתך מלא). מכאן שגם קריב למוצא לייזר אדי הנחושת לא ריווה לייזר תבוחן את המעבר ופגם כדיוק המדידה. כדי לבצע את המדידה, על-כל-פנים, היה צורך לנחת סלקטיבית את עצמת האור במרכז הקו, בשיעור שווה לחגברת חלייזר. הדרך היחידה שנראתה לנו כדי לבצע זאת היתה בניית חא בליעת של אדי נחושת, בו תהיה אוכלוסיה גבוהה (כ- $10^{13}$  אטומים לסמ"ק) ברמות  $4s^2 \ ^2D$ , ונמוכה ברמות  $4p^2$ . הדרך השיגרית להשגת חא כזה היא לבנות תנור אדי נחושת כמפרטורה של  $4000^\circ\text{C}$ ,



(א)



(ב)

ציור 5.9

פיתולים באוכלוסיה הפוכה, סביב קו הלייזר.  
(א) וידיקון מסוננוור על-ידי אור מוגבר במרכז הקו. ארבעת הקווים  
האנכיים הם פסי עקיפה הנוצרים על ידי סדק הכניסה.  
הפיתולים מוסתרים לחלוטין.  
(ב) אחרי העברה דרך תא הכליעה, נחשפים הפיתולים.

ולמותר לפרט כי זה אינו פתרון מעשי. לעומת זאת לחץ האדים של מולקולות רבות של נחושת הוא גבוה כבר בטמפרטורות נמוכות יחסית. בעבודה קודמת<sup>(71)</sup> נוכחנו כי פולס חשמלי המועבר דרך ארי נחושת הליד, למשל כלוריד, ב- $400^{\circ}\text{C}$  יוצר בהם אוכלוסיות גדולות ברמות  $4s^2 2D$  למשך זמנים ממושכים, כמודגם בציור 5.10. בתוספת הקוטס, לא תורם תא כזה לפלואורסצנציה.

הוטפנו איפוא תא בליעה של נחושת כלוריד בין מוצא האינטרפרומטר והקוטס. התא היה זהה במבנהו, ובציוד הנלווה לו ללייזר נחושת הליד, פרט למעגל העירור<sup>(71)</sup>. תרשים של המערכת במלואה מופיע בציור 5.11 וסכימת הזימנון מופיעה בציור 5.12. דוגמה של "פס הבליעה" על האינטרפרוגרמה מופיעה בציור 5.13. את עצמת הבליעה ניתן היה לווסת לפי מחח הטעינה של הקבל במעגל הדיסוציאציה, או לפי הטמפרטורה של תא הבליעה. כפי שנראה מציור 5.13, לא מעוותת הבליעה את פסי ההתאככות בשום צורה.

לפתרון הקושי השלישי ניסינו לפרק את המדידה לשלושה שלבים:

(א) מדידת פיתולים ברמות הלייזר העליונות (סעיף 5.2).

(ב) מדידת פיתולים במעברי הלייזר בבליעה ( $1 - Q > 0$ ).

(ג) מדידת פיתולים במעברי הלייזר בהגברה ( $1 - Q < 0$ ).

במקרה (ג) אנו מודדים את הדיספרסיה האנומלית ההפוכה וכדי לקבל פיתולים יש להפוך את סדר האינטרפרומטר, כך שרחוק מפס ההגברה זרוע הייחוס תהיה קצרה יותר (אופטית). לא ידוע למחבר על מדידות קודמות שנערכו בשיטה זו.

4 תוצאות ודיון: תכנון הפלסמה

ידיעת תכנון הפלסמה היא תנאי ראשון להכנת תהליך הציפוי. המשתנים שנחקרו הם: הרכב הפלסמה אשר נמדד באמצעות מערכת מס ספקטרומטר, צפיפות יונים  $n_i [cm^{-3}]$ , צפיפות אלקטרונים  $n_e [cm^{-3}]$  וטמפרטורת האלקטרונים  $T_e [K]$  בפלסמה אשר נמדדו באמצעות מערכת ה-EDFP. גדלים אלה נמדדו כחלות בריכוז הפחמימן בתערובת ההזנה (ארגון ופרופילן ובחלק מהניסויים ארגון ומתן), לחץ הגז בשופרת הראקציה והספק השדור.

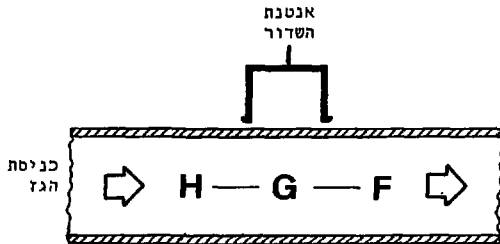
המדידות בוצעו כשלושה איזורים שונים לאורך הפלסמה ביחס למקום אנטנת השרור וביחס לכיוון זרימת הערובת הגזים (ציור 8):

H - לפני אנטנת השדור, האיזור שבו תערוכת ההזנה נכנסת לפלסמה;

G - מרכז האנטנה = מרכז הפלסמה;

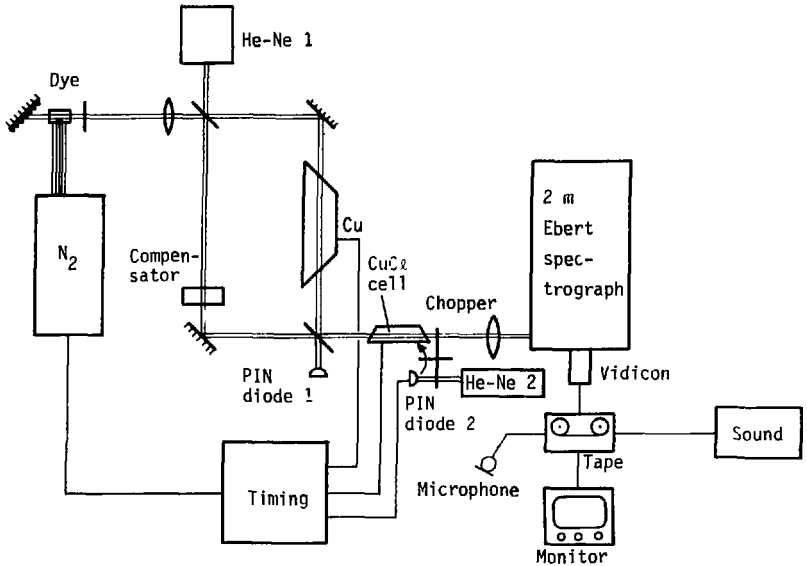
F - מעבר לאנטנה, קצה הפלסמה.

המרחק מ-H ל-G שווה למרחק מ-G ל-F. כיוון זרימת הגזים בשופרת היא מ-H ל-F.

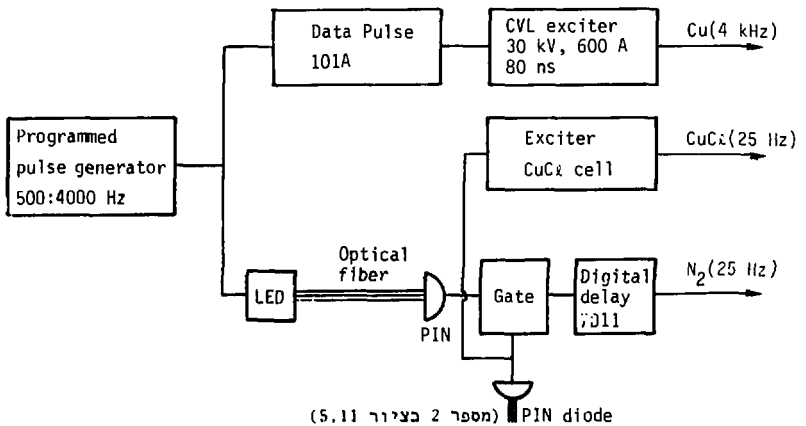


ציור 8 איזורי מדידה לאורך שופרת הראקציה.

Fig 8 Sampling position along the reactor tube.

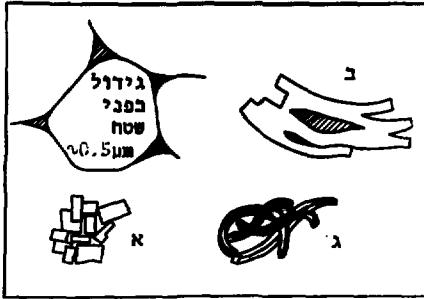


צילור 5.11 מערכת המדידה המלאה, הכוללת תא-בלעיקה.

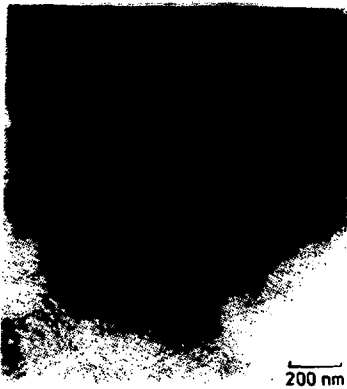


(מספר 2 בצילור 5.11)

צילור 5.12 מערך הזימנון עם קוטס ותא הבלעיקה.



(א)



(ג)



(ב)

מבנים שונים של פחמן בגידול בפני שטח <sup>(27,8)</sup> (growth feature).  
(א) מרכיב mosaic ( $\sim 40 \text{ \AA}$ ) ;  
(ב) מרכיב layered ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ) ;  
(ג) מרכיב tangled ( $\sim 30 \text{ \AA}$ ).

ציור 1.3

אם נסמן עתה את האוכלוסיה ברמה עליונה ב- $N_u$ , ואת האוכלוסיה ברמה התחתונה ב- $N_\ell$  נקבל לפי הביטוי [3.30] את הקשרים הבאים:

$$N_1^* = N_{\ell 1} - \frac{3}{2} N_{u 1} \quad (\lambda = 510.6 \text{ nm}) \quad [5.13]$$

$$N_2^* = N_{\ell 2} - 2N_{u 2} \quad (\lambda = 578.2 \text{ nm}) \quad [5.14]$$

$$N_2^* = N_{\ell 2} - N_{u 1} \quad (\lambda = 570.0 \text{ nm}) \quad [5.15]$$

כאשר  $N^*$  היא ה"אוכלוסיה" הנמדדת על-ידי הפיתולים (ראה סעיף 5.2). באותם מקרים בהם יש היפוך אוכלוסיה, יהיה  $N^*$  שלילי. הגרלים הנמדדים הם  $N^*$  ו- $N_u$  ומתוכם מחלצים את  $N_\ell$ . תוצאות אחרות מופיעות בצעורים 5.15. ראוי לציין, כי בכל המדידות היה סדר האינטרפרומטר גבוה מ-1000 ומרחק הפיתולים גדול מ-3γ כך שניתן היה לחשב את האוכלוסיה לפי הטבלה 5.5 ללא חשש.

מהצעורים 5.15, ניתן להסיק את המסקנות הבאות:

(א) כ-100 כנו-שניות לאחר חום ההתפרקות מתרכזת כרמה  $4s^2 \text{ } ^2D_{5/2}$  אוכלוסיה כת- $10^{14}$  אטומים לסמ"ק.

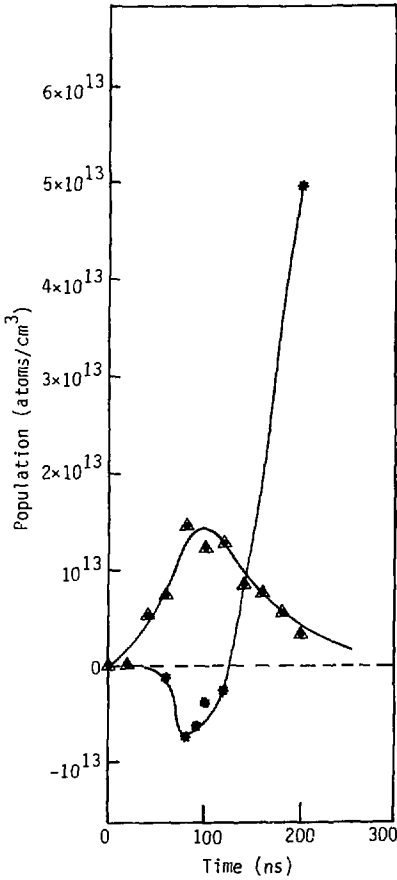
(ב) באותו זמן מגיעה האוכלוסיה ברמה  $4s^2 \text{ } ^2D_{3/2}$  לערך  $5.5 \times 10^{13}$  אטומים לסמ"ק.

(ג) אוכלוסיות אלו גדולות פי שלושה ער פי ארבעה מהאוכלוסיה המרבית כרמת הלייזר העליונה.

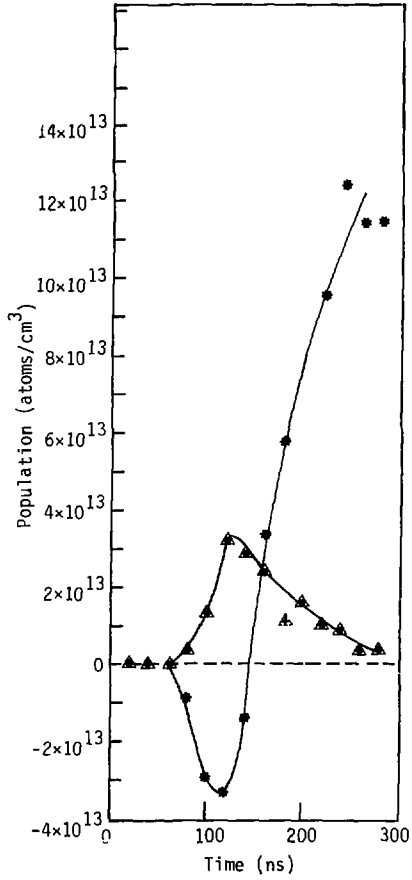
(ד) דיוק המדידה אינו מספיק כדי לקבוע את תלות האוכלוסיה ברמות ו $^2$  בזמן בעת היפוך האוכלוסיה. אמנם שלושת שלבי המדידה נערכו בזה אחר זה, אך השינויים בסדר האינטרפרומטר ובאורכי הגל ארכו זמן שאיפשר סחיפה בזימנון. די בהזזה בת 10 ננו-שניות של אחת העקומות יחסית לאחרות כדי שתתקבל שגיאה גדולה ביותר. משום כך אנו נמנעים מלהסיק כאן על התאכלסות הרמה  $^2D$  בזמן פולס הזרם. עם זאת, הערכים של האיכלוסים והיפוך האוכלוסיה מתאימים זה לזה וגם להספק שנמדד מהלייזר, ואמנם האוכלוסיות שחושבו לפי המשוואות [5.13] ו-[5.14] מתאימות לאוכלוסיה המחושבת על-פי משוואה [5.15].

בניסוי שתואר לעיל לא התרחשה פליטה מואלצת מרמות הלייזר העליונות, והן רעכו עקב פליטה ספונטנית והתנגשויות עם אלקטרונים.





(ב)



(א)

ציור 5.15 איכלוסים והפרשי איכלוסים של רמות הלייזר העליונה והתחתונה

בזמן פולס הזרם ומיד לאחריו.

- (א) קו הלייזר הירוק: האוכלוסיה ברמה העליונה  $2p_{3/2}$  -  $\Delta$ ,  
 והפרש האיכלוסים בינה לבין הרמה התחתונה  $2D_{5/2}$  -  $*$ .
- (ב) קו הלייזר הצהוב: האוכלוסיה ברמה העליונה  $2p_{1/2}$  -  $\Delta$ ,  
 והפרש האיכלוסים בינה לבין הרמה התחתונה  $2D_{3/2}$  -  $*$ .

בניח עתה שתי הנחות:

(א) הרמה  $2P_{3/2}$  רועכת בלעריית לרמה  $2D_{5/2}$ .

(ב) קצב הרעיכה קבוע ושווה לקצב הדעיכה בסוף פולס הזרם [כזמן  $t = 120 \text{ ns}$ , ציור

5.15 (א)]:

$$[n_{eS_{PD}}]^{max} + A_{PD} = 8.5 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

מהנחת לכירת קרינה נובע שהרמה P רועכת קרינתית רק לרמה D.

מהנחות אלו נוכל לחשב חסם עליון לאוכלוסיה ב- $2D_{5/2}$  שמקורה ב- $2P_{3/2}$ .

כצא מהקשר:

$$\frac{dN_D^P}{dt} = N_{2P_{3/2}} ([n_{eS_{PD}}]^{max} + A_{PD}) \quad [5.16]$$

ונבצע את האינטגרציה לפי:

$$N_D^P = ([n_{eS_{PD}}]^{max} + A_{PD}) \int_0^t N dt = 8.5 \times 10^6 \Delta t \sum_{k=1}^m \frac{1}{2} (N_{k-1} + N_k) \quad [5.17]$$

כאשר הערכים  $N_k$  [ראה ציור 5.15 (א)] הם האוכלוסיות שנמדדו ב- $2P_{3/2}$  בזמנים

$t = k\Delta t$  ( $\Delta t = 2 \times 10^{-8} \text{ s}$ ).  $N_D^P$  היא תרומת הרמה P לאוכלוסיית הרמה D בזמן  $\Delta t$ .

האוכלוסיה המתקבלת בצורה כזאת בזמן  $t = 200 \text{ ns}$  תהיה  $7 \times 10^{12} \text{ atoms/cm}^3$ , בעוד

שהאוכלוסיה המדורה היא  $1.2 \times 10^{14} \text{ atoms/cm}^3$ . ניחן איפוא להסיק כי רק חלק קטן

מאוכלוסיית הרמות המטסטביליות מגיע אליהן על-ידי דעיכה מרמות הלייזר העליונות.

בלי שנקבע אם רמות אלה מתאכלסות ישירות מרמת היסוד, או דרך מספר כלשהו של

רמות מעוררות, כוכל לאמר כי האיכלוס נוצר על-ידי ההתפרקות, ולא על-ידי לזירה.

מושג "הלייזר הציקלי" כפי שהוצג על-ידי וולטר, פטרש ואחרים, אינו הולם, איפוא,

ללייזר אדי הנחושת, שתארוהו כלייזר מכבה את עצמו (self-terminated laser).

ציור 5.16 מתאר את דעיכת הרמות המטסטביליות לאחר סיום הלזירה. נערכו מספר רב

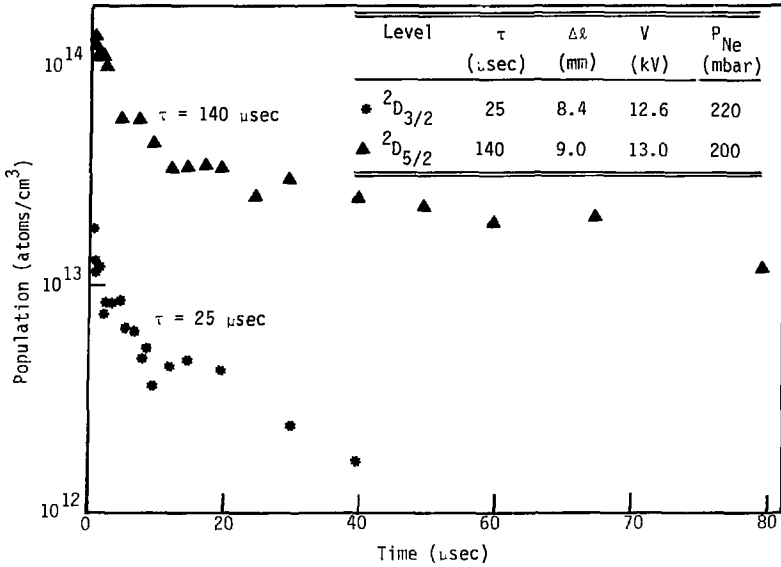
של מדידות מסוג זה, והתברר כי הדעיכה אינה רגישה לפרמטרים כגון לחץ הניאון, או

ממפרטורת השפופרת.

שתי הרמות דועכות במהירות כעשר מיקרו-השניות הראשונות, ויותר לאט לאחר מכן,

כאשר קבוע זמן הדעיכה של הרמה הגבוהה יותר ( $E = 1.54 \text{ eV}$ ,  $2D_{5/2}$ ) הוא  $25 \text{ us}$ ,

בעוד שערכו הוא  $140 \text{ us}$  ברמה הנמוכה יותר ( $E = 1.39 \text{ eV}$ ,  $2D_{5/2}$ ).

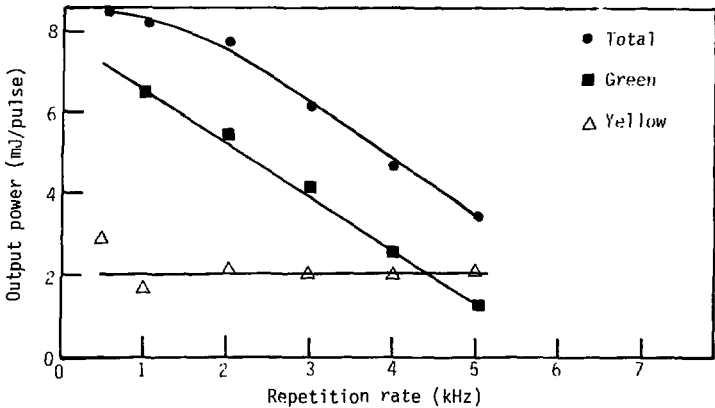


ציור 5.16 דעיכת רמות הלייזר החתונות לאחר פולס הזרם.

ההבדל בקצבי הדעיכה מסביר את התלות השונה בקצב הפולסים של שני קווי הלייזר (ראה ציור 5.17). הדעיכה האיטית של הרמה  $2D_{5/2}$  מקטינה את היפוך האוכלוסיה, ומבטלת אותו כליל בפרקי זמן קצרים מכ- $200 \mu s$ .

אם תהליך הדעיכה של הרמות המטסטביליות הוא בעיקרו דיפוזיה לקירות השפופרת, זמני הרעיכה של הרמות  $4F_{9/2}$ ,  $4p_4$ ,  $4s^2 2D_{3/2}$ ,  $4s^2 2D_{5/2}$  חיו צריכים להיות זהים.

ההבדלים בקצבי הדעיכה של הרמות השונות מלמדים כי התהליכים מתרחשים בתוך הגז. תהליך כגון התנגשויות פנינג או חילוף מטען עם יונים או מטסטבילים של ניאון הוא אפשרי, אך ניתן היה לצפות כי תהליך כזה יהיה רגיש ללחץ הניאון וניקיונו, וקשה לצפות להבדל כה גדול בין רמות שהמרחק ביניהן הוא רק  $0.25 eV$  (אנרגיית יון ניאון היא  $22 eV$ ). לעומת זאת, אם מותר להניח קצב גדול לחילוף אנרגיה בין האלקטרונים בפלסמה ובנחושת ברמות  $2D$ , הרי הדעיכה האיטית יחסית של רמות אלו



ציור 5.17 תפוקת הלייזר הכללית והתפוקה בקווים הירוק והצהוב כפונקציה של קצב הפולסים.

מאפשרת לנו לכתוב:

$$\frac{dN_D}{dt} = n_e (S_{0D} N_0 - S_{D0} N_D) = 0 \quad [5.18]$$

כאשר  $S_{0D}$  הוא מקדם הקצב לעירור הרמה  $D$  מרמת היסוד, ו- $S_{D0}$  הוא מקדם הקצב לרעיכתה לרמת היסוד. מכאן:

$$N_D = N_0 \frac{S_{0D}}{S_{D0}} \quad [5.19]$$

שהוא הביטוי המקובל לאיזון רמה בהתפרקות בשיווי-משקל (67). מכיון ש:

$$S_{0k} = \int_{\epsilon_{0k}}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) \cdot \sigma_{0k} d\epsilon \quad [5.20]$$

ו- $\epsilon_{0k}$  הן רמות האנרגיה הנמוכות ביותר באטום הנחושת, הרי מרגע שנפסק הזרם, והאלקטרונים מתקררים,  $S_{0D}$  נהיים במהרה מקדמי הקצב הגבוהים ביותר. לכן, האוכלוסיה ברמות  $D$  תעבור את האוכלוסיה בכל רמה מעוררת אחרת כנחושת. יתר על כן, מבין הרמות  ${}^2D_{3/2}$  ו- ${}^2D_{5/2}$  הרמה  ${}^2D_{5/2}$  תהיה המאוכלסת יותר ותדעך לאט יותר. מכאן, שדעיכת רמות אלו מותבת על-ידי דעיכת אנרגיית האלקטרונים (72). סיבה נוספת לתרמליזציה של הרמה, המסתברת מציור 5.16, יכולה להיות התנגשויות עם אטומי הנחושת, המוסיפים ל-[5.18]

אברים מהסוג  $(S_{D_{3/2} D_{5/2}} N_{D_{3/2}} - S_{D_{5/2} D_{3/2}} N_{D_{5/2}})$ . הרגישות הקטנה של הלייזר ללחץ הניאון מקטינה את ההסתברות שהניאון משתף בתרמליזציה זו.

6 סיכום

מטרת העבודה היתה חקר הקינטיקה של רמות מעוררות בלייזר אדי הנחושת, והשוואתה עם התיאור הקלאסי של לייזר זה כלייזר ציקלי עם כיבוי עצמי.

העבודה התנהלה בשלושה שלבים:

- (א) פיתוח לייזר אמין ואיפיונו.
- (ב) פיתוח מערכת נאותה למדידת האיכלוסים.
- (ג) מדידת הקינטיקה של רמות מעוררות.

בשלב ראשון פותחו שפופרת לייזר ומעגל עירור אמינים, המסוגלים לפעול תקופות ממושכות בטמפרטורה בת  $1600^{\circ}\text{C}$  וכקצב של אלפי פולסים לשניה, כלייזר מחומם על-ידי התפוקות. הומצאה שיטה למדידת הטמפרטורה של השפופרת תוך כדי לזירה, ונלמדה תלות תפוקת הלייזר כלחץ אדי הנחושת, בלחץ הגז החוצץ ובסוגו, בקוטר ובאורך של השפופרת ובאנרגיית העירור. כמו כן נבדקו תכונות הלייזר כמגבר אור.

כבדיקות אלו התגלו מימצאים חדשים ולא צפויים:

- (א) הלייזר מסוגל לפעול בלחצי ניאון גבוהים (אטמוספיריים) בתנאי שלחץ האדים של כל מרכיב אחר (להוציא נחושת) נשמר בערכים אפסיים.
- (ב) בתנאים אלה הולכת תפוקת הלייזר וגדלה עם גידול שטח החתך של השפופרת.
- (ג) קיים לחץ אדי נחושת מיטבי, שונה לקו הירוק ולקו הצהוב.
- (ד) תפוקת הלייזר (בכו הירוק) יחסית הפוך לתדר בתחום  $1\pm 10\text{ kilz}$ , בעוד שהתפוקה בקו הצהוב כמעט ואינה תלויה בו כלל.
- (ה) קיימת רוויה בתלות תפוקת הלייזר באנרגיית העירור.

בשלב השני חודשו פניה של שיטת הפיתולים על-ידי נקיטה באמצעים הבאים:

- (א) במקום "אור לבן" השתמשנו בלייזר צבע פשוט, שאוב על-ידי לייזר הנקן. כך התקבל מקור אור שבהירותו גבוהה ומשכו קצר מעשר ננו-שניות.
- (ב) כאמצעי צילום השתמשנו במצלמת טלוויזיה ורשם חוזי (video).
- (ג) על-ידי הפעלת לייזר הצבע בתדירות שאינה גדולה מתדירות התירה (scanning) האנכית במערכת הטלוויזיה, התאימה כל תמונה לפולס יחיד מלייזר הצבע.

המרחק שמצליח לעבור חפץ כלשהו במעבדה במשך 10 ns הוא כה קטן עד שניתן להזניחו. היציבות הרגילה לאינטרפרומטר הושגה איפוא ללא כל מאמץ. על-ידי השהיה של פולס לייזר הצבע לעומת פולס לייזר אדי הנחושת נסקרה האוכלוסיה באחרון בכומר הפרדה של 14 ננו-שניות.

(ד) פוחחו שיטות למרידה אלקטרונית מהירה ומדויקת של מרחק הפיחולים. המערכת נבנתה, נבדקה ושולבה במערכת לייזר אדי הנחושת שתוארה לעיל ונערכו המדידות הכאות:

1. תלות האוכלוסיה ברמות הלייזר העליונות בזמן ובאנרגיית העירור.
2. תלות האוכלוסיה ברמות "המוזחות" של אטום הנחושת (רמות שבהן מעורר אלקטרון מקליפה פנימית) בזמן ובפרמטרים אחרים של העירור.
3. תלות האוכלוסיה ברמות הלייזר התחתונות - הרמות המטסטביליות של הנחושת - בזמן ובפרמטרים אחרים. ברמות אלה קיימת "אוכלוסיה שלילית" בזמן היפוך האוכלוסיה ואליה צמודה "דיספרסיה אנומלית הפוכה". הצלחנו למדור גדלים אלה, לראשונה בשיטת הפיתולים. לשם כך נזקקנו להוסיף למערכת תא בליעה מיוחד בו נוצרו ריכוזים גדולים של נחושת ברמות הלייזר התחתונות על-ידי דיסוציאציה חשמלית של ארי מלחי נחושת.

ניתוח התוצאות מראה כי רוב הרמות בלייזר ארי הנחושת מתעורר ודועך על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים, ולהם חשיבות גדולה מחשיבות המעברים האופטיים. תיאור הלייזר כלייזר ציקלי מכבה עצמו אינו נכון במוכן זה שהלייזר מכובה לא בגלל תהליך הלזירה אלא בגלל איכוס רמת הלייזר התחתונה על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים, ורעיכת רמות הלייזר העליונה באותה דרך עצמה. מרבית אנרגיית האלקטרונים בהתפרקות נמסרת לרמות אחרות מרמות הלייזר העליונות ולכן ההערכות הראשונות על הנצילות הצפויה מלייזר זה היו מוגזמות.

## הבעת תודה

ברצוני להודות: למריכי, טרופי טאול יצוב ורי"ר אריה לוי, על עידודם והמיכתם הנדיבים; לרי"ר גרעון ארו על עזותיו עטורת המיון; לטעון נבאי על עזרתו בכניית הלייזרים וקריכת מדידות; לרי"ר אלי מירון שהוסיף סיוע ועזרה כמפטרונסומיה; לטעון לביא שחננו וכיוון את לייזר הצבע והאופטיקה; לאריה קרמן שחננו את טופרת הלייזר הראשונה; לראל דוד שהכין את המיפוח הצבע השנונה; לרי"ר יהושע טענבוים שערך חלק מהמדידות; לרי"ר משה קוזוביץ על הקריכה הדקדקנית של המיבור; לטרה הורוביץ על ההדפסת הנאה של המיבור ולטריו כהן סולל על הטרנסטים.

זרחיה להנהלת הקריה לחקר גרעיני - נגב וקמ"ג שהעמירה לרשותי את המעבדה והציוד, למחלקת הוצאה לאור כמ"ג על הפרסום המהיר של המיבור, ולמחברי ביחוד הלייזרים כמ"ג על סיועה הפעילה המבור.

ואחרון אחרון חביב, חודה לשרגא המון הבחתי בלאה סטאט על גבו את עול המפת המערכת והרצהה ריוס-יחית, כביטרו, כמרי ובמסירותו ללא גבול.

נספח 1 העברת אנרגיה מאלקטרונים לרמות רזוננטיות

וולטר<sup>(2)</sup>, ופטרש<sup>(26)</sup> כעקבותיו, מצטטים את מאמרו של קנטי<sup>(73)</sup> כאילו נאמר בו

כי 60% מהאנרגיה של האלקטרונים החופשיים בהתפרקות משמשים לעירור הרמה ה"רזוננטית"<sup>3P<sub>1</sub></sup> בהתפרקות באדי כספית, ומקווים למצב אנלוגי בנחושת. אולם טענה כזאת כלל אינה מופיעה במאמר המצוטט, שעניינו תהליכי עירור ופליטה במנוויה הפלואורסצנטית. קנטי קובע כי 55% מהאנרגיה המושקעת בהתפרקות נפלטים בקרינה באורך גל 253.6 nm. רק 1/3 מעירור הרמה <sup>3P<sub>1</sub></sup> מקורו ישירות ברמת היסוד על-ידי התנגשות עם אלקטרונים. יתר על כן, שתי הרמות הסמוכות, המטסטביליות, <sup>3P<sub>0</sub></sup> ו-<sup>3P<sub>2</sub></sup> מעוררות שתיהן ישירות ברמת היסוד על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים. חלוקת האיכלוסים בין שלוש תת-הרמות P היא:

$$N(^3P_2) : N(^3P_1) : N(^3P_0) = 4 : 1 : 2.1$$

וכמו-כן היחסים בין קצבי האיכלוס הם:

$$S_{02} : S_{01} : S_{00} = 6.4 : 1 : 1.6$$

כלומר, קצב האיכלוס של הרמה ה"רזוננטית" הראשונה בכספית הוא כ-10% מקצב האיכלוס של כלל הרמות על-ידי התנגשויות כאלה. ברור שכמות האנרגיה הנמסרת באופן כזה מאלקטרונים שבהתפרקות לרמה ה"רזוננטית" הראשונה היא פחות מ-10%. הרמה פולטת 60% מהאנרגיה של ההתפרקות שאינם מועברים אליה על-ידי התנגשויות עם אלקטרונים. רוב אנרגיית האלקטרונים נמסר בעצם לרמות המטסטביליות, ומכאן שהסתמכות על קנטי מופרכת לחלוטין.

הערה: אם כי הרמה <sup>3P<sub>1</sub></sup> בכספית קשורה קרינתית לרמת היסוד, אין היא אפילו רזוננטית במובנו השגור של המושג.

## נספח 2 מעגל העירור - שיקולי תכנון

על מעגל העירור לספק פולסים באנרגיה של כג'אול, שמשכם עשרות ננו-שניות אחדות, וקצבם אלפים לשניה. פירוש הדבר שההספק בזמן הפולס הוא מאות מגה-וואטים וההספק הממוצע הוא קילו-וואטים אחרים. כתנאים כאלה אין זה מעשי לכנות ספק המסוגל להחיק את ההספק השיאי באופן רציף ולמתגו לתוך הלייזר, אלא רצוי לכנות "רשת לעיצוב פולסים" (PFN) בה נצברת האנרגיה ל"איטה", בין פולס לפולס, והמשמשת כמקור היחיד בזמן הפולס. רשתות כאלה ירועות לאלקטרוניאים מזמן מלחמת העולם השנייה, עת פותח הראדאר<sup>(74)</sup>, והן מכילות רשתות של סלילים וקבלים. הזמן האופייני של רשת כזאת ניתן על-ידי  $\tau = \pi\sqrt{LC}$  והעכבה האופיינית - על-ידי  $Z = \sqrt{L/C}$ . ככל שנמוכה עכבתו של מקור כן גדל ההספק שניתן להפיק ממנו. מן הרישות המקובלות ללייזר ציקלי נובע כי  $\tau$ , משך פולס העירור, חייב להיות מיזערי.

מכיון שלכל קבל ישנה השראות שיריית מסוימת  $L_0$ , הרי הערך המיזערי ל- $\tau$  יהיה  $\pi\sqrt{L_0 C}$  והערך המיזערי של  $Z$  יהיה  $\sqrt{L_0/C}$ . משום כך מצטמצם ה-PFN שלנו לקבל כלבר.

בין פולס לפולס טוענים את הקבל (שקיבולו C) למתח V ואוגרים בו אנרגיה בשיעור  $E = \frac{1}{2}CV^2$ . הטעינה צריכה להיערך תוך הפסדים מיזעריים. בזמן הפולס פורקים את הקבל דרך שפורת הלייזר. הפריקה צריכה להיעשות בזמן הקצר ביותר האפשרי ותוך הפסדים מיזעריים.

לכך נחוצים שני תנאים:

(א) ההשראות השיוריות של העומס צריכה להיות מזערית. על כן נבנה הלייזר באופן קואקסיאלי, והקבל חובר בין שני קצות המחרד (הנקודות +, - בציר 2.1). בהעדר קבלים לטמפרטורה גבוהה המסוגלים להחזיק מתח גבוה, זוהי ההשראות השיורית המיזערית.

(ב) אם נתייחס בקירוב ראשון ללייזר כעומס התנגדותי R (סימוכין 40, 75, 76) הרי משך הפולס יהיה תלוי במכפלי RC. ההספק הוא  $V^2/R$  וככל שנרצה הספק גבוה יותר נילאץ להשתמש במתח גבוה יותר. כדי לספק  $10^7$  W ללייזר שהתנגדותו  $10 \Omega$ , נצטרך להשתמש במתח של כ-10 kV.



עד כמה קרובים התנאים האלה למציאות בלייזר יחברו להלן.

השתנות התנגדות השפופרת בזמן לאחר הפריצה נתונה בטבלה 2.1א על-פי סימוך 39.

טבלה 2.1א המתח, הזרם והתנגדות של שפופרת הלייזר כתלות בזמן לאחר הפריצה (מסימוך 39).

הזמן לאחר הפריצה (ns)	מתח ההדקים על השפופרת (kV)	הזרם דרך השפופרת (A)	התנגדות השפופרת, R ( $\Omega$ )
0	1.75	75	23
20	4.5	150	30
40	5.5	450	12
60	5.5	550	10
80	4.0	700	5.7

המחברים<sup>(39)</sup> טוענים כי ההשראות הכוללת של המעגל היתה  $200 \mu\text{H}$ , ורוחב פולס הזרם (בבסיס) הוא  $200 \text{ ns}$ . מכאן שהעכבה ההשראותית היתה  $\omega L = 3.1 \Omega$ . לפיכך מוצדקים התנאים הנ"ל ב- $80 \text{ ns}$  הראשונות של ההתפרקות (בהן מסתיימת הלזירה). בדומה, מסימוך 40 מקבלים תוצאה דומה (ראה טבלה 2.2א).

טבלה 2.2א התנגדות שפופרת הלייזר כתלות בזמן לאחר הפריצה (מסימוך 40).

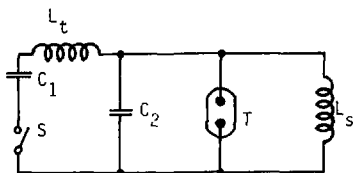
הזמן לאחר הפריצה (ns)	התנגדות השפופרת R ( $\Omega$ )
100	200
200	26
300	10
400	8

קצב עליית הזרם בניסוי זה היה  $5 \times 10^8 \text{ As}^{-1}$  (סימוך 40), והוא יוצר מפל מתח של 50 V על השראות של 100 nH. מתח השפופרת של המחברים הללו (40) היה כ-7 kV בעת הלזירה ומותר לכן לראות את השפופרת כעומס אוהמי. בעבודה הנוכחית היה המתח ההשראתי כ-1000 V מתוך 15:30 kV וההתנגדות היתה  $25:50 \Omega$ .

ניסיון לחישוב תיאורטי של התנגרות השפופרת נעשה בסימוך 75 ומדידתה דווחה בעבודות אחרות (76,40). שתי התוצאות מתיישבות עם התנאים שלעיל.

הרכיב היחיד המסוגל למתג מתחים כאלו בקצב  $10^3:10^4$  פולסים לשניה הוא תירטרון מימן. רצוי לא להפריד בין הקבל ושפופרת הלייזר על-ידי מתג זה, כי יש לו השראות עצמית ניכרת וזמן עלייה סופי. משום כך משתמשים במעגל הנקרא "העברה קיבולית" (77) (ראה ציור 2.1A).

### 2.1A ציור



- מעגל העברה קיבולית.
- $L_t$  השראות התירטרון והחיווט;
  - $L_s$  השראות מיצד;
  - $C_2$  קבל ההתפרקות;
  - $C_1$  קבל אגירה;
  - S תירטרון;
  - T שפופרת הלייזר.

הקבל  $C_1$  נטען דרך  $L_s$  בזרם טעינה המקיים:

$$V_0 > L_s \frac{di}{dt}$$

כאשר  $V_0$  הוא מתח הפריצה של שפופרת הלייזר.  
קיים:

$$V_m = \frac{1}{C_1} \int_0^{\tau} i dt = \frac{\langle i \rangle \tau}{C_1} \quad [2.1A]$$

(מתח הטעינה של  $C_1$ )

כאשר  $\tau$  הוא משך הטעינה. עבור תדירות 10 kHz נקבל  $\tau = 10^{-4}$  s ועבור  $C_1 = 10^{-8}$  F,  $V_m = 2 \times 10^4$  V נקבל בקירוב:

$$\langle i \rangle = \frac{2 \times 10^4 \times 10^{-8}}{10^{-4}} = 2 \text{ A}$$

ולכן:

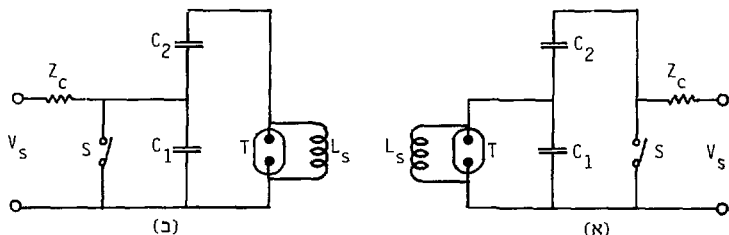
$$\frac{di}{d\tau} = \frac{\langle i \rangle}{\tau} = 2 \times 10^4 \text{ As}^{-1}$$

על השראות  $1 \mu\text{H}$  ייווצרו לכן חלקי וולט בזמן הטעינה ושפופרת הלייזר לא תיפרץ. הקבל  $C_2$  לא טעון בזמן זה. אחרי מיתוג התיטרון, יוצרים  $C_1, C_2$  ו- $L_t$  מעגל תהודה המתנדנד בזמן מחזור

$$T = 2\pi \sqrt{L_t \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}} \quad [2.2\text{א}]$$

בזמן  $\frac{T}{2}$  עובר כל המטען מ- $C_1$  ל- $C_2$  (אם  $C_1 = C_2$ ).

אלטרנטיבה נפוצה למעגל ההעברה הקיבולית הוא מעגל ה"כלומליין" והם מושווים בצירור 2.2א (לפי סימון 77).



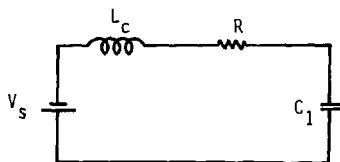
צירור 2.2א (א) מעגל העברה קיבולית; (ב) מעגל "כלומליין".

- $V_s$  מתח הספק;
- $Z_c$  עכבת הטעינה;
- $T$  שפופרת הלייזר;
- $S$  תיטרון.

מההשוואה רואים כי על-ידי החלפת מקומות בין השפופרת והספק הממותג ניתן לעבור מהמעגל האחד למשנהו. ההבדל המעשי העיקרי בין המעגלים היא מתח הספק  $V_s$  וזרם המחג.

אם הזמן  $\frac{T}{2}$  שווה בערכו לזמן היצירה (formative lag) (78) של ההתפרקות, תיפריץ השפופרת כדיוק כאשר  $C_2$  טעון, ומבלי שהשראות המתג תפריע. זמן היצירה תלוי במתח, בהרכב הגז ובקדם-היינון ובאופן מעשי פועל המעגל רק בקירוב למתואר. נעשו ניסיונות שונים לאופטימיזציה של מעגל זה כתנאי לייזר אדי נחושת ותוצאותיהם אינן חר-משמעות (79-81). על-פי סימוכין 81-79 הפרמטר היחיד שחשיבותו מכרעת במעגל העירור הוא השראותו. בהמשך הדיון מופיעה טבלה השוואה (טבלה 2.2א) המסכמת תוצאות שהושגו בפועל במעגלי עירור של לייזרי אדי נחושת, בגישות השונות.

כדי שהפסדי הטעינה יהיו מיזעריים, אסור לבצע דרך רכיב התנגדותי, אלא דרך רכיב היגבי בלבד. בחרנו בפתרון הפשוט ביותר, שהוא טעינה דרך סליל, הידועה גם כ"טעינת התודה" (resonance charging) (82) והמעגל שלה מתואר בציור 2.3א.



ציור 2.3א

המעגל לטעינת התודה.

$V_s$	הספק;
$L_c$	סליל הטעינה;
$C_1$	קבל האגירה;
R	התנגדות שירית במעגל.

נגריר את מקדם הטיב:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L_c}{C_1}} \quad [2.3א]$$

זה היחס בין עכבת החלק ההיגבי לחלק ההתנגדתי. קל להראות כי זה גם היחס בין

האנרגיה הנאגרת במעגל לזו המתבזזת בו במחזור בחדר התהודה העצמי שלו

$$\omega_0^2 = L_c C_1 \quad \text{אם } Q > 10 \text{ הרי בקירוב טוב יתקיים בסוף מחצית המחזור הראשון:}$$

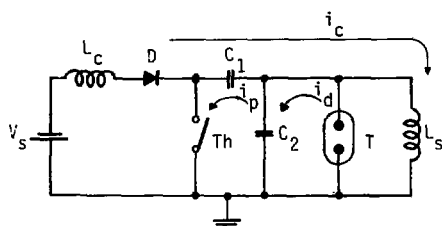
$$V_{C_1} = 2V_s \quad \text{פריקת הקבל ברגע זה תביא להתחדשות תהליך הטעינה. במעגל התודה}$$

מחלפת האנרגיה במחזוריות בין הסליל והקבל. כאשר האנרגיה בקבל  $(\frac{1}{2}CV^2)$  מרבית,

הרי האנרגיה בסליל,  $\frac{1}{2}Li^2$ , מתאפסת. משום כך ברגע המיתוג לא זרים זרם דרך הסליל.

תיטרונים בנויים כך שקשה שלא להאריק את הקתודה שלהם. אנו יכולים לנצל את

העדר הזרם בסליל בעת המיתוג ולהשתמש במעגל הכולל, המכיל תירטרון בעל קתורה מוארקת (ציור 2.4).



Th	תירטרון;	$i_c$	זרם הטעינה;
T	שופרת הגייזר;	$i_p$	זרם הפריקה של $C_1$ ;
D	ריורה.	$i_d$	זרם ההתפרקות בשופרת הגייזר;

### 2.4 א ציור

מעגל עירור הלייזר.  
זהו מעגל העברה קיבולית (ראה ציור 2.1א) ותירטרון בעל קתורה מוארקת.

בעת המיתוג זרם דרך התירטרון Th רק זרם פריקה. התירטרון מתאושש וחוזר להיות נתק כטרם מגיע  $i_c$  לאחוזים אחדים מערכו המרבי. הזרם המרכי המותר דרך התירטרון על-מנת שיתאושש נקרא "זרם התפיסה"  $I_h$ . אם נסמן את זמן ההתאוששות ב- $\Delta t$  הרי שמציור 2.4 כאשר התירטרון מוליך, נובע כי בתחילת הטעינה מתקיים:

$$di(t) = \frac{V_s}{L_c} dt \quad [2.4א]$$

כאשר  $i(t)$  הוא הזרם דרך התירטרון. ברגע ההתאוששות חייב לכן להתקיים הקשר:

$$I_h \geq i(t) = \frac{V_s}{L_c} \Delta t \quad [2.5א]$$

אם  $V_s$ ,  $L_c$  מוכתבים על-ידי דרישות חיצוניות, הרי שחייבים לבחור בתירטרון בעל  $I_h$  ו- $\Delta t$  מתאימים. על  $\Delta t$  ניתן לשלוט בתחום מסויים על-ידי בקרת לחץ המימן בתירטרון (83). בכל נקרה רצוי לבחור ב- $L_c$  המרבי. מהכיוון [2.5א] עולה כי מקדם טיב לתירטרון הוא היחס  $\frac{I_h}{\Delta t}$ . בדיקה השוואתית העלתה כי יחס זה גדול בתירטרונים דיטריונים מבתירטרונים מימן ולכן כחרנו בתירטרון כזה.

הקבל  $C_1$  נטען דרך  $L_c$  ו- $L_s$ . עבור תדר פעולה רצוי  $f$  בוחרים

$$L_c = \frac{1}{\pi^2 f^2 C} \quad [2.6א]$$

תפקיד הדיודה D לאפשר את פעולת המעגל בתדרים נמוכים יותר מ-f. בדוגמה שלעיל, כוור הדרי 4 kHz בקבל 3 H.  $I_C$ .

בטכנולוגיית המכ"ם מקובל להשתמש בסלילי טעינה בעלי גרעין ברזל ומקובל שממדיהם קטנים והפסדיהם נמוכים.

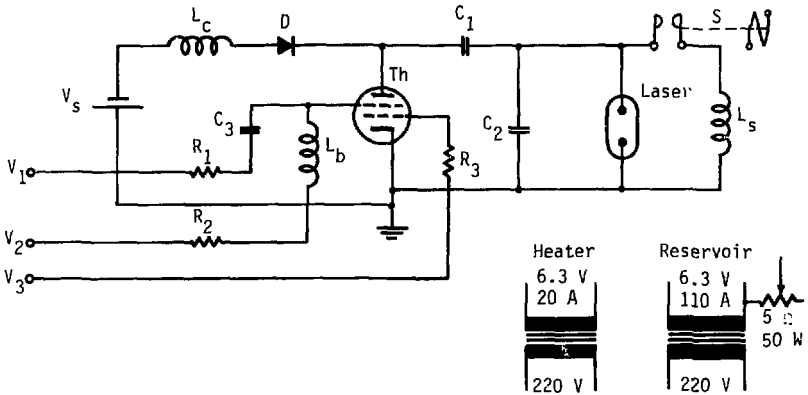
רוב מכשירי המכ"ם פועלים בתדר 400 Hz בעוד שליזרנו פועל בתדירות גבוהה פי עשרה. בסיונות להשתמש בסלילי טעינה ממכשירי מכ"ם (מחירם גבוה מאר) העלו כי בתדירות זו הם מתחממים ומרעישים עקב הפסדים מוגברים בברזל, היחסים לריבוע התדירות. פתרון זול ויעיל לבעיה זו הוצע על-ידי ד"ר אמנון פישר מאוניברסיטה אירוויי, קליפורניה, על-ידי שימוש בסלילים בעלי גרעין אויר. הסליל  $L_C$  לופף מחוט המבודד באמייל, בקוטר 0.5 מ"מ, על גליל בקוטר כ-5 ס"מ, וחולק לשמונה תת-סלילים שאורך כל אחד היה כ-1 ס"מ (כדי להקטין את סכנת הפריצה בין הליפופים, ואת הקיבול הטפילי). הסליל שהתקבל היה בעל ההשראות והדרושה, עמד במתח עד 40 kV ולמעגל כולו היה  $Q = 30$ , כך שהפסדי הטעינה היו כ-3%.

לזרם הטעינה יש לכך צורה סינוסואידלית, וערכו השיאי הוא:

$$I_{\max} = \frac{V_s}{\sqrt{L_C/C_1}} = \frac{1.5 \times 10^4}{\sqrt{3/2 \times 10^{-9}}} = 400 \text{ mA} \quad [2.6A]$$

וערכו הממוצע ב-4 kHz:  $\langle I \rangle = \frac{2}{\pi} I_{\max} = 220 \text{ mA}$   
 מכאן שהספק הכניסה הוא:  $\langle P \rangle = \langle I \rangle V_s = 3.3 \text{ kW}$

מעגל העירור השלם, כולל מסנן הממתח לתיטרון נראה בציור 2.5A. מסנן זה מאפשר התאוששות מהירה של התיטרון (83). השתמשנו בתיטרון מסוג CX1527A מתוצרת EEV, שהוא אחד הגדולים ביותר הקיימים ומצטיין בכושרו לתחליף הספקים גדולים כין מקור לעומס. תיטרון זה חייב להיות מקורר בנוזל, כי ההפסדים בו, כולל הפסדי הסקת הקתודה, יכולים לעלות על 2 kW. משום כך הוא הוכנס לגליל מתכת אטום, בעל מבדדים מתאימים לכניסות המתחים. שמן שבאים הוזרם דרכו בעזרת משאבה ודרך מחליף חום שמן-מים. כושר פיזור החום של מחליף החום היה 2.5 kW בטמפרטורת שמן של 80°C. המיתקן בולו על פרטיו מתואר בציור 2.6A.



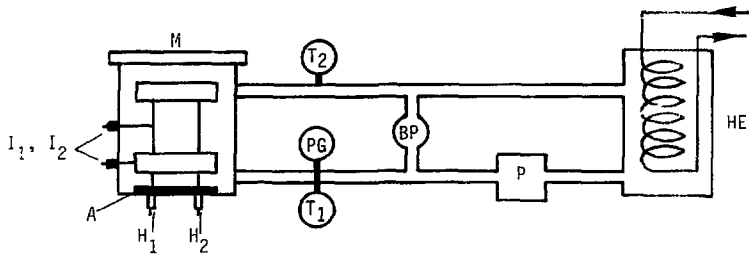
ציור 2.5K מעגל העירור המעשי.

$V_1$	+3 kV, 100 ns, 4 kHz;
$V_2$	-200 V, 1 A;
$V_3$	+150 V, 1 A;
$L_c$	3 H, 1 A, 40 kV;
P	4xUDA10 (1 A, 40 kV);
$C_1$	2000 pF, 48 kV;
$C_2$	1000 pF, 48 kV;
Th	CX1527A;

S	40 kV Relay;
$C_3$	10 nF, 5 kV;
$R_1$	100 $\Omega$ , 10 W;
$R_2$	5 $\Omega$ , 10 W;
$L_b$	500 $\mu$ H, 1 A, 10 kV;
$R_3$	750 $\Omega$ , 100 W;
$L_s$	100 $\mu$ H, 40 kV;
$R_4$	5 $\Omega$ , 50 W.

הריצוד (jitter) בתירטרון הנ"ל הוא כ-5 ns וזהו גם הריצוד בפולס הלייזר. בקרת לחץ המימן הוזמנה במיוחד אצל היצרן כדי לאפשר לחץ מימן גבוה מהרגיל, וכך לקצר את זמן העלייה של המיתוג. תכונה זו חשובה לא רק עקב קיצור זמן העירור, אלא גם לאריכות חיי התירטרון והקטנת ההפסדים עליו, הקיימים בעיקר בזמן העלייה.

(ההספק המתבזבז על התירטרון נתון על-ידי המכפלה  $V_a I$ . לפני ההצעה המתח האנודי  $V_a$  מרבי אך הזרם הוא אפס; כשהתירטרון בהולכה מלאה הזרם דרכו מרבי אך המתח נמוך מיד. דיון רחב יותר בנושא התירטרונים הממתגים לייזרי אדי נחושט מצוי בסימוך 84).



ציור 2.6A בית-קיבול לתירטרון ומחליף החום. המבנה הקואקסיאלי של ומיכל מקטין את השראות המתג.

- מכררים קרמיים אטומים,  $I_1, I_2$   
 להזנת מתחי הסריגים;  
 אטם RTV; A  
 הזנת הסקות לקתורה  $H_1, H_2$   
 ולמאגר הדיוטריום;  
 מכסה פלקסיגלס (PMMA). M  
 משאבה צנטריפוגלית; P  
 מיצד וברז להבטחת BP  
 הזרימה כשהשמן קר;  
 מדיד ללחץ שמן; PG  
 מדי-חום לסמפרטורת  $T_1, T_2$   
 הכניסה והיציאה של השמן;  
 מחליף חום שמן-מים. HE

העלאת הלוחץ מאריכה את זמן ההתאוששות של החירטרון, והלחץ שנבחר הוא הגבולי המתיר את פעולתו התקינה<sup>(74)</sup>. הכוונון נערך על-ידי  $R_4$  (ציור 2.5A). משנים את ערכו כך שהלחץ יעלה עד שזמן ההתאוששות  $\Delta t$  עולה מעל המותר לפי הביטוי  $[2.5A]$ ; החירטרון עובר להולכה מתמדת. הזרם מספק הכוח מכסה להגיע לערך  $V_S/R$  (ציור 2.3A) שהוא כ-50 אים ימנוראיים לעיל כ-50. מכיוון שהספק אינו מסוגל לספק זרם זה, מופעלת ההגנה נגד זרם-יחור וההספק למעגל מתנתקת. במצב זה מנמיכים מעט את לחץ המימן והשופרת מוכנה להפעלה.



בעור שבמעגל הטעינה נחוץ גורם טיב Q גבוה, הרי שבמעגל הפריקה  $C_1, L_p, R_1$  (כאשר  $R_1$  היא התנגדות האותמית של הלייזר ו- $L_p$  - השראות החיווט והפלסמה), נחוץ Q נמוך כדי שמירב האנרגיה אמנם יימסר לפלסמה במחזור הראשון. רהיינו, נחוץ כי:

$$\frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{L_p (C_1 + C_2)}{C_1 C_2}} < 10 \quad [2.7a]$$

אחד היתרונות של שפופרת התפרקוח אורכית הוא ערכו הגדול של  $R_1$ . גם אם  $R_1$  ו- $L_p$  מתכונחים, הרי עדיין קל יותר להקטין את Q בשפופרת אורכית מאשר בשפופרת רוחנית. אם Q אינו קטן מדי, הרי התנגדות במעגל הפריקה לא תהיינה מרוסנות ריסון על-קריטי והמתח על  $C_2$  יכול להפוך את סימנו בתום ההתפרקות. התירטרון חדל להיליך במתח אנודה שלילי. במקרה זה ייטען הקבל  $C_1$  במחזור הבא למתח גדול מ- $2V_s$ ; במקרים קיצוניים יכול הקבל להיטען ל- $5V_s$ .

לתופעה זו השלכה על צריכת הזרם מהספק, ואורך חייהם של רכיבים שונים במעגל. לחץ גז גבוה שקול להגדלת R ומועיל לתיאום מעגל העירור ושפופרת הלייזר. ראוי אולי לציין כי נערכו נסיונות מסובכים יותר לעירור לייזרי אדי נחושת (85-88, 23).

ביצועים השוואתיים של מעגלי עירור ללייזרי אדי נחושת מובאים בטבלה א.2.2.

טבלה 2.2א תכונות של מעגלי עירור של לייזרי אדי נחושת.

סוג המעגל	סימוכין	מתח שיאי (kV)	זרם שיאי (A)	הספק ממוצע מרבי (kW)	רוחב פולס הזרם (ns)	תדר מרבי (kHz)	מתג	קירור המתג	אנרגיית הלייזר בפולס (mJ)	הערה
פריקה קבל	פאהלן <sup>(23)</sup>	1.8	6	0.06	500	150	שפופרת הלייזר עצמה	-	0.0004	(א)
כלומליין	כוחן ואחי <sup>(11)</sup>	24	500	1	100	15	תירטרון מימן	?	0.25	
העברה קיבולית	הרגרוב ואחי <sup>(39)</sup>	6	950	2.2	180	6	תירטרון מימן	מים	3	
קו תמסורת	נריהיים ואחי <sup>(89)</sup>	16	50	2.5	50	31	תירטרון מימן	מים+ שמן	0.4	
פריקה קבל	בורמקין ואחי <sup>(12)</sup>	20	250	4	200	20	תירטרון מימן	מים	0.4	
כלומליין כפול	אלייב ואחי <sup>(90)</sup>	12	200	5.0	50	100	טקטירון x2	מים	0.08	(ב)
העברה קיבולית	איסאייב ולמרמן <sup>(85)</sup>	23	300	5.0	250	20	תירטרון מימן x3	?	4	(ג)
כלומליין כפול	פק ואחי <sup>(86)</sup>	16	600	5.0	200	15	תירטרון x2	אוויר	0.66	
העברה קיבולית	קו ואחי <sup>(87)</sup>	20	1600	8.4	300	10	תירטרון מימן	מים	10.5	(ד)

א. התאוששות השפופרת הזכטחה על-ידי טריוזרה מקבילית.

ב. הרכיב "טקטירון" אינו מוכר במערכ.

ג. שלושה תירטרונים במקביל.

ד. מעגל טעינה ממופתח על-ידי תירטרון עזר.

מטבלה 2.2א עולה כי התספקים הגבנהים כיותר הושגו במעגל הפשוט ביותר - העברה

קיבולית. גם אנו השתמשנו במעגל זה, כמתואר בצירוף 2.5א. תכונות המעגל היו:

מתח שיאי (kV)	זרם שיאי (A)	הספק ממוצע מרבי (kW)	רוחב פולס הזרם (ns)	תדר מרבי (kHz)	מתג	קירור המתג	אנרגיית הלייזר בפולס (mJ)
30	600	6	80	5	תירטרון דיטריום	מים+ שמן	10

יש להזכיר עוד כי נעשו נסיונות להשתמש במירווחי ניצוצות לעירור הלייזר, אשר המתוחכם ביותר מהם היה בסיובו של אוסטיין<sup>(88)</sup> במירווחי ניצוצות משוככים כהם הוזרם מימן. המערכת פעלה לשניות אחדות בחדר 100 kHz ובהספק ממוצע עד 22 kW, אולם קשה היה להפעילה במשך פרקי זמן ארוכים מאלו.

נספח 3 מדידה סימולטנית של אורך גל והפרש מופע

מדידה אינטרפרומטרית של הפרש המופע כרוכה בבעיה, המפורטת להלן.  
נדון באינטרפרומטר בעל שתי קרניים: קרן הבוחן וקרן הייחוס (ראה למשל ציור 4.5).  
נסמן  $\lambda$  האורך האופטי של קרן הייחוס ב- $\lambda$ , ונגדיר את מספר אורכי הגל  $R$  לפי:

$$\lambda = R\lambda \quad [3.1A]$$

כאשר  $\lambda$  אורך הגל של קרן הבוחן באוויר. להלכה ניתן לקבוע את  $\lambda$  ו- $\lambda$  בדיוק מספיק כדי לזעזע את  $R$ .

האורך האופטי של קרן הבוחן הוא:

$$\Delta\ell + n(\lambda)\lambda = R_1\lambda \quad [3.2A]$$

כאשר  $n(\lambda)$  הוא מקדם השבירה של התווך הנבדק,  $\Delta\ell$  הפרש אפשרי באורך באוויר של שתי הקרניים ו- $R_1$  מוגדר ממשוואה זו.

מכאן:

$$\Delta\ell + [n(\lambda)-1]\lambda = (R_1 - R)\lambda \quad [3.3A]$$

מכיון שאיננו יודעים מראש את  $n(\lambda)$ , גם  $R_1$  אינו ידוע.

נסמן:

$$K + \theta = R_1 - R \quad [3.4A]$$

כאשר:  $0 \leq \theta < 1$  ו- $K$  שלם.

על-ידי הצבת [3.4A] וערכו של  $1 - n(\lambda)$  לפי נוסחת סלמאייר [3.31] כ- [3.3A] נקבל:

$$\Delta\ell + \frac{A\lambda}{\lambda - \lambda_0} = \lambda(K + \theta) \quad [3.5A]$$

לאוסף הנקודות במישור  $(\lambda, \Delta\ell)$  המקיים  $K =$  קבוע קוראים "פס התאבכות מסדר  $K$ ", שהוא גם סדר האינטרפרומטר.

פתוחות לפיכך שתי דרכים כדי לחלץ את  $A$ , שהוא הגודל בו אנו מעוניינים (יחסי

להפרש האוכלוסיות):

המק"ל יתערבבו עם המכ"ד של הליבה ויגרמו לירידת הריכוז האיזוטופי. על כן - לסוג הקירור הראשי נבחרו מים כבדים.

### 3.3 קירור משני

בהתבסס על הבסיון המצטבר כעבודה עם מערכות מכ"ד-מק"ל בכור (העברת חום ממעגל ראשון למעגל שני) נבחרו מק"ל (מים קלים) כסוג של מים במעגל שני. תבנון של "קזמט" מקורי, בשימוש בכור, שימש למתכנן דוגמא לתכנון דומה לצורך מערכת הלופ. רעיון זה בא לרכז את המרכיבים העיקריים של מערכת העברת חום (מחליף חום) בין שני המעגלים, המשאבה של המעגל הראשי, אמצעי בקרה ומדידה, מעגלי עזר בתא ממוגן מבחינת קרינה רדיואקטיבית וזיהום.

בתכנון המערכת דואגים לכך שבכל מקום במחליף ישרור לחץ יותר גבוה מצד מכ"ד מאשר במק"ל, כך שבמקרה דליפה בתוך המחליף יזרמו המכ"ד לתוך המק"ל.

גילוי דליפת מכ"ד לתוך מק"ל על-ידי מערכת "H", בדומה לאלו הקיימים במערכות הכור. כושר גילוי מערכת "H" במקרה של מערכת לופ נבדק וסוכם בנפרד. כושר פינוי חום של המחליף חושב לפי ספיקות מכ"ד של 40 מ"ק לשעה ו-20 מ"ק לשעה לפי הנתונים שחושבו לעיל ונתונים נסיוניים שהועלו מהכור. הנתונים הם:

(א) טמפרטורת מכ"ד ביציאה מהכור -  $52^{\circ}\text{C}$ ;

(ב) טמפרטורת מכ"ד בכניסה לכור -  $40^{\circ}\text{C}$ ;

(ג) ספיקת מק"ל דרך מחליף הלופ 25 מ"ק לשעה.

### 3.4 חדר משאבות הלופ

לאחר קביעת העיקרון שרוב הקומפננטות הגדולות יימצאו בתא סגור, נבחן מיקום תא זה. הברירה היתה בין שני חדרים במפלסים שונים במאטם.

נבחר המפוח הגבוה מהסיבות הבאות:

(א) החדר הנ"ל היה מוגדר מלכתחילה כאסור בכניסה לא מבוקרת.

נספח 4 תחום השגיאה ועידונים לשיטת הפיתולים

נספח 1.4 השפעת הרחבה אי-הומוגנית

נסמן ב- $\gamma_e$  את הרוחב האי-הומוגני של המעבר. לפי הביטויים [3.8] ו-[3.9]

נקבל:

$$\epsilon = 1 + 4\pi \cdot \frac{\sum_n \bar{\alpha}_n N_n}{n} = \bar{n}^2 \quad [4.1A]$$

מקדם השבירה הוא סכום התרומות של האטומים הבודדים.

למעבר מורחב אי-הומוגנית, אך מבודד, יקבלו [3.24], [3.26] את הצורה:

$$\bar{n} = 1 + \int_{\Delta\omega - \gamma_e}^{\Delta\omega + \gamma_e} \frac{2\pi e^2}{m} \frac{f \bar{N}^*(\Delta\omega) d(\Delta\omega)}{\omega_0 \Delta\omega} \quad [4.2A]$$

כאשר פונקציית התפלגות הפרש האוכלוסיה מוגדרת על-ידי:

$$\bar{N}^*(\Delta\omega) = \text{האוכלוסיה בין } \Delta\omega \text{ לבין } \Delta\omega + d(\Delta\omega) \quad [4.3A]$$

פונקציה זו מנורמלת לפי הדרישה:

$$N^* = \int_{\Delta\omega - \gamma_e}^{\Delta\omega + \gamma_e} \bar{N}^*(\Delta\omega) d(\Delta\omega) \quad [4.4A]$$

ולכן:

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi e^2 f}{m\omega_0} \frac{1}{\Delta\omega} \int_{\Delta\omega - \gamma_e}^{\Delta\omega + \gamma_e} \bar{N}^*(\Delta\omega) d(\Delta\omega) = 1 + \frac{2\pi e^2 f}{m\omega_0} \frac{N^*}{\Delta\omega} \quad [4.5A]$$

$\frac{1}{\Delta\omega}$  הוא הערך של  $\frac{1}{\Delta\omega}$  בנקודת ביניים כך שמשפט ערך הביניים האינטגרלי יתקיים:

$$\Delta\omega - \gamma_e \leq \bar{\Delta\omega} \leq \Delta\omega + \gamma_e$$

כאשר  $|\Delta\omega| \ll \gamma_e$  יתקיים  $\bar{\Delta\omega} + \Delta\omega$ , וכחזור ונקבל מ-[4.5A] את [3.24]; ונוכל

להתעלם מהשפעת הרחבה האי-הומוגנית. הטיפול בפיצול העל-דק הוא דומה

האינטגרציה מוחלפת בסכימה) והמסקנה היא זהה.

נספח 4.2 רוחב קו שאינו זניח לעומת הפרדת הפיתולים

ככל שהשימוש בקו ברוחב שאינו זניח לעומת הפרדת הפיתולים אינו רצוי, קשה להימנע ממנו בקווים בהם המכפלה  $Nf\ell$  קטנה, או בקווים שרוחבם הטבעי גדול, וכזה המצב ברבים מקווי הנחושת בהם התעניינו<sup>(64)</sup>. מקרה זה נחקר על-ידי מרלו<sup>(45)</sup>, ובנסתפק פה בהצגת תוצאותיו.

נגדיר ב- $\Delta_0$  את הפרדת הפיתולים כאשר רוחב הקו זניח, וב- $\Delta$  את הפרדה הממשית. אזי:

$$\Delta = \nu (R_D, R_n, R_h) \Delta_0 \quad [4.6A]$$

כאשר  $R_D, R_n, R_h$  מבטאים את היחס בין הרחבת רופלר ( $\Delta\lambda_0$ ), ההרחבה הומוגנית ( $\Delta\lambda_n$ ) ורוחב המבנה העל-דק ( $\Delta\lambda_h$ ) לבין הפרדת הפיתולים  $\Delta_0$ :

$$R_D = \frac{\Delta\lambda_D}{\Delta_0} ; R_n = \frac{\Delta\lambda_n}{\Delta_0} ; R_h = \frac{\Delta\lambda_h}{\Delta_0} \quad [4.7A]$$

עבור הרחבה הומוגנית מקבלים:

$$\mu^2 - R_n^2 = (\mu^2 + R_n^2)^2 \quad [4.8A]$$

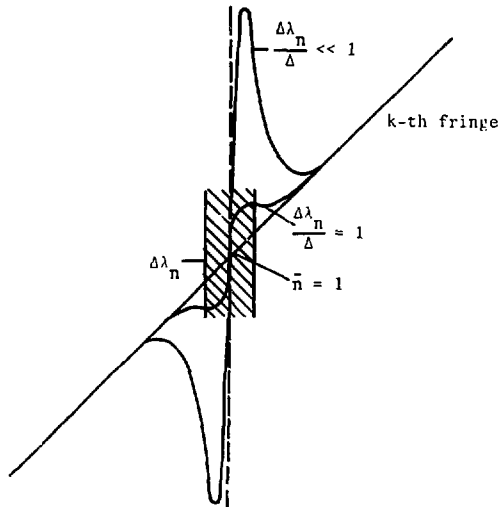
משוואה זו מקשרת בין  $\mu$ , שהוא היחס בין הפרדת הפיתולים הממשית  $\Delta$  והפרדת הפיתולים כאשר רוחב הפס זניח -  $\Delta_0$ , לבין  $R_n$ , שהוא היחס בין רוחב הקו הומוגני והפרדת הפיתולים  $\Delta_0$ . מכיון ש- $\Delta$  הוא גודל מדיד (בניגוד ל- $\Delta_0$ ), ו- $\Delta\lambda$  ידוע מנתונים ספקטרוסקופיים, ניתן לפתור את [4.8A] ולחלץ ממנה את  $\Delta_0$ , ואז אפשר לחשב את האוכלוסיה המבוקשת. אולם יש להיזהר בפתרון [4.8A], כי למשוואה זו ארבעה פתרונות. זוג אחד נקרא הפיתולים הפנימיים, וזוג אחר נקרא הפיתולים החיצוניים (ראת ציור 4.1A). (יש להבחין בין פיתולים חיצוניים אלה, והפיתולים התיצוניים לדובלט הנזכרים בנספח 5).

בפועל, הגודל הנחמד למדידה הם הפיתולים החיצוניים. עבורם מתקיים:

$$Nf\ell = \frac{\pi K}{r_0 \lambda_0^3} \frac{[\Delta^2 + (\Delta\lambda_n)^2]^2}{\Delta^2 - (\Delta\lambda_n)^2} \quad [4.9A]$$

משוואת [4.9A] עם [3.41], נקבל כי:

$\Delta < \Delta_0$  והיינו  $1 < \Delta$ . עבור  $R_n < 0.2$  תהיה השגיאה ב- $Nf\ell$  קטנה מ-10%.



ציור 4.1א מיתאר קווי ההתאככות למעברים בעלי חוזק מתנד שונה אך רוחב זהה (מסומך 45).

השפעת הרחבת דופלר אינה ניתנת לביטוי באופן אנליטי, ומרלו<sup>(45)</sup> מכיאה דיאגרמות עזרי לחישובה. באדי נחושת באורך גל 500 מתקיים:

$$\Delta\lambda = 65.6 \times 10^{-6} \sqrt{T} \quad [4.10\text{א}]$$

ועבור  $T < 5000 \text{ K}$  נקבל:

$$\Delta\lambda < 5 \times 10^{-3} \text{ נמ}$$

אין טוענים כי הטמפרטורה בשפופרת הלייזר גבוהה מטמפרטורה זו. זו הרחבה קטנה יחסית לרוחב ההומוגני ולמכנה העל-דק של רוב הקווים. לפי מרלו<sup>(45)</sup> להרחבה זו השפעה הפוכה מזו של שאר ההרחבות, דהיינו היא נוטה להגדיל את הפרדת הפיתולים. לפי הבר ופרקינסון<sup>(93)</sup>, שחקרו פלסמת אדי ברזל בשפופרות הלם, הרי השגיאה במקום הפיתולים עקב ההרחבות השונות נמוכה מ-1% עד לטמפרטורה של כ-10,000 K.

נספח 4.3 השפעת כושר ההפרדה של הספקטרוגרף

השפעת כושר ההפרדה של הספקטרוגרף נחקרה לאחרונה בפרוטרוט על-ידי פריש ואח'<sup>(94)</sup>

כדי לפטט את החישובים הם נערכו למקרה בו  $\phi = 0$ .



ההארה כפונקציה של אורך הגל במישור המוקד של הספקטרוגרף ניתנת על-ידי קונוולוציה של פונקציית העצמה  $I(\lambda, \gamma)$  בפונקציית התמסורת  $S(I)$  של הספקטרוגרף:

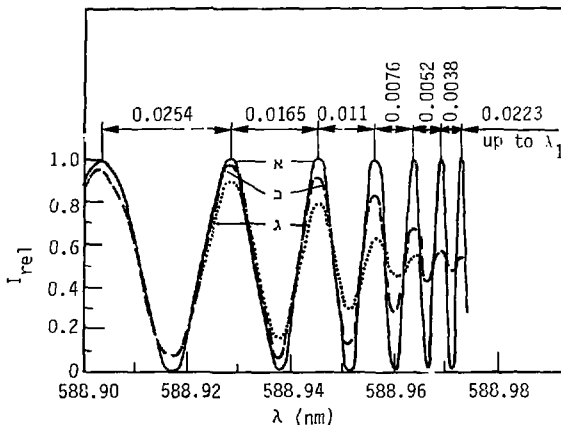
$$I_S(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda' - \lambda) \cdot I(\gamma, \lambda) d\lambda' \quad [4.11A]$$

פונקציית התמסורת תלויה אידיאלית ברוחב סידק הכניסה של הספקטרוגרף וניתן לקרבה על-ידי לורנציאן, גאוסיאן או פונקציית הנפיצה:

$$S(\lambda) = \frac{1}{s} \left[ \frac{\sin(\pi\lambda/s)}{\pi\lambda/s} \right]^2 \quad [4.12A]$$

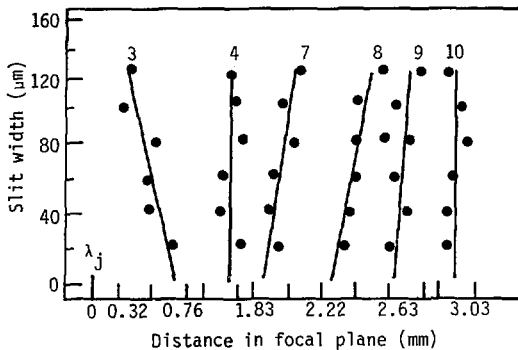
ו- $s$  הוא קבוע של המערכת.

כל אחת מפונקציות אלה סימטרית ב- $\lambda$ . הפונקציה  $I(\lambda, \gamma)$  אינה סימטרית, על כל פנים, קרוב לקו הבליעה, כי מחזוריה הולך ומתקצר. פעולת הקונוולוציה גורמת להסטת השיאים של  $I(\lambda, \gamma)$ , זמשום כך גם לשגיאה במדידת מרחק הפיתולים. כמו-כן קטנה והולכת משרעת פסי-ההאבכות ככל שהתדר במישור ה- $\lambda$  גדל, ואיחה הניגודיות בתמונה (ציור 4.2A).



ציור 4.2A הזפלגות ההארה על פסי התאבכות באינטרפרומטר בו  $\phi = 0$ . בתא הבליעה מצויים אדי נתרן המקיימים  $Nf\ell = 2.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . פונקציית התמסורת של הספקטרוגרף היא לורנציאן, ורוחבה: (א) ניתן להזחזה; (ב)  $0.003 \text{ nm}$ ; (ג)  $0.005 \text{ nm}$  (לפי סימוך 94).

הקונוולוציות חושבו ספרתית עבור פונקציות התמסורת השונות של הספקטרוגרף ולרחבים שונים בין  $8 \times 10^{-4}$  nm ל-  $5 \times 10^{-3}$  nm. קרוב לקו הכליעה התזוזה היא בכיוונו. רחוק מקו הכליעה התזוזה מהרחקת ממנו, כך שקיים איזור ביניים בו השגיאה מתאפסת. באיזור הרחוק, השגיאה המרבית במקום השיא שחושבה היא 4% מאורך המחזור, ומתרחשת כאשר רוחב פונקציית התמסורת שווה לרוחב המחזור. תוצאות אלו נבדקו באופן ניסויי ומודגמות בצירוף 4.3א. הדיספרסיה הליניארית ההפוכה של הספקטרוגרף הנבדק היתה  $0.138$  mm/mm, והשגיאה קטנה ככל שקטן סרק הכניסה. בסדק שרוחבו  $10$   $\mu$ m שגיאה זו זניחה. כפי שמוצג בבספס 5, הדיספרסיה ההופכית במערכתנו היתה אף קטנה מזו המתוארת כצירוף 4.3א והסדק היה ברוחב  $10$   $\mu$ m. עם זאת, רוחב פונקציית התמסורת לא היה טוב מ-  $3 \times 10^{-3}$  mm, עקב פגמים שונים בספקטרוגרף שהיה ברשותנו. המרחק בין הפיתולים גדול תמיד מאורכי מחזור אחדים של  $I(\lambda, \gamma)$ . משום כך ניתנת השגיאה עקב כושר ההפרדה הסופי של הספקטרוגרף להזנחה.



צירוף 4.3א קביעה ניסויית של התזוזה  $z$  בשיא פס ההתאבכות כפונקציה של רוחב סדק הכניסה לספקטרוגרף.  $\lambda_j$  הוא מקום קו הכליעה. המספרים מציינים מספר סידורי של פס ההתאבכות החל מקו הכליעה (לפי סימון 94). ציר המרחק אינו דציף, אלא מחובר מקטעים סביב כל פס ההתאבכות.

בספס 4.4 דיוק ההגדרה של מקום הפיתוק

מקום הפיתול מוגדר כנקודה בה  $dy/d\lambda = 0$ . קצב השינוי של  $\gamma$  הוא אפסי בסביבת נקודה זו, ולכן יש קושי בזיהויה. פרט לקושי עקרוני זה קיימים קשיים טכניים

כגון פרלקסה והשגיאות הרגילות במדידת מרחק. בעוד שהבעיות הטכניות יירוננו  
בנספח 5, נדון כאן בקושי העקרוני וכשגיאה הנובעת ממנו.

אם  $\Delta y$  הוא השינוי המיזערי ב- $y$  שאנו מסוגלים לגלות, הרי שבסביבת הפיתול יתקיים:

$$\Delta y = \frac{dy}{d\lambda} \Big|_{\lambda_h} (\Delta\lambda) + \frac{d^2y}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_h} (\Delta\lambda)^2 + O(\Delta y^2) \quad [4.13א]$$

כאשר  $\lambda_h$  מסמן את נקודות הפיתול. מהצבת [3.39] ב-[3.38] נקבל:

$$\frac{dy}{d\lambda} = \frac{1}{2\phi} \left[ \pm K + \frac{A\lambda}{(\lambda - \lambda_0)^2} \right] \quad [4.14א]$$

ולכן:

$$\frac{d^2y}{d\lambda^2} = -\frac{1}{\phi} \left[ \frac{A\lambda}{(\lambda - \lambda_0)^3} \right] \quad [4.15א]$$

בנקודה כה אנו עוסקים,  $\lambda_h$ , יתקיים  $\left. \frac{dy}{d\lambda} \right|_{\lambda_h} = 0$  ולכן גם  $K = \frac{A\lambda}{(\lambda_h - \lambda_0)^2}$ . לכן נוכל  
לשנות ל-[4.13א] את הצורה:

$$\Delta y = -\frac{1}{\phi} \sqrt{\frac{K}{A\lambda}} (\Delta\lambda)^2$$

מכאן, שלכושר גילוי  $\Delta y$  נתון, ולהפרש אוכלוסיה נתון לסמ"ר, תהיה השגיאה כקביעת אורך  
הגל קטנה יותר ככל ש- $K$  גדול יותר. לפי [3.37] שיפוע קווי ההתאככות רחוק ממרכז קו  
הכליעה נתון על-ידי:

$$\frac{dy}{d\lambda} = \frac{K}{2\phi}$$

מכאן שכלל שקווים אלו משופעים יותר, כי  $K$  גדול יותר, תקטן איפוא הטעות כקביעת  
נקודת הפיתול. מאידך,  $K\Delta_h^2 = A\lambda$  הוא קבוע (הגודל הנמדד) ולכן  $K$  גדול מאוד יגרור  
 $\Delta_h$  קטן, ופגיעה כדרישה הבסיסית כי נקודת הפיתול תהיה רחוקה מקו הכליעה. גם  $K$   
נמוך מדי אינו רצוי, כי חישוב  $K$  יוצא מן ההנחה ש- $K \ll 1$ . רצוי איפוא לכוון את  
המערכת כך ש- $10^3 < K < 10^4$ .

שגיאה קבועה ב- $\Delta_h$  גורמת לכך שהדיוק יורד ככל ש- $\Delta_h$  קטן יותר. לכן יש עניין כשיפור  
הדיוק במדידת  $\Delta_h$  קטנים. שיטה כזו הוצעה לאחרונה על-ידי סנדמן (95). נצא מחוץ  
המשוואות [3.38], [3.39]:

$$\left. \frac{dy}{d\lambda} \right|_{dK=0} = \frac{K}{2\phi} \left( 1 - \frac{1}{K} \frac{A\lambda}{(\lambda - \lambda_0)^2} \right) \quad [4.16א]$$

כאשר  $dK = 0$  מציינו כי אנו צמודים לפס ההתארכות שמספרו  $K$ . את תנאי הפיתול

$$\left. \frac{dy}{d\lambda} \right|_{dK=0} = 0 \quad \text{אפשר להציג גם בצורה:}$$

$$\frac{1}{K} \frac{A\lambda}{(\lambda_h - \lambda_o)^2} = 1 \rightarrow (\lambda_h - \lambda_o)^2 = \frac{A\lambda}{K} \quad [4.17A]$$

מכאן לפי [3.31]:

$$\frac{1}{K} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{K} \frac{A}{(\lambda - \lambda_o)^2} = \frac{(\lambda_h - \lambda_o)^2}{(\lambda - \lambda_o)^2} = \frac{\Delta_h^2}{\Delta^2} \quad [4.18A]$$

כאשר  $\Delta \equiv \lambda - \lambda_o$ ,  $\Delta_h \equiv \lambda_h - \lambda_o$ . מההגדרה נובע כי  $d\Delta = d\lambda$ ,

ולכן המשוואה [4.16A] מקבלת את הצורה:

$$\left. \frac{dy}{d\lambda} \right|_{dK=0} = \frac{K}{2\phi} \left( 1 - \frac{\Delta_h^2}{\Delta^2} \right) = \left. \frac{dy}{d\Delta} \right|_{dK=0} = 0 \quad [4.19A]$$

במסגרת אילוץינו ( $10^3 < K$ ) אפשר להניח כי  $K$  קבוע בעוברנו מפס התאבכות אחד לשכנו, וגם בחחוס המעניין המצומצם, כפונקציה של  $\Delta$ . ולכן ניתן לערוך אינטגרציה

של המשוואה [4.19A] ולקבל:

$$y = \frac{K}{2\phi} \left[ \Delta + \frac{\Delta_h^2}{\Delta} - p\delta\Delta \right], \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad [4.20A]$$

כאשר  $P = K - (K - P)$  מגדיר את פס ההתאבכות המסויים עליו נערכה האינטגרציה, והוא

קבוע האינטגרציה (ראה ציור 3.6), ו- $\delta\Delta = \delta\lambda$  הוא המרווח האופקי בין פס התאבכות

אחד למשנהו, הרחק מקו הבליעה. אנו רואים כי בסביבות קו בליעה מהווים פסי

ההתאבכות משפחת היפרבולות, ובעייתנו היא בעצם התאמתן לפרמטר  $\Delta_h$ . מכיון ש- $d\delta = d\lambda$ ,

לפי [3.45] ובהצבה  $I = 1$  נקבל:

$$K = \frac{-\lambda}{\delta\lambda} = \frac{-\lambda}{\delta\Delta} \quad [4.21A]$$

ולכן המרווח האופקי יקיים:

$$\delta\Delta = -\frac{K}{\lambda} \quad [4.22A]$$

על-ידי הצבת ערך זה ב-[4.20A] לשני פסי התאבכות עוקבים, נקבל את המרווח האנכי בין

פסי התאבכות:

$$\delta y = \frac{K}{2\phi} [-P\delta\Delta] = P \frac{K^2}{2\phi\lambda} \quad [4.23A]$$

(מביטוי זה אפשר לחשב את  $\phi$  המינימלי שמוותר לנו לכחור.  $\delta y_{\max}$  הוא הגובה המרבי במישור המוקד העומד לרשותנו, ואנו זקוקים לפחות לשני פסי התאבכות  $(P = 1)$ .

נסמן את קואורדינטת  $y$  של נקודות הפתול  $+\Delta_h$  ו- $-\Delta_h$  ב- $y_+(P_1)$  וב- $y_-(P_2)$ , בהתאמה. ההפרש ביניהן - מרווח הפיתולים בכיוון  $y$  - יהיה (על-ידי הצבת  $\pm\Delta_h$  ב- $[4.20\Delta]$ ):

$$y_+(P_1) - y_-(P_2) \equiv \Delta y = \frac{K}{2\phi} \left[ \left( \Delta_h + \frac{\Delta_h^2}{\Delta_h} - P_1 \delta \Delta \right) - \left( -\Delta_h - \frac{\Delta_h^2}{\Delta_h} - P_2 \delta \Delta \right) \right]$$

או:

$$\Delta y = \frac{K}{2\phi} [4\Delta_h + (P_1 - P_2)\delta\Delta] \quad [4.24\text{א}]$$

עבור  $\frac{1}{4} < \frac{K}{2\phi} < 1$  או  $P_1 - P_2 > 0$ , ניתן למדוד גודל זה בדיק דב יותר מאשר את  $\Delta_h$ . חילופ  $\Delta_h$  וחלושבו האוכלוסיה הוא מיירי. בתנאים מעשיים ניתן לבחור ב- $P_1 - P_2 = 5$  ולקבל שיפור ניכר בדיק, אך חייבים להיזהר מאד כזיהוי נכון של סדר קווי ההתאבכות.

כאמור בנספח 4.2 עבור  $R_n \leq 0.2$  השגיאה העקרונית בקביעת  $\Delta$  גדולה מ-10%. ניסיון רב-שנים הראה כי בתנאים אלה קיימת גם שגיאת אבוש בקביעת  $\Delta$  ויש נטיה להגזים בהערכה<sup>(93)</sup>. חוקרים רבים מגבילים עצמם למדידות בהן  $R_n < 0.3$ ; על-ידי מדידת  $\Delta$  אפשר לרדת מערך זה.

מיכון המדידות על-ידי התאמת הערך הניסויי למשפחת הפרבולות יכול להסיר מיגבלח אנוש זו.

#### נספח 4.5 השפעת ריכוז האלקטרונים

את גורם השבירה  $n$  של פלסמה אפשר לבטא על-ידי<sup>(96)</sup>:

$$n^2 = 1 - \alpha n_e \lambda^2 \quad [4.25\text{א}]$$

כאשר  $\lambda$  אורך הגל ב-cm,  $n_e$  ריכוז האלקטרונים בסמ"ק ו- $\alpha = 8.8 \times 10^{-28}$ . עבור  $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n = 500$  נקבל:

$$n^2 = 1 - 2.2 \times 10^{-7}$$

לפי [3.21] מקדם השבירה (האנומלי) בו ניתקל בעבודתנו הוא בערך  $n^2 = 1 - 10^{-2}$ . באורכי הגל ובריכוזי האלקטרונים שפגשנו בעבודה הנוכחית ניתן איפוא להזניח השפעה זו; עם זאת הם יכולים להרחיב את המעברים בהרחבת טרטק<sup>(97)</sup>.

נספח 4.6 השפעת אי-הומוגניות של הלייזר הנבדק

השפעת אי-הומוגניות נדונה על-ידי סנדמן ואברהים למקרה של מדידות במבערים<sup>(69)</sup>, והקורא מופנה אליהם לחישובים המפורטים. נסתפק בתיאור איכותי של המצב.

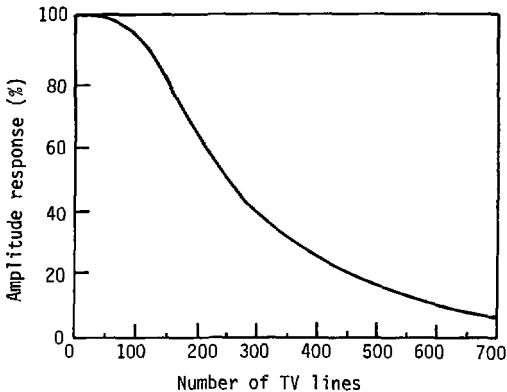
נזכור ראשית כי ענף הייחוס של האינטרפרומטר הוא תמיד הומוגני. כמו-כך נזכור כי אי-אחידות אורכית מתמצעת מעצם שיטת המדידה, ולכן עלינו להיזהר רק מאי-אחידות רדיאלית. מבנה האינטרפרומטר והספקטרוגרף הסטיגמטי הם כאלה שלאיזורים בעלי גובה שונה בלייזר יחאים  $y$  שונה במישור המוקד. עלינו להקפיד איפוא למדוד את  $K$   $\Delta_h$ -1 תמיד באותו  $y$ . דרישה זו אפשר לקיים אך בקירוב. אולם:

$$\left(\frac{\Delta K}{K}\right)_\lambda = \frac{N_\phi + N_g}{K} \quad [4.26\text{א}]$$

כאשר  $N_\phi$  מספר פסי ההתאבכות עקב הזווית  $2\phi$  בין ענפי האינטרפרומטר ו- $N_g$  מספרם עקב הגז הנבדק, בגובה המואר. אם  $K$  מספיק גדול לעומת  $N_\phi + N_g$  אפשר להתעלם מאי-הומוגניות. לעין ייראה הדבר כפסי התאבכות ישרים הרחק מקו-הבליעה.

נספח 5 הדיוק וכושר ההפרדה של הספקטרוגרף והמערכת לרישום תמונות ולפיענוח

נדון בכושר ההפרדה של המערכת המשולבת ספקטרוגרף - מצלמת וידיקון. המצלמה פעלה בתקן CCIR 625 שורות (התקן הנהוג בישראל). בשיטה זו הזמן לסקירת שורה הוא  $64 \mu s$  (ברוטו) וזמן השלמת מסגרת הוא כ-20 ms (כל תמונה מחולקת לשתי מסגרות). קוטרו הנקוב של הוידיקון הוא  $2/3$ ". נתון זה מתייחס לקוטר מעטפת הזכוכית של הוידיקון. אורך האיזור הנסקר על-ידי קרן האלקטרונים הוא 8.8 מ"מ וגובהו 6.6 מ"מ. כושר ההפרדה הנקוב הוא 700 שורות; וכך מתכוונים לומר כי אם תחולק שורה אופקית ל-700 צדדים של נקודות בשחור-לבן, יהיה האות המתקבל מסקירת שורה זו מורכב משרשרת פולסים שרוחבם כ-90 ms וגובהם 10% מגובה הפולסים שהיו מתקבלים אילו חולקה השורה לצמד שחור-לבן יחיד. עקום התגובה של הוידיקון נתון בציור 5.A.



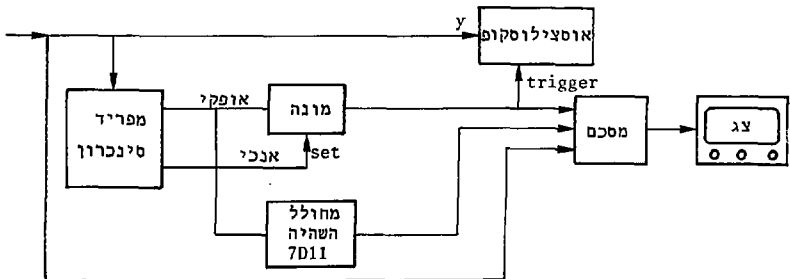
ציור 5.1A תגובת המשרעת של הוידיקון 8844, כפונקציה של מספר הקווים.

לפי ההגדרה הנ"ל המדחק המינימלי בין שתי נקודות על-פני שורה בוידיקון שתפוקתן ניתנת להפרדה הוא  $12.6 \mu m$ . הנפיצה האופיינית של הספקטרוגרף באורכי גל שבתחום התעניינותנו היתה כ- $0.1 \mu m/mm$ , או מת 0.88 למלוא המסך. כושר ההפרדה של הספקטרוגרף היה כ-מת 0.003 המתאימים בתנאים אלה לכ- $30 \mu m$  על פני הוידיקון,

או פי 2.5 מכושר ההפרדה המרבי שלו. בתנאים אלה יהיה מספר הקווים המרבי שבשימוש רק 240, וכפי שנראה מציור 5.1K, תגובת הוידיוקון שם היא כ-65% מתגובתו המרבית. אנו נזכה איפוא גם לרגישות וניגודיות טובים בכושר ההפרדה הגבולי, וגם הזנת המופע תהיה קטנה בשל הקיזוז בהזנת המופע הקיים במצלמת הטלוויזיה, תכונה חשובה במדידות אינטרפרומטריות (ראה בספח 4.3). בנפישות נמוכות יותר נשאר היחס כין כושר ההפרדה והנפיצה של הספקטרוגרף קבוע.

המערכת לרישום התמונות כללה מקליט טרט מתוצרת "סוני", הנקוב כבעל כושר הפרדה בן 300 שורות. בתנאינו ניתנה הפגימה בכושר ההפרדה להזנחה.

המערכת לפיענוח התמונות מתוארת בציור 5.2K, והיא מבוססת על העובדה שאות החוזי (video) מתאר למעשה את הצפיפות האופטית של התמונה, שורה אחר שורה<sup>(98)</sup>. אות הטלוויזיה המורכב, מכיל פרט לאות חוזי גם אותות סינכרון המפרידיט בין שורה לשורה ומסגרת למסגרת. מפריד הסינכרון מפיק את אותות הסינכרון האופקיים והאנכיים מאות החוזי המורכב, והוא מעגל שגרתי המצוי בכל צג. את אותות הסינכרון היזנו למונה: האות האנכי מאפסו ואחרי מספר בקוב מראש (וניתן לבחירה) של אותות אופקיים הוא מפיק אות סינכרון לאוסצילוסקופ שלכניסתו מגיע אות החוזי המורכב. על מסכו של האוסצילוסקופ יוצג עתה אות החוזי המתאים לשורה שמספרה הסידורי מופיע במונה. אות הסינכרון, שרוחבו כרוחב שורה, מוזן גם למסכם ומשם לצג, והשורה שנבחרה מסומנת עליו בקו שחור, לשם התמצאות המפעיל.



ציור 5.2K מערכת לפיענוח התמונות. המערכת מזהה כל בקודה על-פני הצג בכושר הפרדה 520x520, והיא חופשית משגיאות הנובעות מעיוותים גיאומטריים בצג. על-פני מסך האוסצילוסקופ מוצגת הבהירות כפונקציה של המקום בשורה אופקית אחת הנבחרת על-ידי המונה.



בנוסף לכך מוזן אות הסינכרון האופקי למחולל השהיה ספרתי המבוקר על-ידי גביש, ותפוקתו של זה, שרוחבה כרוחב נקודה, דהיינו כ-100 ns, נמסרת אף היא למסכם. תפוקה זו מופיעה על מסך הצג בכל שורה ושורה ויוצרת לכך קו אנכי, שהקואורדינטה שלו מופיעה על מחולל ההשהיה. באופן כזה אנו מסוגלים:

(א) למדוד את הקואורדינטות של כל נקודה על הצג.

(ב) למדוד את אות החוזי המתאים לשורה מזוהה וללמוד מכך על הליניאריות וכושר

ההפרדה, כמפורט להלן (ראה ציור 5.3א).

הספקטרוגרף בו השתמשנו היה בהצבת אברט (Ebert) כאשר סוק הכניסה גבוה מהרמות המתקבלת במישור המוקד. בהצבה כזאת נמצא הסריג "סידור ליטרון" ואז נתון הקשר בין  $\theta$  (זווית הסריג) ולבין סדר הספקטרוגרף K ואורך הגל  $\lambda$  על-ידי:

$$\sin\theta = \frac{1}{2} K\lambda N \quad [5.1A]$$

כאשר N הוא מספר הקווים לסנטימטר בסריג (אצלנו  $N = 6000$ ). אם אורך המוקד של הספקטרוגרף הוא f הרי הנפיצה מבוטאת על-ידי:

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = 2f \cdot \frac{d\theta}{d\lambda} \quad [5.2A]$$

כאשר d $\lambda$  הוא שינוי המרחק כבוון  $\lambda$  במישור המוקד. לפי [5.1A]

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{KN}{2\cos\theta} \quad [5.3A]$$

ולכן:

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{KNf}{\cos\theta} \quad [5.4A]$$

העוסקים בספקטרוגרפים נוהגים להתייחס ל"נפיצה ההופכית" ואזי:

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{\cos\theta}{KNf} \quad [5.5A]$$

המערכת לפיענוח בה השתמשנו מודדת מרחקים ספקטרוליים ביחידות השהיה. אורך שורה

(נטו) בדגם התירה (scanning) הוא 520 יחידות השהיה. המרחק הספקטרולי  $\Delta\lambda$  בין

שתי נקודות שמר.  $\Delta\lambda$  במישור המוקד הוא:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda \frac{\cos\theta}{KNf} \quad [5.6A]$$

סינכרון ללייזר הצבע. מוכטח כן סינכרון ללייזר הצבע ולייזר אדי הנחושת, השהיה

מתאימה ושיפור טוב מ-1:75 בניגודיות.

אות נוסף שמפיקה מערכת הפתיקה הוא אות לסינכרון תא הבליעה, שידון בסעיף 5.4.

מראה חלקי של המעבדה נראה כצוור 4.4. כפי שאפשר להבחין, נפח המעבדה כמעט

והספיק להכלת כל הצווד.

טבלה 5.1א. הדיירות המערכת לרישום תמונות ופיענוחן.

סטיות L מהמוצע (%)	L <sub>0</sub> (מ"מ)	$\theta^{\circ} = \sin^{-1}(KAN)$	סדר K	יסוד	גודק הדובלט (מדוד ביחידות השהיה)
-2.4	7.75	6.29	I	Hg	38
+0.1	7.95	10.08	I	Na	47
-0.6	7.89	12.65	II	Hg	76
0.0	7.94	19.18	III	Hg	117
+1.3	8.04	20.73	II	Na	99
+2.5	8.14	25.98	IV	Hg	160
-0.4	7.91	31.67	III	Na	164
+1.4	8.05	33.20	V	Hg	217
+2.1	8.11	41.07	VI	Hg	287
-0.9	7.87	44.43	1V	Na	262
-3.1	7.69	61.04	V	Na	494
	7.94	ממוצע			

מהתוצאות בטבלה 5.1א מקבלים סטיית תקן ל- $L_0$  שהיא  $0.14 \text{ mm}$  ולכן:

$$L_0 = 7.94 \pm 0.14 \text{ mm (ממוצע)}.$$

ראוי לציין כי האורך הנקוב על-ידי היצרן למימד זה של הוידיקון הוא  $8.8 \text{ מ"מ}$ , אולם ערך זה תלוי בגורמים רבים שאין ליצרן שליטה עליהם, כגון תפוקת מגברי ההטיה האופקית, סלילי ההטיה האופקית וכיו"ב. גם כאורך המוקד של הספקטרוגרף תיתכן שגיאה.

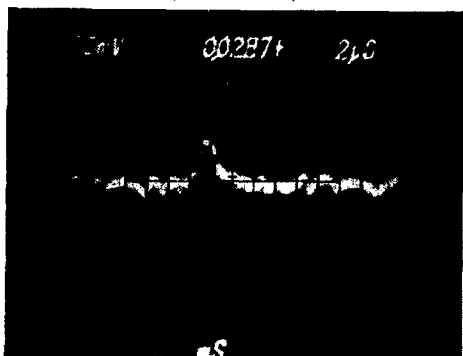
המסקנות החשובות מטבלה 5.1א הן כדלקמן:

(א) ליגיארייות משביעת רצון כתחום המדידה. מרחקי הקווים השתנו מחלק קטן של מסך (38 יחידות השהיה) ועד למסך מלא (494 יחידות השהיה) כאשר חסטיה מהמוצע לא

עלתה על  $\pm 3.1\%$  וסטיית התקן היתה  $1.8\%$ .

(ב) נפיצת המערכת נקבעה בתחום רחב של זוויות סריג וחפרש אורכי הגל יכול עתה להימדד בדיוק הנ"ל. דיוק טוב יותר: ושג על-ידי שימוש בדובלט הנמצא ממש בתחום המדידה. בדרך זו נקטנו בכל מדידה בה חזדמן דובלט מתאים.

כושר ההפרדה של המערכת מודגם כצויר 5.3.



צויר 5.3 הדגמת כושר ההפרדה של המערכת לרישום תמונות ופיענוחן. אורך הגל מת 546; הספקטרוגרף בסדר חמישי. התמונה צולמה מאוניצילוסקופ שמצוי במערכת המחוארת כצויר 5.2.

הצילום נערך בתנאים הבאים: תחילה זוהה סדר אפס של הספקטרוגרף, שבו מופיע מקור אור רציף כקו אנכי יחיד. אז מוחלף המקור הספקטראלי למנורת כספית. פילטר התאככות מכודד את הקו החזק באורך הגל  $\lambda = 5460.74 \text{ \AA}$ . זווית הסריג הוגדלה בהדרגה עד להופעה החמישית של קו הכספית על הצג. מיקוד הוידיקון וסדק הכניסה נעשה תוך דקות אחדות על-ידי הזזתם בעזרת מיקרומטר. התמונה שנחקבלה הוקלטה על רשם הסרט ופוענחה בעזרת המערכת לפיענוח. רוחב הסרט היה  $20 \mu\text{m}$ . רוחב האות בחצי הגובה הוא 9 יחידות השהיה. זווית הסריג באורך גל זה ובסדר חמישי היא  $24^{\circ}79$ . לכן כושר ההפרדה של המערכת הוא (לפי [5.5א] ער [5.7א]):

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{5.46074 \times 10^3}{0.29 \times 8 \times \frac{9}{520}} = 136000$$

המצלמה הופעלה בצילום זה במצב low-light, המקטין את רוחב הפס שלה. במצב high-light רוחב הקו היה 6 יחידות וכושר ההפרדה הוא 204000.

לבסוף נעיר כי תוצאות אלה אינן בשום פנים מיטבה של המערכת, וכדי להשיגו די בכיוונון תפוז, כמעט כלאחר יד. אולם די בהן לצדכיננו.

נספח 5 דוגמה למדידת איכלוס: מדידות האיכלוס של רמות הלייזר העליונות

סכימה חלקית של רמות האנרגיה אשר שימשו למדידת האיכלוס של רמות הלייזר העליונות, בצירוף נתונים ספקטרוסקופיים, מופיעים בסעיף 5.2. שלושת המעברים הנדונים כאן הם מעברים בין רמות אנרגיה "ריגילות" של החושה, בהן רק האלקטרון התיצובני מעורר. ההסתה האיזוטופית והפיצול העל-דק זניחים בהם לעומת הרחבת דופלר<sup>(43)</sup>, וחוזקי המתבר הגרולים גרמו למרחקי פיתולים גדולים מאוד לעומת רוחבי דופלר, כמודגם בצירוף 5.2, עבור המעבר (מת 515.3 nm)  ${}^2P_{1/2}^0 \leftrightarrow {}^2D_{3/2}$ . במדידת האיכלוס ברמה  ${}^2P_{3/2}$  המצב מסובך יותר מאחר שהיא קשורה לשתי הרמות  ${}^2D_{5/2}$  ו- ${}^2D_{3/2}$  והמעברים אליה יוצרים דובלט. הדובלט, הפיתולים סביבו ופיענוחם מוצגים בצירוף 6.1A.

מדידתנו מפיקה את הערך  $N^* = N(1 - Q)$ , כלומר את האוכלוסיות במעבר הנמדד. ישנם שלושה מעברים וארבע רמות, דהיינו ארבעה נעלמים ושלוש משוואות. על-ידי מדידותינו בלבד לא ניתן לחשב את האוכלוסיות המבוקשות.

נחל איפוא קביעת היחסים ביניהן.

מהגדרת  $N^*$  נובעים הקשרים הבאים בין הפרשי האוכלוסיות והאוכלוסיות כרמות השונות:

$$(f_1 \text{ המתבר}) \quad N_1^* = N_{\ell 1} - \frac{2}{3} N_{u 1} \quad [6.1A]$$

$$(f_2 \text{ המתבר}) \quad N_1^* = N_{\ell 1} - N_{u 2} \quad [6.2A]$$

$$(f_3 \text{ המתבר}) \quad N_2^* = N_{\ell 2} - \frac{1}{2} N_{u 2} \quad [6.3A]$$

כאשר:

$$4p \quad {}^2P_{3/2} \quad \text{ברמה היא האוכלוסיה } N_{\ell 1}$$

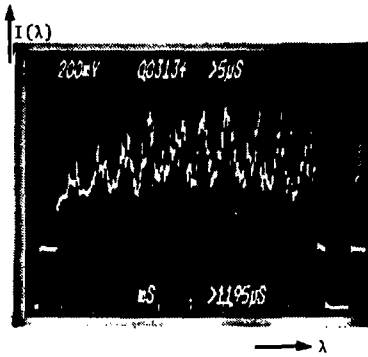
$$4d \quad {}^2D_{5/2} \quad \text{ברמה היא האוכלוסיה } N_{u 1}$$

$$4d \quad {}^2D_{3/2} \quad \text{ברמה היא האוכלוסיה } N_{u 2}$$

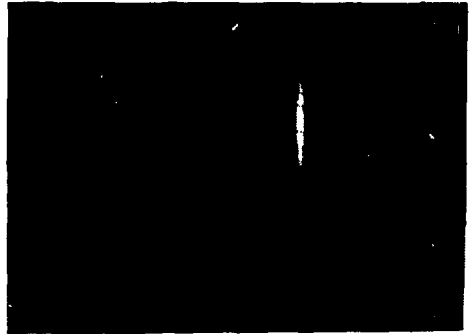
$$4p \quad {}^2P_{1/2} \quad \text{ברמה היא האוכלוסיה } N_{\ell 2}$$

הקשר בין הפיתולים כסביבות הדובלט ופרשי האוכלוסיה נתון על-ידי<sup>(45)</sup>:

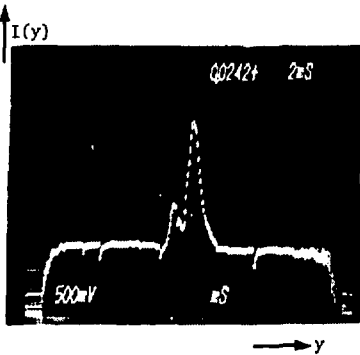
$$\frac{4\pi K}{r_0^3} = \frac{N_1^* f_1 \lambda_1^3}{\Delta_{1i}^2} + \frac{N_2^* f_2 \lambda_2^3}{\Delta_{2i}^2} \quad [6.4A]$$



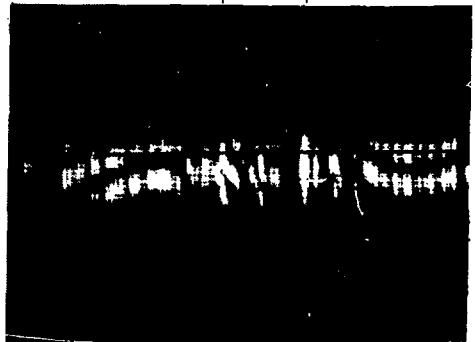
(א)



(n)



(ד)



(ב)

ציר 6.1K רובלט המעברים  $^2P_{3/2} \leftrightarrow ^2D_{5/2}$ ,  $^2P_{3/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$  (521.8+522.0 nm) לייזר

(א) לייזר הצבע מוסתר ושפורת הלייזר בפעולה, הקו האופקי השחור והקו האנכי הלכן הדק נוצרים על-ידי המערכת לפיענוח ומסמנים את מקום הפיתול. כדי לקבוע במדויק בעזרים כמסך האוסילוסקופ.

(ג) סקירה לאורך שורה של האינטרפרוגרמה, המבנה הדק של לייזר הצבע מפריע לאיחור מקום הפיתול.  $I(\lambda)$  אינה פונקציה "חלקה".

(ד) סקירה לאורך עמודה של האינטרפרוגרמה, המבנה הדק של לייזר הצבע אינו מפריע  $I(y)$  היא גאוסיאן]. שרטוט מקום השיא במישור  $\lambda, y$  מאפשר קביעה מדויקת של מקום הפיתול.

כאשר  $\Delta_{ij}$  הוא מרחק הפיתול  $i$  מקו תכליעה  $j$  ו- $K_1$  הוא סדר פסי ההתאככות (ראה נספח 3).  
לא תמיד ישנם למשוואה [6.4] ארבעה פתרונות ממשיים, ובמידות הנוכחיות נעדרו  
לעיתים שני הפיתולים הפנימיים. הסתפקנו איפוא ברישום של שני הפיתולים החיצוניים  
בלבד.

הקשר בין הפיתולים בסביבות הסינגלט  $nm$  515.3 והפרש האוכלוסיה נתון על-ידי:

$$\frac{\pi K_2}{r_0 \ell} = \frac{N_2^* f_2 \lambda_2^3}{\Delta_2^2} \quad [6.5א]$$

כאשר  $\Delta_3$  הוא המרחק בין הפיתולים ו- $K_2$  הוא סדר פסי ההתאככות.

נשׁוּרָה עתה ל-[6.4] את הצורה:

$$\alpha = \frac{aN_1^*}{\Delta_{1i}} + \frac{bN_1^{**}}{\Delta_{2i}} \quad i = 1, 2 \quad [6.6א]$$

$$\text{כאשר: } \alpha = \frac{4\pi K_1}{r_0 \ell} ; a = f_1 \lambda_1^3 ; b = f_2 \lambda_2^3$$

מכאן:

$$\frac{aN_1^*}{bN_1^{**}} = \frac{\frac{1}{\Delta_{22}} - \frac{1}{\Delta_{21}}}{\frac{1}{\Delta_{11}} - \frac{1}{\Delta_{12}}} \equiv R \quad [6.7א]$$

בעזרת טבלה 5.1 נוכל עתה לרשום את השוויונות הבאים:

$$\alpha = \frac{4\pi K_1}{r_0 \ell} = 7.4 \times 10^{11} K_1 \text{ cm}^{-2}$$

$$\left. \begin{aligned} a &= f_1 \lambda_1^3 = 10.64 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-3} \\ b &= f_2 \lambda_2^3 = 1.27 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{a}{b} = 8.38$$

כמו-כן המרחק בין שני אברי הדובלט הוא  $nm$  0.1868

ההקלטות נערכו בזו אחר זו, תחילה לסינגלט ואחר-כך לדובלט, תוך הקפדה על תנאי ניסוי  
קבועים. דוגמות לנתונים הגולמיים המתקבלים מפיענוח סרט ההקלטה במערכת שלנו נתונה

בטבלה א.1.6. על-ידי מחוללי ההשהיה מסמנים "צלב" - חיתוך הקו השחור האופקי עם הקו

הלבן האנכי - על הנקודה שאת הקואורדינטה שלה מבקשים למדוד (ראה ציור א.1.6).

אנו מסתפקים ברישום הקואורדינטה האופקית, שהיא קואורדינטה אורך הגל ביחידות השהיה.

טבלה 6.1A נתונים לחישוב האוכלוסיה ברמות  $2P_{3/2}$ ,  $2P_{1/2}$ . מובאים ערכים ביחידות  
 השהיה המייצגות אורכי גל. מתח-הספק 11.8 kV;  $P_{Ne} = 140$  mbar;  
 $\Delta\lambda = 9.17$  nm; סדר רביעי בטפקטרוגרף; תדר 4 kHz; קבל אגירה 2000 pF.  
 תאריך המדידה: 26.4.1979.

Dye -laser delay	$\lambda$ -axis Coordinates*						קואורדינטות* בציר $\lambda$			
	דובלט						סינגלט			
	522.0 ÷ 521.8 nm						515.3 nm			
(ns)	$P_1$	$P_2$	$\Delta_1$	522.0 $L_1$	521.8 $L_2$	$\Delta_2$	$P_1$	$P_2$	$\Delta_1^1$	$\Delta_2$
	129	207	295	313	384	430	166	249	326	369
460	143	241	287	312	385	444	184	273	315	385
	113	201	289	313	384	441	163	255	310	385
	114	207	278	312	384	459	147	248	296	410
480	114	208	277	311	384	458	153	251	295	408
	145	243	281	311	383	451	165	262	304	398
	117	218	267	312	383	472	150	247	289	413
500	117	220	272	312	384	467	150	250	290	414
	113	216	268	312	384	469	155	257	292	414

\*פירוט הקואורדינטות:

- $P_1$  - קואורדינטת פס ההתאבכות שסדרו K; נמדדת הרחק מפס הבליעה ככל שמתיר הצג.
  - $P_2$  - קואורדינטת פס ההתאבכות שסדרו  $1 - K + q$ .
  - $\Delta_1$  - קואורדינטת הפיתול השמאלי ל-522.0 nm.
  - $L_1$  - קואורדינטת קו הבליעה 522.0 nm.
  - $L_2$  - קואורדינטת קו הבליעה 521.8 nm.
  - $\Delta_2$  - קואורדינטת הפיתול הימני ל-521.8 nm.
  - $\Delta_1^1$  - קואורדינטת הפיתול הימני לקו הבליעה 515.3 nm.
  - $\Delta_2^1$  - קואורדינטת הפיתול השמאלי לקו הבליעה 515.3 nm.
- $L_1$  ו- $L_2$  זהו לפי הפליטה הספונטנית המופיעה במרכז הקו (ראה ציור 6.1A והסבריו).



המרחק בין אברי הרובלט מתאים ל:  $L_2 - L_1 = 72$  יחידות השהיה על המסך ( $7.2 \mu s$ ).  
 מכאן שכל יחידת השהיה מתאימה ל- $2.59 \times 10^{-3}$  וזלכך:

$$K_1 = \frac{\lambda_1}{P \Delta \lambda_1} = \frac{5.21820 \times 10^{-5}}{2.59 \times 10^{-10} P} \quad [6.8A]$$

כאשר

$$P = (P_2 - P_1) \frac{1}{q - 1} \quad [6.9A]$$

עבור  $P = 50$  נקבל  $K = 4030$ .

בנספח 4.3 קבענו חסם תחתון  $K = 1000$  כדי שהמידה תהיה מדוייקת. אנו רואים שקביעה זו תוקיים עבור כל  $P > 200$ . מכיון שבמסכנו בסך-הכל 520 יחידות השהיה, הרי כל  $P$  שאנו מסוגלים למדוד יצלח למבוקשנו.

כמו כן:

$$\Delta_{ij}^2 = [\delta_{ij} \times 2.59 \times 10^{-10}]^2 \quad [6.10A]$$

כאשר:

$$\delta_{ij} = L_i - \Delta_j \quad [6.11A]$$

$L_i, \Delta_j$  לקוחים מטבלה 6.1A. נבנה עתה מטבלה זו את טבלה 6.2A המכילה את  $P$  ו- $\delta_{ij}$  הנחוצים לחישובינו.

טבלה 6.2A ערכי  $P$  ו- $\delta_{ij}$  המחושבים מטבלה 6.1A.

Dye-laser delay (ns)	P	$\delta_{11}$	$\delta_{21}$	$\delta_{12}$	$\delta_{22}$	R	$\bar{R}$ (average)
460	39	46	117	89	18	8.70	8.54
	49	59	132	98	25	8.42	
	44	57	128	95	24	8.50	
480	46.5	75	147	98	34	9.22	8.88
	47	74	147	98	34	8.59	
	49	68	140	102	30	8.82	
500	50.5	89	160	116	45	8.76	8.70
	51.5	83	155	112	40	8.91	
	51.5	85	155	115	44	7.43	

הנמוצע הכולל של ערכי R הוא  $\bar{R} = 8.71$  וסטטית החקן  $\sigma = 0.17$ .  
לפי [6.7א]:

$$R = \frac{a}{b} \frac{N_1^*}{N_1^{**}} = 8.38 \frac{N_1^*}{N_1^{**}} = 8.71 \pm 0.17$$

ומכאן:

$$\frac{N_1^*}{N_1^{**}} = 1.04 \pm 0.02$$

כלומר: הפרשי האוכלוסיה הנמדדים בכל אחד מאברי הדובלט שווים זה לזה.

בטרם נמשיך בחישובים, הערות אחדות על ערכה של תוצאה זו:

(א) השגיאה ביחס R נתונה על-ידי:

$$\frac{dR}{R} = 2d\delta \left( \frac{\frac{1}{\delta_{11}^2} + \frac{1}{\delta_{12}^2}}{\frac{1}{\delta_{11}^2} - \frac{1}{\delta_{12}^2}} + \frac{\frac{1}{\delta_{22}^2} + \frac{1}{\delta_{21}^2}}{\frac{1}{\delta_{22}^2} - \frac{1}{\delta_{21}^2}} \right) \quad [6.12א]$$

כאשר  $d\delta = d\delta_{11} = d\delta_{21} = d\delta_{12} = d\delta_{22}$  הן השגיאות המצטברות במדידת המרחק בין

מרכז הקו והפיתול. במדידות המוצגות לעיל  $d\delta = 3$  (שלוש יחידות השחיה שהן

$0.3 \mu s$ ), כאשר השגיאה במדידת מקום הפיתול היא 2 יחידות והשגיאה במדידת מרכז

הקו היא יחידה אחת. כשמציבים את הערכים מטבלה 6.2א בנוסחה [6.12א] מתקבל

כי השגיאה ב-R היא כ-50%.

(ב) עקרונית יתכן כי הקינטיקה של שתי הרמות העליונות אינה זהה, ומכאן ש-R יכול

להשתנות מנקודת מדידה אחת לשכנתה. כפי שרואים מטבלה 6.2א, הפיזור במדידות

אינו מאפשר הבחנה במגמה שכזאת, אם ישנה. מאירר, הפרש האנרגיות בין  $N_{u1}$  ו- $N_{u2}$

הוא רק  $7 \text{ cm}^{-1}$  (סימון 64) שהם כמאית אחוז. נראה לכן סביר להניח כי חלוקת

האיבלוסים בין רמות אלה יחסית לניווך, כלומר:

$$\frac{N_{u1}}{6} = \frac{N_{u2}}{4} \quad [6.13א]$$

מכאן שמשוואות [6.1א], [6.2א] לוכשות את הצורה:

$$\left. \begin{aligned} N_1^* &= N_{e1} - \frac{2}{3} N_{u1} \\ N_1^{**} &= N_{e1} - \frac{2}{3} N_{u1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{N_1^*}{N_1^{**}} = 1 \quad [6.14א]$$

(ג) השפעת  $\delta_{21}$  על חישוב  $N_1^*$  קטנה תמיד מ-1% (ראה טבלה 6.2א).

(ד) הקו חת 521.8 הוא אחד החזקים ביותר בספקטרום הנחושת. האמינות של הסתברות

המעבר ושל מדידותינו גבוהה בו יותר מאשר ברכיב הדובלט השני - 522.0 nm

(ראה טבלה 6.2א).

מהנ"ל נובע שהשפעת המעבר החלש בדובלט ניתנת להזנחה.

חישבנו איפוא את  $N_1^*$  לפי הקירוב:

$$N_1^* = 9.4 \times 10^{10} \cdot \frac{\delta_{11}^2}{P} \quad [6.15A]$$

עבור חישוב  $N_2^*$  (נוסחה [6.5א]) השתמשנו בקשרים הבאים:

$$\frac{\pi}{r_0^2} = 1.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

בהעדר מקור כולל ראשוני, חישבנו את הדיספרסיה באופן הבא (ראה נספח 5):

$$\frac{d\lambda_3}{d\lambda_1} = \frac{\lambda_3 \operatorname{tg}\theta_1}{\lambda_1 \operatorname{tg}\theta_3} \quad [6.16A]$$

כאשר:

$$\theta = \sin^{-1}(\frac{1}{2}K\lambda N) \quad [6.17A]$$

עבור  $K = 4$  (סרר הספקטרוגרף),  $N = 6000$  (מספר הקווים לס"מ בסריג) ואורכי הגל

$\lambda_2 = 521.8$ ,  $\lambda_1 = 515.3$  נקבל:

$$\frac{d\lambda_3}{d\lambda_1} = \frac{515.3 \operatorname{tg}42.44}{521.8 \operatorname{tg}43.07} = 0.968$$

מכאן:

$$\Delta\lambda_3 = 0.968 \times 2.59 \times 10^{-3} = 2.6 \times 10^{-3} \text{ nm}$$

לכל יחידת הפרדה במסך.

כמו כן:

$$K_2 = \frac{\lambda_2}{P\Delta\lambda_2} = \frac{5.315235 \times 10^{-5}}{2.6 \times 10^{-10} P}$$

וגם:

$$\Delta_3^2 = [\delta_3 \times \lambda \times 2.6 \times 10^{-10}]^2$$

כאשר:

$$\delta_3 = \Delta_2' - \Delta_1'$$

נוסף על כך:

$$f_3 \lambda_3^3 = 1.127 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3}$$

ומכאן:

$$N_2^* = \frac{\pi}{r_0^2} \frac{K_2 \lambda_3^2}{f_2 \lambda_3^3} = \frac{1.85 \times 10^{11} \times 5.315235 \times 10^{-5} \times 2.6 \times 10^{-10} \delta_3^2}{1.127 \times 10^{-13} \cdot p}$$

או:

$$N_2^* = 2.25 \times 10^{10} \cdot \frac{\delta_3^2}{p} \quad [6.18\text{א}]$$

טבלה 6.3א מביאה את החוצאות בתחום הדוגמה.

טבלה 6.3א אוכלוסיות ברמות הלייזר העליונות (דוגמה).

Dye-laser delay (ns)	$N_1^* \times 10^{-12}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_1^* \times 10^{-12}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_2^* \times 10^{-12}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_1^* \times 10^{-12}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_2^* \times 10^{-12}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$N_1^*/N_2^*$
	5.01	4.87	1.00			
460	6.74	6.45	2.48	5.59	2.08	2.69
	8.78	6.72	2.75			
	11.02	10.51	5.80			
480	10.74	10.60	5.86	10.13	5.25	1.93
	8.62	8.39	4.10			
	14.21	13.97	7.13			
500	12.16	11.82	6.92	13.04	6.87	1.90
	12.74	13.42	6.57			

מערכי הטבלה 6.3 מקבלים:

$$\overline{N_1^* / N_2^*} = 2.17 \pm 0.45$$

התוצאות במלואן מופיעות כציור 5.3.

השגיאה ב- $N_1^*$  או  $N_2^*$  נתונה על-ידי:

$$\frac{dN}{N} = \frac{dP}{P} + 2\frac{d\delta}{\delta} + \frac{df}{f} + \frac{d\lambda}{\lambda} \quad [6.19a]$$

וכדוגמות שלעיל החלק  $\frac{dP}{P} + 2\frac{d\lambda}{\lambda}$  הוא כ-25%, ותרומה דומה ישנה גם מהאברים הנוספים. כתנאים אלה הרשינו לעצמנו להחעלם מהשפעת איכלוס הרמות  $D^2$ , ולכן בתיחס ל- $N^*$  כאילו היה האיכלוס  $N$  של הרמות  $p^0$ .

נספח 7 תדפיסי פרסומים המשתייכים לנושא

7.1 נספח

I. Smilanski, L. A. Levin, and G. Erez, "A copper laser using CuI vapor", IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 919-920 (1975).

7.2 נספח

I. Smilanski, A. Kerman, L. A. Levin, and G. Erez, "A hollow-cathode copper-halide laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 24-26 (1977).

7.3 נספח

S. Gabay, I. Smilanski, L. A. Levin, and G. Erez, "Comparison of CuCl<sub>2</sub>, CuBr, and CuI as lasants for copper-vapor laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 364-366 (1977).

7.4 נספח (מופיע גם כסימור 51)

J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, G. Erez, and L. A. Levin, "Time dependence of copper-atom concentration in ground and metastable states in a pulsed CuCl laser", J. Appl. Phys. 49, 2662-2665 (1978).

7.5 נספח (מופיע גם כסימור 71)

J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, G. Erez, L. A. Levin, J. Katriel, and S. Speiser, "Buffer gas effect on ground and metastable populations in a pulsed CuBr laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 680-685 (1978).

7.6 נספח (מופיע גם כסימור 29)

I. Smilanski, A. Kerman, L. A. Levin, and G. Erez, "Scaling of the discharge-heated copper-vapor laser", Opt. Commun. 25, 79-82 (1978).

7.7 נספח

J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, L. A. Levin, and G. Erez, "Laser power variation and time dependence of populations in a burst-mode CuBr laser", J. Appl. Phys. 50, 57-61 (1979).

(22 מופיע גם כסימור 7.8 נספח)

I. Smilanski, G. Erez, A. Kerman, L. A. Levin, and J. Tenenbaum, "Longitudinal high-power high-neon-pressure copper-vapor laser", J. Opt. Soc. Am. 68, 713-714 (1978).

(98 מופיע גם כסימור 7.9 נספח)

S. Lavi, E. Miron, and I. Smilanski, "Spectral distribution measurement of single laser pulses", Opt. Commun. 27, 117-120 (1978).

(30 מופיע גם כסימור 7.10 נספח)

I. Smilanski, G. Erez, A. Kerman, and L. A. Levin, "High-power, high-pressure, discharge-heated copper-vapor laser", Opt. Commun. 30, 70-74 (1979).

7.11 נספח

I. Smilanski, L. A. Levin, and G. Erez, "Kinetics of population inversion in a copper-vapor laser investigated by a modified hook method", Opt. Lett. 5, 93-95 (1980).

(70 מופיע גם כסימור 7.12 נספח)

J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, L. A. Levin, G. Erez, and S. Lavi, "Structure of 510.6 and 578.2 nm copper-vapor laser", Op. Commun. 32, 473-477 (1980).

נספח 7.13

I. Smilanski, "Copper hooks - investigation of the copper-vapor-laser kinetics", in *Proceedings of the International Conference LASERS '79 (Orlando, Florida, 17-21 December 1979)*, V. J. Corcoran, STS Press, McLean, Virginia, 1980, pp 327-334.

(מופיע גם כסימור 37) נספח 7.14

S. Gabay and I. Smilanski, "Effect of preionization on a copper-vapor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-16, 598-601 (1980).



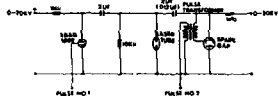
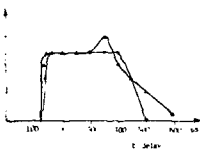
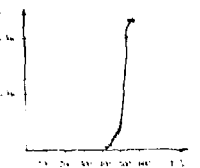


Fig. 1. Double-pulse power supply circuit.

Fig. 2. Power output as function of delay time.  $\omega = 20$  Torr;  $H_e = 4.7$  Torr H<sub>2</sub>.Fig. 3. Power output as function of furnace temperature.  $T_p = 200$  ns;  $T_{\text{out}} \text{ He}; C_{\text{pump}} = 0.2 \mu\text{F}$ ;  $V_{\text{dis}} = 6 \text{ kV}$ ;  $C_{\text{pump}} = 0.012 \mu\text{F}$ ;  $V_{\text{pump}} = 11 \text{ kV}$ .

coupling mirror. In a part. Lasing was achieved at both 5106- and 5781-Å wavelengths simultaneously. The divergence of the beam was about 1.5 mrad. Under optimum conditions the laser operated without mirrors due to its high gain, but with a much larger divergence.

The electrical circuit used for the excitation is shown in Fig. 1. Separate high-voltage supplies enabled independent control of the dissociation and the pumping voltages. The maximum operating rate was 30 pps (power supply limited). The electrical leads to the tube were as short and as thick as possible.

Dependence of power output on delay time is shown in Fig. 2, and on temperature in Fig. 3 for helium buffer gas. At temperatures higher than 580°C [2] CuI melts and diffuses quickly to the colder parts of the tube. However, the laser was operated for 40 h at 550°C, with a high output, using only 5% CuI. Power measurements were made with an EG&G model

### A Copper Laser Using CuI Vapor

I. SMILANSKI, L. A. LEVIN, AND G. EREZ

**Abstract**—A simple CuI double-pulsed laser was built. The dependence of power output on the delay between the two excitation pulses, composition, and the type of buffer gas has been investigated. The laser pulse duration was measured.

Some recent papers [1], [2] have reported on metal vapor lasers operating at relatively low temperatures, utilizing the fact that the vapor pressures of some metal salts are higher than those of the metal itself.

Laser excitation is produced in two stages; in the first stage a discharge pulse dissociates the metal salt vapor to produce metal atoms, and in the second stage a second discharge pulse pumps these atoms to the upper laser levels. The minimum delay between the two pulses is determined by the time the metal atoms, produced in the excited state, require to decay to the ground state. The maximum delay time is determined by the recombination time of the dissociated molecules. An inert buffer gas is used to maintain the discharge and to keep the windows clean. The type and the pressure of the gas have an important influence on the laser's characteristics.

In this work the dependence of power output on delay time, temperature, and type of buffer gas have been investigated, and the laser pulse duration was measured. The power output was compared for two pumping capacitors.

The active part of the laser was constructed of a quartz tube, 2.5 cm in diameter and 30 cm long, enclosed in a tubular furnace. The rest of the laser tube, outside the furnace, was constructed of Pyrex with tubular aluminum electrodes. The Brewster windows were supported on short tubes with ground glass joints. The vacuum connection was in the cold zone, enabling fast gas exchange and easy pressure control. The diameter of the Brewster windows (1.2 cm) determined the beam diameter. The tube was operated under static vacuum conditions, as it was found unnecessary to change the buffer gas continuously. The discharge was always homogeneous and reproducible, as long as the buffer gas was reasonably clean.

The optical resonator consisted of a flat maximum reflectivity broad-band dielectric mirror, and a flat dielectric output

Manuscript received March 14, 1975.

The authors are with Atomic Energy Commission, Nuclear Research Centre-Negev, Beer-Sheva, Israel.

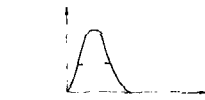
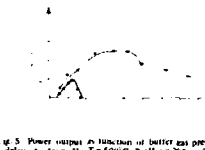


Fig. 4. Time dependence of the laser pulse.

Fig. 5. Power output as function of buffer gas pressure at optimum delay.  $A_{\text{He}} = H_e; T_p = 500^\circ\text{C}$ ;  $T_{\text{out}} \text{ He}; C_{\text{pump}} = 200 \text{ ns}$ ;  $T_{\text{out}} \text{ CuI} = 450 \text{ ns}$ .

center, model 585. Measurements of pulse shape and duration (Fig. 4) were made with a p-i-n diode terminated by 50  $\Omega$  and a Model 475 Tektronix oscilloscope.

The pulsewidth reported here, 24 ns, is an order of magnitude wider than that reported by Liberman *et al.* [4]. This width is consistent with the observation that laser operation was dependent on the existence of a cavity, whose roundtrip time was 7 ns. This time is also nearer to that reported for other copper lasers [5], including a CuI vapor laser [2].

We have also investigated power dependence on pressure and type of buffer gas (Fig. 5). Lase was achieved most easily and over a wider pressure range with helium than with argon. The minimum dissociation pulse voltage required to operate the laser with helium was about 7 kV, while with argon 16 kV was necessary. There was no difference in minimum pumping voltage [6]. The reason for the dissociation voltage difference seems to be the higher electron temperature achieved in the helium discharge. Both higher voltage and lower pressure were needed to achieve lasing in argon. Thus it would seem that a hollow cathode configuration would improve the performance of the CuI vapor laser [7].

Reducing the pumping capacitor from 0.2 to 0.012  $\mu\text{F}$  increased the power output by 20 percent, which suggests that the reduced rise time compensated the reduced overall charge, such that in both cases the current during the first 25 ns was about the same.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank A. Dagan for his expert glassblowing.

#### REFERENCES

- [1] A. A. Levy, M. A. Rezaevan, and G. G. Pivov, "Mechanism of pulsed lasing of the brass thallium laser as a thallium iodide vapor discharge," *Opt. Spectry*, vol. 31, pp. 180-183, 1971.
- [2] C. S. Chen, N. M. Shabanov, and R. Kuzell, "Thin-discharge copper vapor laser with copper chloride as a laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, pp. 514-515, Nov. 1, 1973.
- [3] M. N. Salpeter, *The Chemical Elements and Their Compounds*

New York: Oxford, 1950.

[4] I. Liberman *et al.*, "High repetition-rate copper iodide laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, pp. 334-335, 1974.

[5] C. M. Ferris, "Copper-vapor laser with closed-cycle thallium-vapor pump," *IEEE J. Quantum Electron.*, (Corresp.), vol. QE-9, pp. 856-857, Aug. 1973.

[6] —, "Buffer gas effects in a rapidly pulsed copper vapor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, (Corresp.), vol. QE-10, pp. 653-657, Sept. 1974.

[7] W. K. Schaefer, "New CW laser transitions in singly ionized calcium and zinc," *IEEE J. Quantum Electron.*, (Invited and Laser vol. QE-6, pp. 654-655, Oct. 1970).

## A Hollow-Cathode Copper Halide Laser

I. SMILANSKI, A. KERMAN, L. A. LEVIN, and G. ERIZ

**Abstract.** We have successfully operated a CuCl laser in a metal tube in a hollow-cathode configuration. An average output of 600 mW was obtained with 0.86 percent wall-plug efficiency. Excitation was by pulsed beams with a repetition rate of 1-15 Hz within the burst. Despite the use of an unsealed vacuum system and cold welds, the laser was operated for more than 300 h on a single charge of CuCl. The hollow-cathode configuration appears to offer significant improvements in mechanical strength and laser conversion over Pyrex- or quartz-walled longitudinally pumped copper halide lasers.

### 1. THE SYSTEM AND ITS DESIGN CONSIDERATIONS

The copper halide laser [1] was developed to achieve the potentially high efficiency of the copper vapor laser at low enough temperatures to ease the problem of suitable construction materials. As originally conceived [2], the copper halide laser operated in a double pulse mode: one pulse to dissociate the halide molecules, the second to excite the dissociated copper atoms. However, it quickly became clear that the relatively large amount of energy required by the dissociation pulse precludes high laser efficiency, to a new mode of operation was developed. In this "pulse train" mode every pulse serves both to dissociate the halide and to excite already dissociated copper atoms [2], [3]. If the pulse repetition rate is faster than the molecular recombination rate, dissociation energy can be saved.

The design of such a laser faces the following problems.

- 1) The system should be suitable for excitation by short electrical pulses (10-50 ns).
- 2) The resulting electron temperature should be tailored to pump the copper atoms into the upper laser levels ( $4^2P$ ), while maintaining suitable conditions for halide dissociation.
- 3) The laser tube should be vacuum tight, compatible with copper halides, and optically transparent at the working temperature of 400-600°C.
- 4) The laser tube should be capable of dissipating several kilowatts.
- 5) The system should have a long mean time between halide refills and mechanical failures.

We describe below a laser system in which an attempt was made to overcome the problems and we report the progress achieved and difficulties encountered.

The structure of the laser is described in Fig. 1. Stainless steel was chosen as the main construction material because of its corrosion resistance, satisfactory electrical conductivity, and relatively low thermal conductivity. In order to achieve a short excitation pulse we used coaxial transmission lines.

Manuscript received July 23, 1978; revised October 5, 1978.

I. Smilanski, A. Kerman, and L. A. Levin are with the Atomic Energy Commission, Nuclear Research Center-Negev, Beer-Sheva, Israel.  
G. Eriz is with the Atomic Energy Commission, Nuclear Research Center-Negev, Beer-Sheva, Israel, and also Ben Gurion University, Beer-Sheva, Israel.

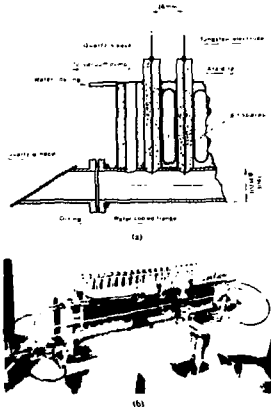


Fig. 1. (a) Hollow-cathode laser structure (schematic). (b) Photograph of the hollow-cathode laser tube.

Transmission lines permit the use of a single switch, a thyatron in this case, and simpler connection to the laser tube than is possible with striplines [4]; on the other hand, they require the employment of many electrodes along the length of the laser tube. Boxes for electrodes were drilled in a stainless steel plate and in the upper side of the laser tube. The two parts were then mated and welded. Quartz tubes were employed in the holes and commercial tungsten welding rods were inserted into them. The electrode structure was thus coaxial along the entire path to the discharge region. The outer end of each electrode structure was cemented together with "Juroseal," making it vacuum tight; this entire region was water cooled. In the hot region both the electrodes and the quartz insulators were left free to expand in all directions. The electrode plate was slotted between electrodes to reduce conductive heat losses.

The excitation circuit is shown in Fig. 2, it consists of two groups of twenty 11.52 coaxial cables, each 3 m long (i.e.,



Fig. 2. Excitation circuit of the hollow-cathode laser.

about 13-m one-way delay), connected in parallel. One of the groups is resonantly charged through  $L_1$ ,  $D$ , and  $L_2$  and serves as a storage line. When the thyatron fires, this line rapidly charges the other group of lines, which acts as the pulse-forming network for the exciting pulse. If the lag in discharge formation is longer than the charging pulse, the later tube serves as the only switch in the circuit, reducing losses due to thyatron rise time and inductance.

The tube described above is a hollow-cathode tube. This device is capable of producing more energetic electrons than a dc-type positive-column tube. A hollow-cathode tube quite different from that described above has been constructed by Fahlen and operated with elemental copper at approximately 1500°C [5]. Our main interest in this work was to determine whether hollow-cathode excitation provides advantages over conventional methods of exciting copper halide lasers in the range 300-600°C.

Stainless steel heating tape was wrapped around the laser tube and covered with rock wool for thermal insulation. The heater rating was 90 A, 9 V max. The temperature was measured by a thermocouple and galvanometer. Heater power was varied by using a variable autotransformer. Use of the external heater permits a flexibility in choosing discharge energy and pulse repetition rate which is absent in self-heated lasers. Preliminary experiments (which are being published separately) have shown that there is no significant difference in the output for different copper halides in longitudinal discharge tubes. We therefore chose copper chloride as the laser medium because its working temperature is lower than that of the bromide or iodide. We operated the laser in pulse bursts rather than in a continuous pulse train both because of power supply limitations and because we could separately control the repetition rate, pulse height, and average output power. In addition we could examine the dependence of laser power on the number of pulses from the beginning of the burst.

The laser tube was closed with Brewster windows. The end mirrors were a flat 100 percent reflector and an uncoated quartz flat output coupler.

### II. EXPERIMENTAL RESULTS

Lasing occurred at a temperature range of 320-330°C and a frequency range of 1-15 kHz. The upper frequency limit was set by excimer limitations. Argon, helium, and neon were used as buffer gases. Lasing was achieved in argon, but was irregular. The discharge did not fill the tube and laser was intermittent arising from some anodes to the cathode. Lasing in argon occurred over a pressure range of 7-13 torr. The laser behaved

more regularly in helium, but with some tendency toward arcing and discharge shorting. The helium pressure range in which lasing took place was 5-20 torr. With most of the buffer gas the laser operated without arcing and discharge problems in the range 1-40 torr. Best results were obtained for 5-torr neon pressure. Even in this case the gain was lower than in longitudinal lasers, and both mirrors were required for lasing to occur. The best results to date are 400-mW average power, output with 600-W dc input power. Power was measured with a Coherent Radiation model 201 power meter.

The experimental results can best be explained by referring to the accompanying oscilloscope traces. The laser was excited by a burst of 30-50 pulses. Fig. 3 shows the laser output typical for such a burst. The output was detected by an E.G.&G. model 580 radiometer (planar photodiode) and Tektronix model 547 oscilloscope. The cable from the photodiode to the oscilloscope was unterminated which increased pulse fall times, enhancing the energy with a millisecond time base. Common to all the photographs is the progressive increase in laser power during the first 10-20 pulses. We assume that this increase is related to the accumulation of dissociated copper in the vapor phase. If the only two competing processes were dissociation and recombination, the laser power would stabilize at some maximum value. However, as shown in Fig. 3, there is usually a peak after which the power drops to a lower level. In some cases lasing ceases completely. There thus appears to be an additional (slower) loss channel. Two possible processes are population by copper atoms of the metastable  $^2D$  lower laser levels, or accumulation of chlorine molecules in the laser tube. Chlorine could affect the electron temperature, changing excitation conditions. We intend to investigate these possibilities spectroscopically. The drop in laser power depends to some extent on operating parameters such as supply voltage and temperature. Fig. 3(d) is an example of operation without a power drop. For this case the capacitance of the storage lines was 12 nF. For a supply voltage of 5 kV the energy input per charging cycle was 0.65 J. The average input power of 600 W thus corresponded to approximately 925 pulses/s and the 400 mW output power corresponded to a mean energy per pulse of 43 nJ. The energy of the largest pulses was considerably in excess of a millijoule.

Similar behavior of copper halide laser bursts has been noted by Weaver [6] in a longitudinal-discharge laser. He reported a clear dependence of output intensity distribution along the length of the tube. In the hollow-cathode laser we were unable to substantiate any clear-cut temperature dependence.

Fig. 4 is a simultaneous measurement of the laser output and the current in a representative electrode. The current monitor was a Pearson model 411 current probe placed around the electrode lead near the tube; the light was monitored by a 50:1-attenuated E.G.&G. model 580 radiometer head. Lasing occurred as the current decayed, the pulsewidth approximated the current fall time. This is the most suitable operating mode for a cyclic laser. The result suggests a relatively low current density in the hollow-cathode laser, following Leonard's analysis [7].

The width of the voltage pulse was measured at the input to the pulse-forming network and at the electrodes. The pulse is narrowed by the pulse-forming network from 90 ns FWHM

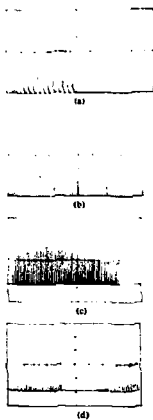


Fig. 3. (a) Buildup of laser output in beam leading edge. 6 torr neon; 300  $\mu$ sec; 5 kV input; 450°C. (b) A typical burst. 6 torr neon; 1 msec; 7 kV input; 180°C. (c) As in (b), but 5 torr neon; 2  $\mu$ sec; 7 kV input; 180°C. (d) Nondecreasing bursts. 5 torr neon; 2 msec; 6 kV input (continuous).

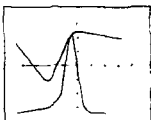


Fig. 4. Lower trace—laser light output. Upper trace—electrode current. Time base 20 ns/div.; 50 A/div.; 2 mV/div.; input voltage 30 kV; 6 torr neon.

at the input to 50 ns FWHM at the electrodes, in accordance with the design assumptions. If there were no reflections in the flow, i.e., if the pulse-forming network were perfectly matched to the tube, the narrowing would cause a more signif-

icant increase in efficiency. However, there are large reflections from the laser-line boundary, indicating serious mismatch. These reflections necessitated the inclusion of the diode  $D_2$  and resistor  $R_2$  in the exciting circuit to prevent the development of very high voltages on the charging line [8]. About 200 W of reflected power were dissipated in  $R_2$ .

The hollow-cathode laser described above has proven to have superior qualities of reliability and laser material conservation. Throughout the experiments described here—more than 300 work hours—it was not necessary to open the tube to effect repairs, clean the windows, or add CuCl. Phenomena encountered in longitudinally pumped lasers, such as laser migration towards the cathode or cataphoresis of chlorine vapor, are absent in the hollow-cathode configuration. The vapor spreads through the tube primarily by diffusion. Since the anodes are installed in a cooled plate, the anode region is colder than the rest of the tube (the cathode). We found that upon shutting off the laser after a short operating period, most of the CuCl, which was initially spread on the bottom of the tube, had crystallized near the anodes. During operation of the laser it returns to the tube volume, possibly by sputtering. We found no evidence of metallic copper deposition on the tube wall; apparently the consumption of CuCl is insignificant. The fact that the tube is metallic prevented us from observing the state of the electrodes without dismantling the laser. The stability of the discharge over the entire period of operation, however, leads us to believe that no significant deterioration has occurred. The hollow-cathode design thus appears to have significant advantages over Pyrex, or quartz-walled longitudinally pumped copper halide lasers, in particular as regards durability, mechanical strength, and laser conservation.

#### ACKNOWLEDGEMENT

The authors wish to thank M. Ben-Yair for his help in installing the system.

#### REFERENCES

- (1) C. J. Chan, M. M. Nicholas, and G. E. Russell, "Double discharge copper vapor laser with copper chloride as a laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 514-515, 1973.
- (2) I. Liberman, R. V. Babcock, C. S. Liu, T. V. George, and L. A. Womer, "High repetition-rate copper iodide laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, pp. 334-335, 1974.
- (3) C. J. Chan and G. E. Russell, "High efficiency multiple pulsed copper vapor laser utilizing copper chloride as a laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, pp. 528-529, 1975.
- (4) B. W. Woodward, V. I. Etkin, and W. C. Lineberger, "A reliable, repetitively pulsed, high current nitrogen laser," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 44, pp. 882-887, 1973.
- (5) T. S. Fabbro, "Hollow-cathode copper-vapor laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 45, pp. 4132-4133, 1974.
- (6) L. A. Womer, presented at the 8th Int. Conf. Quantum Electronics, Amsterdam, The Netherlands, June, 1976 (an abstract appears in *Opt. Commun.*, vol. 13, pp. 129-130, 1976).
- (7) D. A. Leznath, "A theoretical description of the 5106 Å pulsed copper vapor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-3, pp. 360-381, 1967.
- (8) G. M. Glavin and J. V. Litzner, Eds., *Pulse Generators*. New York: McGraw-Hill, 1949, p. 426.

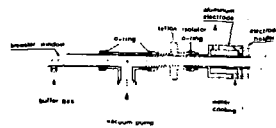


Fig. 1. Schematic diagram of laser tube.



Fig. 2. Schematic diagram of electrical circuit. The trigger circuit for dissociation and excitation are identical.

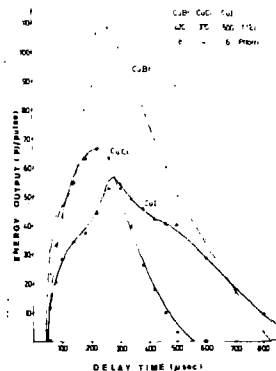


Fig. 3. Dependence of laser pulse energy on delay time for optimum temperature and helium pressure.

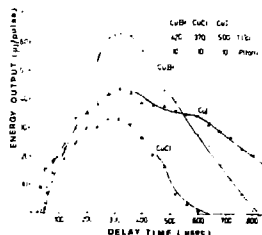


Fig. 4. Dependence of laser pulse energy on delay time for optimum temperature and 10 torr helium.

The electrical circuit is shown in Fig. 2. It consists of dissociation and excitation circuits. Two small glass thyristors (type SC72) serve as switches for discharging the capacitors. The inductor  $L$  in the dissociation circuit decreases  $dI/dt$  in capacitor  $C_1$ , reducing the maximum current through thyristor TR 1, thus protecting it. Moreover, slowing the dissociation pulse reduces  $dI/dt$  in the excitation thyristor (TR 2) anode, eliminating its tendency to be triggered by the firing of TR 1. The dissociation and excitation capacitors were always charged to the same voltage. All measurements were made at a repetition rate of 5 pulses per second (pps). No attempt was made to minimize the rise time of the excitation pulse or to optimize the cavity output coupling. The mirrors were flat, a 100 percent reflector and a 40 percent reflectivity output coupler. The only adjustable parameters were therefore temperature, buffer gas pressure, and the delay time between dissociation and excitation pulses.

Numerous measurements were made during which all these parameters were varied throughout their range. In this way we determined the conditions for maximum output power for each of the halides. Fig. 3 presents the dependence of output pulse energy on delay time for optimum temperature and pressure. The output energy for the three halides for optimum delay are in the ratio  $P_{CuBr}/P_{CuI}/P_{CuCl} = 6:3:2$ . It is interesting to note that for all three halides the optimum temperature corresponds to a copper-halide vapor pressure of approximately 0.03 torr [4]. The optimum delay increases from CuCl (220  $\mu$ s) to CuBr (260  $\mu$ s) to CuI (300  $\mu$ s). The maximum delay for which output occurs increases in the same order. These results probably reflect a corresponding increase in the mean-free-path time along the laser tube. The mean-free-path increases with the decrease in electron affinity from chlorine (3.61 eV) to bromine (3.36 eV) to iodine (3.06 eV) [5].

It is important to vary all the parameters simultaneously in order to compare the three halides. As an example of the data obtained by fixing parameters, Fig. 4 presents the dependence of output pulse energy on delay time for the same temperature as previously (corresponding to approximately 0.03 torr vapor pressure) and a fixed buffer gas pressure of 10 torr. The output energies at optimum delay are in the ratio  $P_{CuBr}/P_{CuI}/P_{CuCl} = 6:4:3$ . Copper iodide gives higher energy than copper chloride in this case due to a smaller deviation from its optimum buffer gas pressure.

In conclusion, it appears that CuBr gives somewhat higher power than the more commonly used CuCl and CuI under the reported conditions. The difference, however, is sufficiently

## Notes and Lines

### Comparison of CuCl, CuBr, and CuI as Lasants for Copper-Vapor Lasers

S. GABAY, I. SMILANSKI, L. A. LIVIN, AND G. EREZ

*Abstract.*—CuCl, CuBr, and CuI have been compared in a fixed parameter system as lasants for copper-vapor lasers. The output power, for optimum temperature, buffer gas pressure, and delay time were found to be in the ratio  $P_{CuBr}/P_{CuI}/P_{CuCl} = 6:3:2$ .

The three lasants used in copper-halide copper-vapor lasers are CuI [1], CuBr [1], and CuCl [3]. In order to design copper-halide lasers it is important to compare the lasing properties of the various halides to select the one most suitable for a specific use.

Manuscript received September 30, 1974.  
S. Gabay, I. Smilanski, and L. A. Livin are with the A.O. - Energy Commission, Nuclear Research Center-Negov, Beer Sheva, Israel.  
L. Erez is with the Atomic Energy Commission, Nuclear Research Center-Negov, Beer Sheva, Israel, and with the Physics Department, Ben Gurion University, Beer Sheva, Israel.

To this end we have constructed a longitudinally excited double-pulse laser. The discharge tube was demountable and replaceable, while all other components, e.g., windows, electrodes, and excitation leads, remained fixed throughout the study. A schematic diagram of the laser tube is shown in Fig. 1. The operating principle is a hot center region with cold ends. The advantage of such a system is that electrodes and windows are easily connected; its disadvantage is that laser diffusion towards the cold ends limits the operating time for a given copper-halide charge. Helium was used as the buffer gas. It flowed continuously, with inlets near the windows and an outlet in the cold side of the anode. The helium pressure was adjustable; it was measured with an Edwards dial gauge. The discharge tube was a 30-mm diam. quartz tube, blown somewhat wider in the middle to form the lasant reservoir. 25  $\mu$ g of lasant were sufficient for about 20 h of operation at optimum lasing temperature; operating time was longer for lower temperatures and shorter for higher ones. The discharge tube was supported between two hollow water-cooled aluminum electrodes. Silicon rubber O-rings ensured adequate vacuum seal. The tube was heated by a concentric oven; the temperature was measured with a compensated thermocouple and controlled with a Eurotherm temperature controller.

small that other considerations, such as working temperature, may determine which halide to employ in a given system.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank M. Ben-Yair for his assistance in constructing the laser system.

#### REFERENCES

- [1] C. S. Lu, F. W. Swan, and L. A. Weaver, "Upper super radiant emission from pulsed discharges in copper iodide vapor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 92-93, 1973.
- [2] A. M. Shukhin, G. A. Fedotov, and V. G. Mubakov, "Lasing with Cd lines near copper bromide vapor," *Optics Spectrosc.*, vol. 38, p. 681, 1973.
- [3] C. J. Chen, N. M. Neftem, and G. R. Rustell, "Double discharge copper vapor laser with copper chloride as a laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 514-515, 1973.
- [4] R. A. J. Snelton, "Vapour pressures of the solid copper Cl halides," *Trans. Faraday Soc.*, vol. 57, pp. 2113-2116, 1961.
- [5] A. Beiser, *Concepts of Modern Physics*, 2nd ed. Tokyo: McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., 1973, p. 331.

## Time dependence of copper-atom concentration in ground and metastable states in a pulsed CuCl laser

J. Tannenbaum, I. Smlanski, S. Gabay, G. Erez,<sup>1</sup> and L. A. Levin

Nuclear Research Center, Negev, Beer-Sheva, Israel  
(Received 2 June 1977; accepted for publication 23 July 1977)

We have measured the time dependence of the concentration of copper atoms in the ground and metastable states in a pulsed CuCl laser by monitoring the absorption of atoms, copper lines, and that the ground-state population has from a very small value at the end of the absorption pulse to a maximum and decays slowly after about 100 nsec. The metastable population reaches a maximum after about 40 nsec and then decays relatively rapidly. We conclude that the minimum and optimum delays time in a double-pulse, copper halide laser are determined primarily by the slow buildup of the copper-atom ground-state concentration. This concentration then decays by recombination.

PACS numbers: 42.55.Hg, 32.20.Rp, 34.80.+g

### INTRODUCTION

One of the earliest pulsed metal halide lasers was the thallium-oxide laser discovered by Iwase and Petráč.<sup>1</sup> In these lasers electrical pulse-dissociated the TI<sub>1</sub> molecules, creating free TI atoms. Enough of these atoms were produced in the upper laser level to create a population inversion and laser action at 535.0 nm. Attempts to achieve similar results in copper halide vapors were unsuccessful until Chen discovered that laser action in copper halides requires two excitation pulses separated by tens or hundreds of  $\mu$ sec. A number of researchers who have used this technique have reported that lasing occurs only for a well-defined range of interpulse separations with maximum output at  $\approx$  optimum delay. The explanation which has been offered for this phenomenon is as follows:<sup>2-4</sup> "The first electrical pulse dissociates copper halide molecules, creating free copper atoms. Some of these atoms are produced in the  $D_{1/2}$  copper ground state; however, a large fraction are produced in the metastable  $D_{3/2}$  and  $D_{5/2}$  states, which are the lower levels of the 510.5- and 378.2-nm laser lines, respectively. The minimum delay represents the time required for these states to be sufficiently quenched by collisions to permit the second excitation pulse to achieve a threshold inversion. The maximum delay is determined by the disappearance of copper atoms by recombination."

Recently, two groups reported contradicting results for the time dependence of the copper-atom populations in the S and D states.<sup>5,6</sup> Both groups measured the populations beginning several tens of  $\mu$ sec after the dissociation pulse and extrapolated their results to zero time delay. Weaver<sup>5</sup> extrapolated to a maximum concentration at zero time delay, while Shulkin<sup>6</sup> et al. extrapolated to essentially zero concentration at zero delay. In the present work we have measured the time dependence of the S and D state populations throughout the entire delay interval, avoiding the need for extrapolation.

The method we chose was the classical one of absorption of the radiation from a copper light source. The theory of resonance absorption has been reviewed

in detail by Mitchell and Zemansky.<sup>7</sup> The absorption coefficient  $k$ , at the frequency  $\nu$  is defined by the equation

$$I = I_0 \exp(-kL), \quad (1)$$

where  $L$  is the thickness of the absorber and  $I_0$  and  $I$  are the intensities of the incident and transmitted light, respectively. The integral of the absorption coefficient over the line width  $\Delta\nu$  is

$$\int k_\nu d\nu = \int^2 \frac{c_2}{\Delta\nu} \exp(-k_\nu) d\nu, \quad (2)$$

where  $\lambda$  is the wavelength of the transition,  $c_2$  and  $c_1$  are the statistical weights of the lower and upper states, respectively,  $\Delta\nu$  is the concentration of atoms in the lower state (the upper state is presumed empty), and  $\lambda$  is the spontaneous transition probability. For emitter and absorber with finite linewidths the transmitted intensity is given by

$$I = I_0 \exp(-k_\nu) \exp(-k_\nu) d\nu, \quad (3)$$

and depends on the details of the emitter and absorber spectral profiles. For a Doppler-broadened line of width  $\Delta\nu_D$  the absorption can be expressed in terms of  $k_\nu$ , the absorption coefficient at line center:

$$k_\nu = \frac{2}{\Delta\nu_D} \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \frac{k_\nu}{\sqrt{\pi}} \quad (4)$$

For the special case of small absorption and Doppler-broadened emitter and absorber of equal linewidth the transmission is given by

$$I = I_0 \exp(-k_\nu) \exp(-k_\nu) \exp(-k_\nu) \quad (5)$$

We have used the above expressions as a basis for determining the concentrations of copper atoms in the S and D states by measuring the absorption of lines with known transition probabilities. A number of effects must be considered, however, in determining the concentration from the transmitted intensity. The major effects are as follows:

(1) The copper lines are complicated by isotope shifts and hyperfine structure. The emitter and absorber linewidths are not the same nor is the profile a simple Doppler profile. A detailed treatment of these effects is given in Ref. 8.

(2) The "absorber" is an excited laser tube which emits fluorescence at the absorption wavelength. We

measured the fluorescence separately and subtracted it from the transmitted intensity.

(3) Absorption coefficients for transitions from the S state are large; necessitating measurements for large absorption depths. The accuracy of measurements decreases with increasing absorption, both because of reduced signal to noise and because of reemission of scattered fluorescence radiation. We have indicated the reduced accuracy of these measurements by using dashed lines for all results in which the absorption exceeded 0.80. The values for concentrations arrived at from these data must be considered approximate. The measurement of the time dependence, which is the purpose of this work, is fortunately relatively unaffected.

### EXPERIMENTAL APPARATUS AND METHODS

Since the Cu vapor laser is characterized by large transit gain, the loss on the principal transitions is also large under existing conditions. In order to decrease the measured absorption to a reasonable value, all absorption measurements were performed perpendicular to the laser axis.

The laser tube was of the "cold electrode" type (Fig. 1). A Pyrex tube 25 mm in diameter, 300 mm was fastened with O-rings to standard "Edwards" aluminum-oxide components. Midway between the electrodes, two 10-mm-diam Pyrex tubes were sealed opposite one another and perpendicular to the axis of the laser tube. These tubes served for the absorption experiments. Their length was 50 mm; quartz windows were clamped to them with O-rings. The heat conduction of Pyrex is sufficiently low that a 10-mm length provides an ample gradient to keep the O-rings at room temperature. The laser tube was heated with heating tape and insulated with rock wool. The temperature was measured with a thermocouple and controlled by a "Eurotherm" controller. There should be good electrical isolation between the tube heating element and thermocouple to avoid damage to the controller by the discharge pulses during laser operation. All the windows were mounted in the cold zone. In this type of laser there is constant laser migration from the hot zone to the cold zone. The laser output was monitored as an indication of laser supply conditions. At 375 °C the laser operates about 25 work hours, even after 5000 and 10000 hours. The electrical excitation current has been described elsewhere.<sup>9</sup> The repetition rate was 2 Hz, although it could easily have been increased. Above 30–40 piz the electrodes should be cooled.

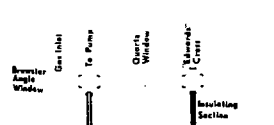


FIG. 1. Schematic of "cold electrode" laser tube.

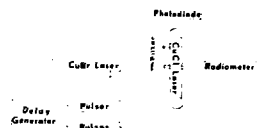


FIG. 2. Experimental setup used to measure  $D_{1/2}$  metastable concentration.

Absorption measurements on the  $D_{3/2} \rightarrow D_{1/2}$  transition were performed using a CuCl laser as the source; the experimental setup is described in Fig. 2. A variable delay generator permitted the CuCl laser to be delayed with respect to the dissociation pulse of the CuCl laser over the range 0–1000  $\mu$ sec. A PIN photodiode monitored the CuCl laser output. Absorption was measured separately for each of the two copper laser transitions with the aid of bandpass filters. The transmitted intensity  $I$  was measured as a function of delay time with an EG & G Model 880 radiometer.  $I_0$  was determined by not exciting the CuCl laser. The fluorescence from the CuCl laser was found to be negligible (because the radiometer could be placed far from the laser). For all measurements the CuCl laser power was well below that needed to saturate the  $D \rightarrow F$  transition.

The arrangement used to measure the ground-state population is shown in Fig. 3. The light source was a CuCl lamp. The lamp operated at 400 °C and was similar to the laser tube, but was excited with only a single pulse. The 249.7-nm emission of the P&R Model 160 boxcar integrator at about 1  $\mu$ sec and used about the same timing time. In order to minimize jitter we operated the tube in a stimer mode with a 1-mA stimer current. The detection system consisted of a 1-m Spect Model 1702 monochromator and an ELM 95950B photomultiplier. The measurement was carried out in three steps. First, the light from the lamp was measured without exciting the laser, i. e., with no absorp-

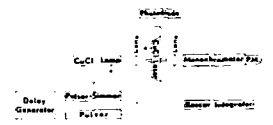


FIG. 3. Experimental setup used to measure  $S_0$  ground-state concentration.

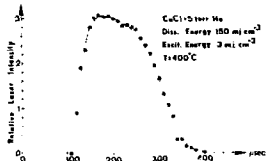


FIG. 3. Relative laser output as a function of delay between dissociation and excitation pulses.

tion. Second, the fluorescence from the laser was measured as a function of time after the dissociation pulse to determine the background level. Finally, the total light reaching the detector with both lamp and laser operating was measured as a function of time after the dissociation pulse. The ratio  $I/I_0$  is then given by the difference between the third and second results divided by the first.

All measurements were made with a helium buffer gas pressure of 5 Torr. The dissociation capacitor was 0.1  $\mu$ F and the excitation capacitor was 0.005  $\mu$ F. Both were charged to the same voltage. Both electrical pulses were shorter than 1  $\mu$ sec.

## RESULTS

### A. Laser power variation as a function of delay time

Figure 4 presents the variation of laser power with the delay between the dissociation and excitation pulses. The minimum delay is approximately 100  $\mu$ sec, optimum delay 160  $\mu$ sec, and maximum delay 370  $\mu$ sec.

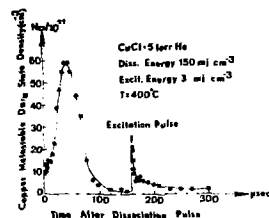


FIG. 4. Time variation of  $D_{1,2}$  metastable-state concentration. The excitation pulse occurs 160  $\mu$ sec after the dissociation pulse.

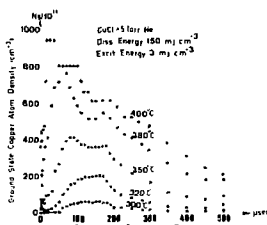


FIG. 5. Time variation of  $D_{1,2}$  ground-state concentration.

### B. Variation of copper-atom concentration in $D_{1,2}$ level

Figure 5 presents the time variation of the population density in the  $D_{1,2}$  level. The population is small immediately after the dissociation pulse. The concentration builds up slowly, reaches a maximum about 40–45  $\mu$ sec after the dissociation pulse, and then decays. It is already small at 100  $\mu$ sec, the minimum laser delay time. At 160  $\mu$ sec the excitation pulse is applied. The population grows almost instantly, then decays with a 1- $\mu$ sec time constant, which is much faster than the decay after the dissociation pulse. The difference in decay constants contradicts the assumption of rapid dissociation occurring during the dissociation pulse itself, since in that case the population would also decay rapidly after the initial pulse. Since the population in fact grows slowly, we conclude that the dissociation process is slow, having a time constant of tens of  $\mu$ sec. The metastable population measures the dissociation rate.

The time-resolved population of the  $D_{1,2}$  level was similar to that in the  $D_{1,2}$  level.

### C. Variation of ground-state $D_{1,2}$ copper-atom concentration

Figure 6 presents the time-resolved concentration of ground-state copper atoms at five temperatures, 200, 300, 350, 380, and 400°C. As a result of the high transition probabilities of the resonance lines at 324.8 and 327.4 nm ( $15.7 \times 10^6$  and  $13.8 \times 10^6$  sec $^{-1}$ , respectively<sup>10</sup>), we were unable to use them for the ground-state measurements. Instead we used the  $4S_{1/2} - 2^1P_{1/2}$  transition at 249.2 nm; its transition probability is  $0.30 \times 10^6$  sec $^{-1}$ .<sup>10</sup> At temperatures exceeding 350°C the optical depth was large even for this weak line. All measurements for which the absorption exceeded 0.80 are indicated by dashed lines in Fig. 5. Concentrations above  $3 \times 10^{11}$  cm $^{-3}$  must therefore be considered approximate. Our qualitative conclusions are unaffected, however.

The ground-state population builds up slowly after the

TABLE I. Comparison of  $N_2$  measured ground-state copper-atom concentration at optimum delay (160  $\mu$ sec), with  $N_2$  concentration of  $D_{1,2}$  derived from Shelton's vapor pressure data (Ref. 11).

T (°C)	$N_2$	$N_1$	$N_1/N_2$
300	$6.4 \times 10^{11}$	$1.7 \times 10^{11}$	0.28
350	$7.1 \times 10^{11}$	$4.8 \times 10^{11}$	0.64
380	$2.9 \times 10^{12}$	$2.1 \times 10^{12}$	0.72

In Table I we compare the concentration at optimum delay measured in this work with the  $D_{1,2}$  concentration derived from the vapor pressure measurements of Shelton<sup>11</sup> for temperatures up to 350°C. It would appear that a large fraction of the copper chloride molecules are dissociated.

## CONCLUSIONS

The populations of both the metastable and ground states are relatively small at the end of the dissociation pulse and build up over tens of  $\mu$ sec. The mechanism which populates both states appears to be the same; the difference in their time variation can be adequately explained by the very different decay times, 4  $\mu$ sec for the metastable state and hundreds of  $\mu$ sec for the ground state. The results presented above are insufficient to provide an explanation of the physical mechanism which determines the buildup rates, and presumably the copper halide dissociation rates. We are currently investigating the time variation of various helium and copper states in an attempt to discover this mechanism.

The results presented above contradict those of Weaver<sup>12</sup> which extrapolated to a maximum copper-atom concentration at zero time delay. They are qualitatively in agreement with, and more complete than, those of Shubin<sup>13</sup> et al.<sup>7</sup> In particular, the method chosen permitted us to avoid the need for extrapolation to short delays.

The time variation of the ground- and metastable-state populations found above also serve to explain the minimum and optimum laser delays reported by various groups. The minimum delay requires both buildup of ground-state population and decay of the metastable population. By the optimum delay, the metastable population is negligible and only the ground-state population is important.

Note added in manuscript. Since this paper was accepted for publication, a paper has been published by Liu et al. [IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 744 (1977)] presenting more complete and accessible data than in the paper we cited in Ref. 5. From this paper, it is evident that no real contradiction exists between their results and ours, since the data and conclusions of Liu et al. refer only to time delays longer than 50  $\mu$ sec.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank A. Kerman for his assistance in designing the CuCl laser. S. Lavi for aid with the optical system, and H. Cohen for constructing the electrical apparatus and drawing the graphs. We also are indebted to S. Yizav and to V. Litman for illuminating discussions on the problem of deducing the concentrations from the absorption measurements, and also to S. Speiser and J. Katriel for useful discussions.

- 1. A. A. Isakov and G. G. Petrusak, JETP Lett. 7, 136 (1968).
- 2. A. A. Weaver, C. S. Liu, and E. W. Bacon, IEEE J. Quantum Electron., QE-10, 140 (1974).
- 3. C. J. Chen, M. M. Perlman, and R. G. Russell, Appl. Phys. Lett., 23, 54 (1973).
- 4. C. J. Chen, Appl. Phys. Lett., 34, 410 (1974).
- 5. C. J. Chen, J. Appl. Phys., 48, 4462 (1974).
- 6. A. A. Weaver, 9th Int. Conf. Quantum Electronics, Amsterdam, 1974 (unpublished); Opt. Commun., 16, 159 (1974) (abstract).
- 7. A. M. Shubin, V. G. Mishakov, G. A. Fedotov, and A. A. Ginzov, Opt. Spectrosc., 30, 444 (1972).
- 8. A. C. Mitchell and M. W. Zeman, Resonance Raman and Excited States (Ginsburgh et al., New York, 1964), Chap. III.
- 9. R. Shillman, L. A. Levins, and G. Eves, IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 616 (1977).
- 10. H. Risak, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 15, 463 (1973).
- 11. R. A. J. Shelton, Trans. Faraday Soc., 67, 2113 (1961).

## Buffer Gas Effect on Ground and Metastable Populations in a Pulsed CuBr Laser

JOSHUA TENENBAUM, I. SMILANSKI, S. GABAY, G. EREZ, LAWRENCE A. LEVIN, J. KATRIEL, AND SHAMMAI SPEISER

**Abstract**—We have measured the time dependence of the concentration of copper atoms in the ground and metastable states in a pulsed CuBr laser by monitoring the absorption of the atomic copper laser 244.2 and 516.6 nm. In agreement with previous measurements in a CuCl laser, we found the populations to grow after the dissociation pulse, peaking many tens of microseconds later. Temperature and buffer gas species and pressure have a considerable influence on the details of the temporal evolution. The results are interpreted in terms of a Doppler broadened line of width  $\Delta\nu_D$ .  $g_1$  and  $g_2$  are the statistical weights of the upper and lower states, respectively.  $N$  is the atom concentration in the lower state.  $A$  is the spontaneous transition probability,  $I_0$  is the source light intensity; and  $I$  is the light intensity transmitted through an absorber thickness  $x$ . Equation (11) assumes that the upper state population is negligible.

### I. INTRODUCTION

In a previous publication [1] we presented results of the time dependence of the concentration of the  $^3S_{1/2}$  ground and  $^3D_{3/2}$  and  $^3D_{5/2}$  metastable states of atomic copper in a double pulse CuCl laser. In the present work we report the time dependence of the concentration of the same states in a double pulse CuBr laser. The motivation of this work was to obtain additional information on the time dependence of the copper ground and metastable state concentrations and their connection to the minimum and optimum delay times between dissociation and excitation pulses in double pulse copper halide lasers. In particular we investigated the influence of temperature and of various buffer gases and their pressure on the ground and metastable state copper atom concentrations.

Section II is a review of the experimental apparatus and method. The experimental results are presented and discussed in Section III. In Section IV the results are interpreted in terms of a schematic mechanism involving parallel multistep dissociation processes. Overall agreement with the measured temporal behavior of the copper ground state concentration was obtained, although no optimization was attempted. Our conclusions are set forth in Section V.

### II. EXPERIMENTAL METHOD

A detailed report of the experimental arrangement has been given in our previous publication [1]; only a short review will be presented here. The concentrations were measured by

Manuscript received November 28, 1977; revised March 14, 1978.

J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, and L. A. Levin are with the Nuclear Research Centre-Weiz, Beer Sheva, Israel.

G. Erez is with the Nuclear Research Centre-Negre, Beer Sheva, Israel and with the Graduate University of the Negev, Beer Sheva, Israel.

J. Katriel and S. Speiser are with the Department of Chemistry, Technion-Israel Institute of Technology, Haifa, Israel.

absorption of the radiation from a copper light source. The absorption coefficient  $k_2$  at the laser center wavelength  $\lambda_2$  is given by [2]

$$k_2 = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0}{I} = \frac{2}{\Delta\nu_D} \left( \frac{\ln 2}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} \frac{N \lambda_2^2 A}{8\pi g_2} \quad (11)$$

for a Doppler broadened line of width  $\Delta\nu_D$ .  $g_1$  and  $g_2$  are the statistical weights of the upper and lower states, respectively.  $N$  is the atom concentration in the lower state.  $A$  is the spontaneous transition probability,  $I_0$  is the source light intensity; and  $I$  is the light intensity transmitted through an absorber thickness  $x$ . Equation (11) assumes that the upper state population is negligible.

The laser tube was of the "cold electrode" type. A Pyrex tube 25 mm diam  $\times$  300 mm was fastened with O-rings to standard "Edwards" aluminum-alloy components. Midway between the electrodes, two 10 mm diam Pyrex tubes were sealed opposite one another and perpendicular to the laser axis. These tubes served for the absorption experiments.

Details of the laser construction were presented in [1]. Absorption measurements on the  $^3D_{3/2}$ - $^3P_{1/2}$  transition were performed using a CuBr laser as the source. A variable delay generator permitted the source laser to be delayed with respect to the dissociation pulse of the investigated laser over the range 0-1000  $\mu$ s. A p-i-n diode monitored the source laser output. A bandpass filter isolated the green line from the laser for the absorption measurements. The transmitted intensity  $I$  was measured as a function of delay with a radiometer.  $I_0$  was determined by not exciting the investigated laser. Because the radiometer could be placed far from the laser, fluorescence was negligible and measurements could be taken immediately after the dissociation pulse.

For measurements of the ground state population, a CuCl lamp was used as a light source. It, too, could be delayed with respect to the dissociation pulse by a delay generator. The detection system consisted of a monochromator with wide slits to isolate a single line from the lamp and a photomultiplier. Time resolution was achieved by fixing the lamp time constant of a boxcar integrator at about 1  $\mu$ s and using the same sampling time. The measurement was carried out in three steps. First, the light from the lamp was measured without exciting the laser, i.e., with no absorption. Second, the laser fluorescence was measured to determine the background. Finally, the total light reaching the detector with both lamp and laser operating was measured. The ratio  $I/I_0$  is then given by the difference between the third and second results divided by the first.

In the present work, the ground state concentration was

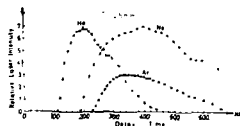


Fig. 1. Relative laser output as a function of delay between dissociation and excitation pulses at optimum pressure and temperature for helium, neon, and argon buffer gases. Helium 3 Torr and 400°C; neon 10 Torr and 40°C; argon, 5 Torr and 460°C.  $D$  is the laser tube and diode.

measured using the  $^3P_{1/2}$ - $^3S_{1/2}$  transition of atomic copper at 244.2 nm. This line permits measurement of higher concentrations than those achieved in [1], where the 249.2 nm line was used. The transition probability of the 249.2 nm line is known to be  $A = 0.306 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$  [3]. But agreement among measurements of the 244.2 nm transition probability is poor [4]. We therefore compared the absorption of the two lines using the experimental apparatus of [1]. From (11) it can be seen that the ratio of the absorption coefficients of two lines  $A$  and  $B$  is given by

$$k_A/k_B = \frac{\lambda_{A,2}^2 A_A}{\lambda_{B,2}^2 A_B} \quad (12)$$

We found  $k_A(244.2)/k_B(249.2) = 0.42$ . Since  $g_1(244.2) = 2$  and  $g_1(249.2) = 4$ , we have, in effect, determined the transition probability of the 244.2 nm line,  $A = 0.26 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ .

Using the 244.2 nm line, we were able to measure ground state concentrations as high as  $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  with absorptions not exceeding 0.80. The concentrations are almost three times higher than the confidence limit stated in [1].

### III. RESULTS

#### A. Laser Power Variation as a Function of Delay Time

Fig. 1 presents the variation of laser output power with the delay between the dissociation and excitation pulses for helium, neon, and argon buffer gases under optimum (same) conditions. The minimum delays are 110, 190, and 230  $\mu$ s; the optimum delays are 200, 400, and 340  $\mu$ s; and the maximum delays are 460, 800, and 700  $\mu$ s for helium, neon, and argon, respectively. The helium results are almost identical to those reported for CuCl in [1] (110, 160, and 400  $\mu$ s for minimum, optimum, and maximum delays, respectively).

#### B. Variation of Copper Atom Concentration in the $^3S_{1/2}$ Ground State

Figs. 2 and 3 present the temporal dependence of the ground state copper atom concentration at different buffer gas pressures and different temperatures, respectively. In both cases the buffer gas was helium. Some features should be emphasized.

1) Both figures show that the initial ground state concentration (immediately after the dissociation pulse) is small compared to that which exists after a build-up process extending several tens of microseconds. A similar behavior was reported

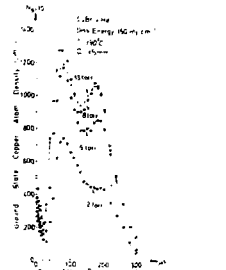


Fig. 2. Time variation of  $^3S_{1/2}$  ground state density at various helium pressures.

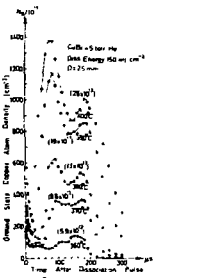


Fig. 3. Time variation of  $^3S_{1/2}$  ground state density at different temperatures, using helium as buffer gas. The numbers in parentheses represent concentrations of CuBr<sub>2</sub> derived from Shelton's vapor pressure data [7].

for CuCl in helium in [1]. These results confirm our previous conclusion that the ground state population is not created directly by the discharge.

2) While changes in experimental conditions affect the population considerably they hardly affect its creation and destruction rates (rise and fall times).

3) In both figures there are two maxima in the ground state concentration. The second maximum is more sensitive to pressure variation than the first and less sensitive to temperature variation. The temperature dependence has also been



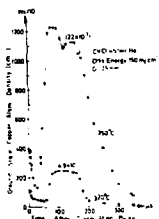


Fig. 4 Time variation of  $3d_{1/2}$  ground state density at two temperatures, using helium as buffer gas. The numbers in parentheses represent concentrations of  $\text{CuI}^*$  derived from Sieben's vapor pressure data [7].

reported for  $\text{CuCl}$  [1]. Fig. 4 presents the results of a measurement of the ground state copper atom concentration in the  $\text{CuCl}$  laser using the 244.2 nm line, as discussed in Section II. A comparison of the results with those presented in [1] for the same temperatures shows that the results at 320°C are the same within the experimental error, while those at 350°C are very different. (It was pointed out in [1] that measurements of concentrations above  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  were approximate.) Comparison of Fig. 3 and 4 reveals an almost identical temporal behavior of the ground state copper atom concentration in  $\text{CuCl}$  and  $\text{CuI}$ . Because of the differences in vapor pressure, the 320 and 350°C  $\text{CuCl}$  curves should be compared with the 340 and 390°C  $\text{CuI}$  curves, respectively.

Figs. 5 and 6 present the temporal behavior of the ground state copper atom concentration for neon and argon buffer gases, respectively. For both buffer gases the initial concentration is small compared to the maximum, as with helium. Fig. 5 also shows that the creation and destruction rates are essentially temperature independent in neon, as is helium. The temperature dependence was not measured for argon. There are, however, these major differences between the time dependence with helium and that with neon or argon (which are qualitatively similar).

- 1) The concentration decrease after the dissociation pulse, which appears clearly with helium, does not occur for neon or argon.
- 2) The two separate maxima which appear with helium are replaced by a broad peak for neon and argon.
- 3) The creation and destruction rates are much faster with helium than with neon or argon. In fact, it is quite possible that the first two differences are explained by the third.

#### C. Variation of Copper Atom Concentration in the $3d_{1/2}$ Level

Figs. 7-10 present the time variation of the population density in the  $3d_{1/2}$  level for the buffer gases helium, neon, and

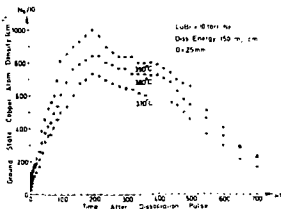


Fig. 5 Time variation of  $3d_{1/2}$  ground state density at different temperatures, using neon as buffer gas.

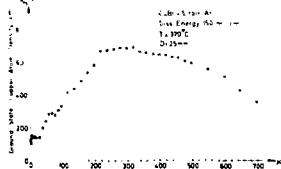


Fig. 6 Time variation of  $3d_{1/2}$  ground state density at 370°C, using argon as buffer gas.

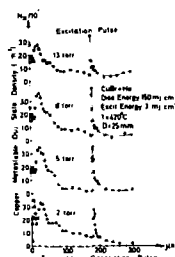


Fig. 7 Time variation of  $3d_{1/2}$  metastable state concentration at different helium pressures.

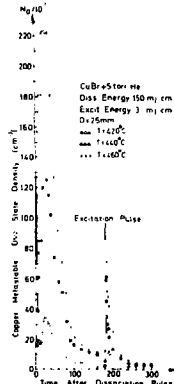


Fig. 8 Time variation of  $3d_{1/2}$  metastable state density at different temperatures, using helium as buffer gas.

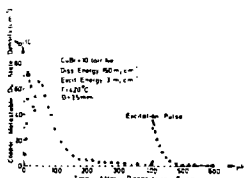


Fig. 9 Time variation of  $3d_{1/2}$  metastable state density, using neon as buffer gas.

argon. In Fig. 7, the time variation of the population density is presented for four helium pressures, 2, 5, 8, and 13 torr. The curves have the same basic shape, with the exception of the 2 torr case, where an additional maximum occurs 6  $\mu\text{s}$  after the dissociation pulse. The metastable population rises almost instantaneously after the excitation pulse and decays with a decay time of 4-6  $\mu\text{s}$  approximately, while after the dissociation pulse the rise and decay occur over tens of micro-

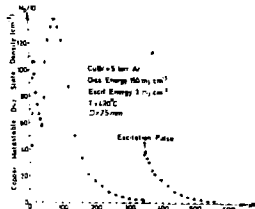


Fig. 10 Time variation of  $3d_{1/2}$  metastable state density, using argon as buffer gas.

seconds and are irregular in shape. The time dependence of the  $3d_{1/2}$  state population is similar for  $\text{CuCl}$  -  $\text{CuI}$  lasers.

In Fig. 8, the time variation of the metastable population density is presented for three different temperatures, 420, 440, and 460°C. The maximum population, which occurs about 25 ns after the dissociation pulse, and the ratio of the maximum population after the excitation pulse to that after the dissociation pulse are very temperature sensitive. The  $3d_{1/2}$  level decay rate also appears to be temperature dependent. The time dependence of the metastable population is of great importance in determining the minimum lasing delay. Figs. 9 and 10 present the time dependence of the metastable population density for neon and argon buffer gases. Two significant differences are to be noted with respect to the helium case. After the dissociation pulse the curves show two distinct maxima instead of a single maximum at comparable helium pressures. The metastable population after the excitation pulse decays with time constants of 4-6  $\mu\text{s}$  in helium, 35-40  $\mu\text{s}$  in neon, and 70-80  $\mu\text{s}$  in argon. The buffer gas dependence should be useful in identifying the decay mechanism.

#### IV. INTERPRETATION OF THE RESULTS

##### A. Comparison with Other Experiments

The most important feature of the results presented above is the complex time dependences of the ground and metastable state copper atom densities after the dissociation pulse. If the dissociation mechanism were direct electron impact during the pulse, we would expect an initial maximum in the concentration, decaying exponentially after the pulse. The complex time dependences indicate complex dissociation processes.

Three previous papers, in addition to our  $\text{CuCl}$  work [1], have dealt with copper halide dissociation. While differences in operating conditions make direct comparisons difficult, a number of common features can be seen.

Shukhin *et al.* [5] measured the time dependence of the ground state concentration in various copper halides in a 2 cm diam. tube. The measurements were made at temperatures considerably above optimum laser temperatures and began 100  $\mu$ s after the dissociation pulse. Nonetheless, Shukhin's conclusions are quite similar to ours: the copper atom concentration is small at the end of the dissociation pulse and rises thereafter and the percentage of dissociated copper halide molecules is very high.

Liu *et al.* [6] measured both ground and metastable state concentrations in a copper iodide laser 11 mm in diameter; the temperature was 575°C. During the range of their measurements, which began 50  $\mu$ s after the dissociation pulse, the concentrations in both states decayed exponentially; the metastable decay rate being an order of magnitude larger than that of the ground state.

Nerlein [7] measured ground and metastable concentrations in copper chloride lasers under a large variety of conditions, changing tube diameter, temperature, buffer gas species, and pressure and dissociation pulse energy. Among the conclusions which can be drawn from his paper, two are relevant to our work: the metastable decay rate is considerably larger than that of the ground state and the ground state density shows an initial increase in its largest diameter tube, 40 mm. No increase was observed in smaller diameter tubes.

All the above observations are consistent if the factor of tube diameter is taken into consideration. Apparently, the time scale in which the dissociation process occurs depends strongly on the tube diameter. An increase in the ground state density has been observed in Shukhin's 2 cm tube, our 2.5 cm tube, and Nerlein's 4 cm tube. The fact that no such increase was observed in Liu's 11 mm tube and Nerlein's 4, 9.5, and 13 mm tubes is probably due to the fact that the increase is  $\sim n_{\text{diss}} \tau_{\text{diss}}$  before the first metastable is made 10 to 50  $\mu$ s after the dissociation pulse. There is one apparent difference between our results and those of Shukhin and Nerlein. Their curves are relatively smooth while ours show a marked fine structure. This difference probably results from the much greater time and intensity resolution of our results. Lack of time resolution may also be responsible for the absence of an increase in the metastable concentration in Nerlein's work.

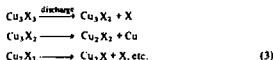
Despite the differences in operating conditions and time resolution between the various experiments, the dependence of the time scale on tube diameter and the fact that the population reaches a maximum considerably after the dissociation pulse, at least in large diameter tubes, are quite evident.

### B Simulation of the Experimental Results

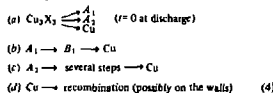
We now consider a schematic mechanism to simulate the main features of the experimental results. The observations in Section III on the dependence of the copper ground and metastable state populations on temperature, pressure, and buffer gas type suggest that several different molecular species are formed during the dissociation pulse. Their relative initial concentrations are strongly dependent on the discharge conditions, and each species then follows an essentially inde-

pendent temporal evolution. Specifically, the two peaks observed in the ground state concentrations are attributed to two different primary products. The first peak, which is strongly temperature dependent and weakly pressure dependent, may be due to a primary step involving dissociation of the  $\text{Cu}_2\text{X}_2$  molecule, as will be explained later. The second peak, which is strongly pressure dependent, may be associated with a primary step involving the buffer gas (such as metastable formation, followed by energy transfer to the copper halide). The marked differences between the results obtained with helium buffer gas and those attained with neon and argon are further indications that a change in discharge conditions influences the initial distribution of discharge products.

Feasible mechanistic steps, deduced from our previous results [8] and from the observation that up to 30 percent of the copper halide molecules are totally or partially dissociated, are



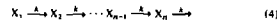
or other steps, all of which can be summarized as follows:



Step (a) is a general dissociation step. Steps (b) and (c) involve sequences of reactions such as in scheme (3). Step (b), which represents the reaction responsible for the first peak, may represent at least two steps in order to account for the slow initial increase in the copper concentration in the cases in which the initial concentration is near zero, and for the existence of an initial decrease in the copper atom concentration in several experiments. A step of the form  $A \rightarrow \text{Cu}$  would yield an initial increase in the copper concentration which would not exhibit these features. A similar analysis indicates that step (c), in order to account for the second resolved peak, must consist of a longer sequence of reactions. Step (d) provides the copper atom decay channel.

We have constructed a simple computer simulation of the dissociation process based on the above kinetics. For the sake of simplicity we have assumed that all steps in all three chains have identical rate constants. This assumption has no physical basis, except that the last step of each chain, the recombination step, would be expected to be independent of how the copper atoms were formed. Nonetheless, the computer simulation gives results for the temporal behavior of the ground state copper atom concentration following the dissociation pulse which are in reasonable agreement with the experimental results. Of course, other choices of rate constants would also give agreement. In order to determine the actual steps in the dissociation process it will be necessary to measure the time dependence of the various species by a

combination of spectroscopic and mass spectrometric techniques. Within the framework of the above, and using identical rate constants for all steps, chains (b) and (c) can be expressed as follows:



It can be shown [9], by induction, that the concentration of the  $n$ th daughter in the chain is

$$X_n = X_1(0) \frac{(A_1)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-A_1 t} \quad (5)$$

where  $X_1(0)$  is the initial concentration of the source moiety. In Fig. 11 a few typical results of the computer simulation are summarized. The general appearance of the curves is strikingly similar to the experimental ones. The curves were calculated for scheme (2) using three terms, direct dissociation, a term of type (b) with  $n = 3$ , and a term of type (c) with  $n = 9$ . The different curves were obtained for different values of the initial concentrations of  $\text{Cu}_2\text{X}_2$ , and  $A_1$ , corresponding to different dissociation conditions.

The temporal dependence of the concentration at  $t = 0$  (Fig. 3) indicates that thermal effects affect mainly the initial ratio of chain source species. It is very probable that this is a result of the influence of the copper halide vapor pressure on the discharge. The similarity in the slopes of the curves of Fig. 3 indicates that the rate constants are only slightly temperature sensitive. The low temperature behavior is simulated by curve (c) of Fig. 11 and the high temperature behavior by curve (b).

The buffer gas pressure effects (Fig. 2) are simulated by curves (c) and (e) of Fig. 13. The mild pressure dependence of the rate constants shown here also influences the effect of using neon or argon, rather than helium, as the buffer gas (Figs. 4 and 5) is simulated in Fig. 11, curve (f).

Inspection of the metastable copper atom concentration results (Figs. 7-10) shows that they can be analyzed by the same model used above for the ground state results, with the following modifications:

- 1)  $A_1$  and  $A_2$  are probably different: molecular species of different excitation states of the same species as above.
- 2) The decay rate of the metastable copper atoms is much faster than that of the ground state atoms [step (d)].

Curve (b) of Fig. 17 simulates the observed  $\text{Cu}^*(D_{3/2})$  behavior at low helium pressures. At higher helium pressures it appears that the long chain dominates.

While the schematic chemical kinetic model described above gives good agreement with the experimental results, it is possible that the oscillations in concentration are an artifact originating from a spurious source. In particular, they could be caused by radial shock waves caused by the discharge heating. This hypothesis was considered and rejected on the basis of the "period" of the oscillations. With helium as the dominant gas, the period of radial waves should be 15-20  $\mu$ s for the 25 mm tube, far from the 100  $\mu$ s of the experiment. The chemical kinetic model remains the most likely qualitative explanation of the observed time dependence.

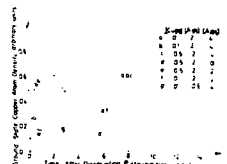


Fig. 11. Calculated curves for the concentration of ground state atomic copper produced by a short discharge pulse from  $\text{Cu}_2\text{X}_2$  ( $1 \times 10^{18}$   $\text{Cu}$  Br) molecule per cm<sup>3</sup> gas phase. The calculations were performed on the basis of scheme (4), for various combinations of initial concentrations.

### V. CONCLUSIONS

The copper atom concentration in the ground and metastable states of a copper halide laser has a complex temporal evolution after the dissociation pulse. The temporal evolution depends strongly on temperature and buffer gas pressure and type, but is qualitatively quite similar for  $\text{CuCl}$  and  $\text{CuBr}$ . The most striking feature of the time dependence is that the concentration is not maximum at the end of the dissociation pulse, but increases considerably thereafter. The schematic chemical kinetic model which we have proposed to simulate this behavior involves a number of parallel dissociation paths. The model gives results which are in good agreement with experiment, but no attempt has been made to calculate the physical processes which actually occur during the excitation pulse; these must be investigated in order to understand the copper halide laser.

### REFERENCES

- [1] J. Yoncoski, I. Sudauskis, S. Galey, G. Frey, and L. A. Levin, "Time dependence of copper atom concentration in ground and metastable states in a pulsed  $\text{CuCl}$  laser," *J. Appl. Phys.*, to be published.
- [2] A. C. G. Mitchell and M. Zemann, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, New York: Cambridge, 1961, ch. 3.
- [3] A. Barab, "A critical review of atomic transition probabilities for  $\text{Cu}$  I," *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 15, pp. 463-472, 1975.
- [4] H. Kestelien, E. Suetari, and J. Waberski, "Some kinetics oscillation strength and radial structure in the  $\text{Cu}$  I spectrum," *J. Phys. B*, vol. 8, pp. 2608-2614, 1975.
- [5] A. M. Shukhin, G. Mashkova, G. A. Iakovlev, and A. A. Gerasimov, "Characteristics of the dissociation of copper halide molecules in a pulsed discharge," *Sov. Spectrosc.*, p. 444, 1975.
- [6] C. S. Liu, W. Feldman, J. E. Pock, and L. A. Weaver, "Kinetic processes in continuously pulsed copper halide lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-13, pp. 344-351, 1977.
- [7] M. M. Nerlein, "Measurements of copper ground-state and metastable level populations in a copper-chloride laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 48, pp. 3544-3550, 1977.
- [8] H. M. Rosenstock, J. R. Sizer, R. Walton, and R. Baldoak, "Mass spectroscopy of  $\text{CuCl}$ ,  $\text{CuBr}$  and  $\text{Cu}$ ," *J. Chem. Phys.*, vol. 23, p. 2442, 1955.
- [9] S. W. Benson, *The Foundations of Chemical Kinetics*, New York: McGraw-Hill, 1960.
- [10] R. A. J. Shelton, "Vapor pressure of the solid copper(I) halides," *Trans. Faraday Soc.*, vol. 57, pp. 2313-2319, 1961.

**SCALING OF THE DISCHARGE HEATED COPPER VAPOR LASER**

I. SMILANSKI, A. KERMAN, L.A. LEVIN and G. EREZ\*  
Nuclear Research Centre-Negev, Beer Sheva, Israel

Received 3 January 1978

Optimum working temperature of  $1650 \pm 50^\circ\text{C}$  was determined for the longitudinal copper vapor laser. Using neon in the pressure range 20–200 Torr we were able to operate lasers of volumes up to  $600\text{ cm}^3$  at optimum temperature. Power output was proportional to tube volume and efficiency to the square of tube radius. Average power of 19.5 W was obtained at 4 kHz with 0.7% efficiency.

The discharge heated longitudinal copper vapor laser (DHL-CVL) is at present the most advanced type of copper vapor laser [1,2], possibly because it combines simplicity of design with simpler physics than in lasers based on copper-bearing molecules or on room-temperature pulsed evaporation. However, the output power of the DHL-CVL is still far less than has been predicted [3–5]. In the absence of competitive processes, increased power output can be achieved by exciting a larger fraction of the copper atoms in a given volume, by increasing the copper atom density or by volumetric scaling. Since the DHL-CVL is a self-terminated pulsed laser, increasing the pulse repetition rate  $f$  increases the average output power provided that the energy per pulse does not decrease faster than  $f^{-1}$ . The purpose of this paper is to report the results of a survey of the above schemes for increasing the power output.

We constructed a demountable laser, in which tubes of various diameter and composition can be installed, while all other parameters are kept constant. The laser has long hollow electrodes separated by a ceramic tube. A central viewing port, transverse to the tube axis, permits measurement of the temperature of the tube outer wall by means of a "Land" optical pyrometer. The active length of the laser tube is 220 mm. Laser excitation and heating are accomplished by discharging a capacitor through a deuterium-filled thyratron at the chosen repetition rate in the 0–10 kHz range.

\* Also at Ben Gurion University of the Negev, Beer Sheva, Israel.

First, we examined the dependence of the laser output on tube temperature, i.e., on the copper vapor pressure. For this purpose we selected a calcia-stabilized zirconia tube which is usable to  $2300^\circ\text{C}$ . The tube ID was 22 mm. The experimental set up is described in fig. 1. A capacitor  $C$  (Israd) charged to voltage  $V$  (volt) is discharged  $f$  times a second, delivering a power  $\frac{1}{2}CV^2f$  (watt) to the laser tube (neglecting thyratron losses). Tube temperature increases gradually; the output is measured as a function of tube outer wall temperature. The temperature of the inner wall of the tube was related to that of the outer wall (measured by the pyrometer) by inspection in separate runs of the melting points of copper ( $1082^\circ\text{C}$ ) and chromium ( $1850^\circ\text{C}$ ) and interpolation between them. A typical result is presented in fig. 2. The results were verified using different  $C$ ,  $V$  and  $f$  and for both increasing and decreasing tem-

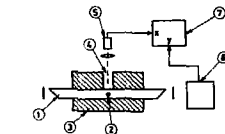


Fig. 1. Apparatus for measurement of dependence of laser output on tube temperature. 1 – laser tube, 2 – Cu pellet, 3 – thermal insulation, 4 – viewing port, 5 – optical pyrometer, 6 – power meter, 7 – X-Y recorder.

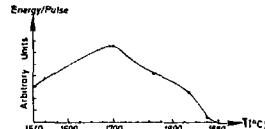


Fig. 2. Dependence of laser output on tube temperature.

perature. The experiments show clearly that there is an optimum temperature for DHL-CVL operation: for the laser described here it is  $1650 \pm 50^\circ\text{C}$ . It should be added that below optimum temperature the green line is stronger than the yellow line, while the yellow line is stronger above the optimum. The same behavior has been found for the copper halide laser [6]. Moreover, the optimum copper vapor density is about the same as in the copper halide laser. The phenomenon of optimum vapor pressure for laser operation is not surprising in itself, and is consistent with results for Mn, Pb and Tl lasers. Experiments with transverse (TE) CVL's have resulted in the same working vapor pressure range found in our DHL-CVL [7–9]. In contrast to these results high volumetric yields have been obtained for TEA (atmospheric pressure) CVL operating without buffer gas [10]. While this difference requires further

investigation, we note that the efficiency of the TEA-CVL was not superior to that of the DHL-CVL.

The optimum temperature of the DHL-CVL is in the range suitable for use of recrystallized alumina tubes. Alumina is less prone to thermal shock than zirconia, is available in large volumes, and is a better electrical insulator, all of which simplify laser operation considerably. Thus in principle large volume DHL-CVL's can be constructed, and if they are volumetrically scalable can generate high power.

In order to investigate scaling we discarded the zirconia tube and used alumina liners of different diameters in the laser described above. We found, in accordance with Paschen's law, that in order to keep the discharge confined to the region between the electrode tips we had to use buffer gas pressures above 10 Torr. Increasing the pressure to 40 Torr at low temperature shrinks the diffuse, homogeneous discharge into a thin twisted pinch localized between the electrodes. The discharge then dissipates most of its power in the active laser bore where it is needed. When the bore temperature reaches about  $1200^\circ\text{C}$ , the presence of copper vapor in the gas causes the discharge to revert to a diffuse, homogeneous discharge confined between the electrode tips. The best laser performance has been achieved with neon as buffer gas although it is easier to reach optimum temperature with helium.

Fig. 3 presents the laser performance at optimum temperature and 20 Torr neon buffer gas for bore diam-

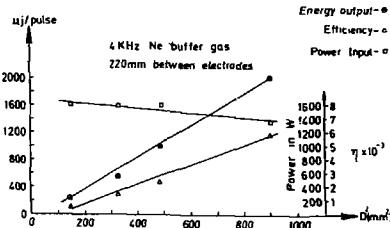


Fig. 3. Dependence of laser performance on tube cross-section. D is the tube diameter in mm.

eters in the range 12–30 mm, i.e., volumes of 25–150 cm<sup>3</sup>. The 30 mm diameter is the maximum which can be operated successfully in the laser. Power was measured with a Scientech model 360203 calorimeter and a Coherent Radiation model 201 power meter; the two measurements gave full agreement.

The main conclusion of this experiment is that energy density ( $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) is independent of tube diameter, hence the laser is volumetrically scalable. Moreover, fig. 3 shows that the power required to maintain the laser tube at optimum temperature is essentially independent of tube diameter and is  $\sim 75$  W/cm. This behavior was predicted by Ishev et al. [4]. However, in contrast to their assumption of constant efficiency, the efficiency is proportional to tube volume under the conditions of this experiment.

The volume can be increased by lengthening the laser. For this purpose we constructed an additional, larger container. Active dimensions were 34 x 640 mm and optimum buffer gas pressure was 180 torr (vac). We have obtained an energy density of  $8.4 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , verifying the conclusion that the DHELVE is volumetrically scalable. Power input per cm was lower than in the shorter laser (42 W/cm), indicating that heat loss through the tube ends is considerable. Another way in which the longer tube differed from the short one was the influence of optical cavity structure on the output. Replacing the flat, 100% reflector by a concave mirror with 3 m radius of curvature increased the power output by 40%, probably due to lower diffrac-

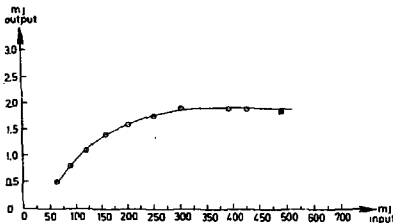


Fig. 3. Dependence of laser output energy on laser input energy. Tube diameter, 34 x 300 mm; repetition rate, 4 kHz; capacitance, 1250 pF.

tion losses. However, beam divergence was greater with the stable resonator. The long tube operated without failure for more than 150 hours on a single 5 gram charge of copper, after which it was shortened in order to perform another experiment. Since recrystallized alumina creeps well below its melting point, constant degradation of the tube aperture occurs. The effect of this degradation on laser output ceases proportionally with increasing diameter, as shown in fig. 5. The advantages of increased tube diameter are evident.

In order to optimize laser performance we measured pulse output energy as a function of input energy. The input energy was varied by varying the voltage inductively for fixed capacitor and repetition rate. The results of this study are presented in fig. 5. Clearly the



Fig. 4. Two aluminum tubes after 50 hours of operation. Upper tube diameter, 18 mm, lower - 30 mm. Left - end-on view showing reduced effective cross-section. Right - side view showing deviation of tubes from straightness.

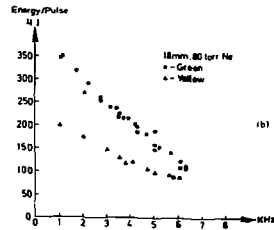
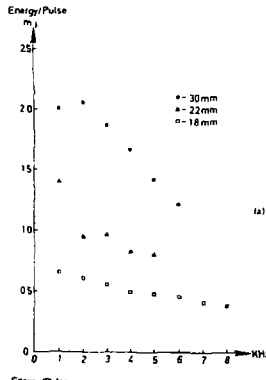


Fig. 5. Dependence of laser output energy on repetition rate. (a) Total output energy for different tube diameters. (b) Comparison of output energy in green (510.6 nm) and yellow (578.2 nm) lines for 18 mm diameter tube. Both lines lased simultaneously.

output energy saturates above 10 mJ/cm input in this laser. The experiment was performed with a 300 mm long laser tube as power supply limitations did not permit us to reach saturation with the 640 mm tube. On the basis of the above data the 640 mm laser was optimized at 4 kHz with 2700 W input; the average output power was 19.5 W with an efficiency of 0.7%. Pulse width as measured with a Hamamatsu planar photodiode was 22 ns. for a peak power of 220 kW.

In order to maximize average power, the dependence of the energy per pulse on repetition rate should be determined. Since the laser's only heating source is the discharge, our measurement consisted of derivations of the repetition rate from steady state. Typical results of total energy at optimum temperature are presented in fig. 6. We note that the energy per pulse decreases more slowly in the smaller diameter tube (fig. 6a), and the yellow line decreases more slowly than the green (fig. 6b). Thus for high repetition rate applications, small diameter tubes would give a higher average output than large diameter tubes. However, energy per pulse will be small for these tubes unless very long tubes are used. Further examination of the pulse shape revealed that peak power was independent of repetition rate in the range 1–4 kHz while pulse width doubled from 22 ns at 4 kHz to 44 ns at 1 kHz, giving an energy per pulse above 9 mJ at 1 kHz.

In conclusion, we have found that the discharge heated longitudinal copper vapor laser is volumetrically scalable within the limits described above.

#### References

- [1] A.A. Ishev and M.A. Kazaryan, *Sov. J. Quantum Elect.* 7 (1977) 253.
- [2] R.S. Anderson, L.W. Springs, B.G. Bucks and T.W. Kasza, *IEEE J. Quantum Elect.* QE-13(1975) 113.
- [3] D.A. Leonard, *IEEE J. Quantum Elect.* QE-3 (1967) 380.
- [4] A.A. Ishev, M.A. Kazaryan and G.G. Petrush, *Sov. J. Quantum Elect.* 3 (1974) 521.
- [5] A.V. Evtukh, V.K. Zolotarev, A.V. Rudin and A.N. Starostin, *Sov. Phys. Doklady* 20 (1975) 42.
- [6] S. Gabay, private communication.
- [7] J.A. Piper, *Optics Comm.* 14 (1973) 296.
- [8] J. Simonski, A. Korman, L.A. Levin and G. Eyz, *IEEE J. Quantum Elect.* QE-13 (1977) 24.
- [9] R.J. Chantree, *Exxon Research and Engineering Co. Report No. AD/A-005 004 (1974).*
- [10] L.S. Isaacs and A.G. Looney, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 2 (1976) 339.

## Laser power variation and time dependence of populations in a burst-mode CuBr laser

J. Tenenbaum, I. Sritanski, S. Gabay, L. A. Levin, and G. Erez<sup>†</sup>

Neger Research Center-Neger, Beer Sheva, Israel  
(Received 1 May 1978; accepted for publication 12 May 1978)

The time evolutions of ground- and metastable-state copper atom concentrations and the laser energy in a burst-mode CuBr laser were measured as a function of temperature, buffer gas species, and repetition rate within the burst. The concentrations were measured by monitoring the absorption of the 244.2- and 510.6-nm atomic copper lines. The optimum time appearance of the electrical pulses within the burst were found to be 80 and 235  $\mu$ sec for helium and argon buffer gases, respectively. A correlation was found between the time dependences of the laser energy and ground-state density within the burst. Accumulation was found to occur in the copper atom ground state but not in the metastable <sup>2</sup>D<sub>5/2</sub> level.

PACS numbers: 42.55.Hg, 31.70.Hg

### I. INTRODUCTION

As was pointed out by Petráš,<sup>1</sup> copper vapor is very suitable for obtaining efficient high-peak-power- and high-average-power-discharge pulsed lasing on the 510.6- and 518.2-nm transitions. The use of copper halides as the source of atomic copper for copper vapor lasers was suggested<sup>2,3</sup> in order to achieve lasing at low-enough temperatures to permit the use of quartz tubes, instead of ceramic tubes required for pure copper lasers.

Copper halide lasers have been operated in two modes. The first, the double-pulse mode,<sup>4</sup> utilizes two electrical pulses. The first pulse contributes to the dissociation of the halide molecules and the second pulse excites the dissociated ground-state copper atoms into the upper laser levels. The optimum dissociation and excitation energies for a laser tube of d. 25 mm and active length 220 mm were found to be 12 and 23 mJ cm<sup>-2</sup>, respectively, using 12 000pF capacitors.<sup>4</sup> The optimum  $\theta$  excitation energy for a laser tube of d. 9.5 and 300 mm  $\omega_{0.1}$  was found to be 40–50 mJ cm<sup>-2</sup>.<sup>5</sup> The second mode of operation, the pulse-train mode,<sup>6,7</sup> uses a train of equally spaced pulses. The pulses (after the first) serve both to excite dissociated ground-state atoms and to continue the halide dissociation. If we use the optimum excitation or dissociation energy of the double-pulse system when the laser is operated in the train mode we face two unsolved technical problems: (1) the most advanced thyristors are not capable of switching enough energy for a reasonably large laser, e.g., 40–500 mJ cm<sup>-2</sup>; (2) the laser system will be overheated at such high specific input energies. Paek *et al.*,<sup>8</sup> using a pure copper laser and a modified Blumlein circuit configuration, succeeded in switching 2 kJ average power into a 200-mm-long 12-mm-diam tube at a repetition rate of 16 kHz (2 mJ cm<sup>-2</sup>). Laev and Lemmerman,<sup>9</sup> using a pure copper laser and three thyristors in parallel, switched 5 kW average power into a 800-mm-long 28-mm-diam tube at a repetition rate of 16.7 kHz (1.6 mJ cm<sup>-2</sup>). The specific energies of Refs. 8 and 9 are far below the optimum values mentioned above for a copper halide laser operated in the double pulse mode. Despite the low specific energy used by Laev and Lemmerman, the wall temperature of the laser exceeded

the pure copper laser optimum temperature, 1650 °C.<sup>10</sup> This temperature is far above the optimum temperature of a copper halide laser (400–600 °C) and even well beyond the melting point of quartz. This paradox casts doubt on the logic of the sealed copper halide laser for high-average-power operation unless unconventional switching and cooling methods are developed. Liu *et al.*<sup>11</sup> state that the input energy must be at least an order of magnitude less than that of the double-pulse laser; but they argue that a train of low-energy pulses may result in accumulated densities of dissociated ground-state copper atoms as high as those obtained with a great energetic electrical pulse. Their computations show that by using an appropriate interpulse time it should be possible to achieve ground-state copper atom accumulation without decontamination in the metastable states, since the metastable-state atoms decay relatively faster than the ground-state atoms. In their numerical example, for a 6-mm-diam tube, 60  $\mu$ sec is an appropriate interpulse time.

The motivation for the present work was to obtain information on accumulative effects in the ground- and metastable-state copper atom concentrations in both transient and steady-state laser behavior.

In order to study the laser power variations and the temporal behavior of the ground- and metastable-state densities under different discharge conditions, we constructed a CuBr burst-mode laser. This mode uses finite trains of pulses of variable length, interpulse time, and duty cycle and permits investigation of transient as well as steady-state laser behavior.

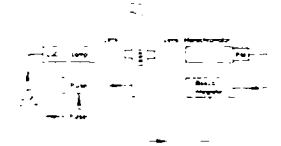


FIG. 1. Experimental setup to measure the level density concentrations.

<sup>†</sup>Also Ben Gurion University of the Negev, Beer Sheva, Israel

Section II describes the experimental setup and method. The experimental results are presented and discussed in Sec. III. Our conclusions are set forth in Sec. IV.

## II. EXPERIMENTAL APPARATUS AND METHOD

The laser tube and measurement apparatus are similar to those described previously.<sup>13</sup> The laser tube was of the "cold-electrode" type. A Pyrex tube 25-mm-diam  $\times$  300 mm was fastened with O rings to standard "Edwards" aluminum-alloy components. Midway between the electrodes two 10-mm-diam Pyrex tubes were sealed opposite one another and perpendicular to the tube axis. These tubes served for the absorption experiments. The tube was heated with heating tape and insulated with rock wool. The temperature was measured with a thermocouple and controlled by a "Eurotherm" controller.

Figure 1 shows schematically the experimental apparatus used to measure the ground-state copper atom density, using the  $^1S_{1/2}$ - $^3P_{1/2}$  transition of atomic copper at 244.2 nm. The motivation for choosing this transition has been explained previously.<sup>11</sup> Using this line we were able to measure ground-state concentrations as high as  $8 \times 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> with less than 0.80 absorption. The light source was a CuCl lamp; its timing relative to the beginning of the laser burst was controlled by the delay generator. The detection system consisted of a monochromator with wide slits to isolate a single line from the lamp and a photomultiplier. Time resolution was achieved by fixing the input time constant of a boxcar integrator at about 1  $\mu$ sec and using the same sampling time. The measurement was carried out in three steps. First, the light from the lamp was measured without exciting the laser, i.e., with no absorption. Second, the laser fluorescence was measured to determine the background. Finally, the total light reaching the detector with both the lamp and laser operating was measured as a function of the second electrical pulse of the burst. The ratio  $A/I$  is then given by the first result divided by the difference between the third and the second.

The absorption measurements on the  $^1D_{3/2}$ - $^3P_{3/2}$  transition at 510.6 nm were performed with the same apparatus with some modifications. The CuCl lamp was replaced by a CuBr laser; the two lenses were eliminated, a bandpass filter was inserted between the two lasers to eliminate the 578.2-nm line, and the detection system (monochromator + photomultiplier + boxcar integrator) was replaced by an EG&G model 490 radiometer. The radiometer was also used in investigations of variations of the laser intensity as a function of various parameters.



FIG. 2 Schematic diagram of the multipulse electrical circuit.

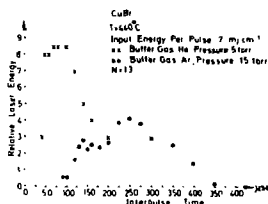


FIG. 3 Relative laser output energy as a function of the burst interpulse time.  $\odot$  denotes the interpulse time separation and  $\square$  the number of pulses in the burst.

The use of the two pulsers in Fig. 1 permits the burst repetition rate to be made independent of the burst duration time and duty cycle. Figure 2 is a schematic diagram of the multipulse electrical circuit for exciting the laser. The EHV CX 1535 (thyratron is a hydrogen-filled period) which was oil-cooled. Its fast recovery time and high heating factor ( $P_{av} = 4 \times 10^6$  V A Hz) enabled delivery of 500-mJ input pulses to the laser at repetition rates up to 20 kHz.

## III. RESULTS AND DISCUSSIONS

### A. Laser power variation as a function of burst interpulse time

Figure 3 presents the relative laser energy as a function of burst interpulse time using two buffer gases, helium and argon. The optimum interpulse time for helium was found to be 80  $\mu$ sec and that for argon 235  $\mu$ sec. The corresponding optimum delay times, when this same experimental setup was operated in the double-pulse mode (150 mJ cm<sup>-2</sup> dissociation energy and 3 mJ cm<sup>-2</sup> excitation energy) were measured in our previous work<sup>11</sup> to be 200 and 340  $\mu$ sec for helium and argon, respectively. It should be noted that the 80- $\mu$ sec interpulse time is even shorter than the minimum delay time for the corresponding double-pulse case, 110  $\mu$ sec.<sup>11</sup> The shortening of the optimum interpulse time in the triple-mode laser is not connected with the mode of operation but is a consequence of the reduced input pulse energy. As was pointed out by Nerheim<sup>12</sup> the minimum, optimum, and maximum delay times in a double-pulse laser are sensitive functions of the dissociation energy. All of them decrease with decreasing dissociation energy. From Fig. 3 it can be seen that the maximum energy for helium is more than double the maximum energy for argon. The same energy ratio was found in the double-pulse mode.<sup>11</sup>

### B. Laser power variation as a function of temperature

Figure 4 presents the laser energy as a function of the laser tube temperature for helium and argon buffer gases.

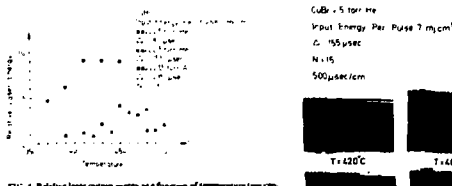


FIG. 4 Relative laser output energy as a function of temperature (see caption to Fig. 3).

For helium the laser energy was measured at two interpulse times, 80 and 155  $\mu$ sec. The two curves have similar shapes. The 155- $\mu$ sec curve is shifted to higher temperatures and the laser energy is much less than that obtained at 80  $\mu$ sec.

Figure 5 shows the temperature variation of the laser energy within the burst for helium buffer gas. The upper part of each picture shows the charging and discharging of the input energy capacitor. Three main features should be noted: (1) the number of laser pulses increases with increasing temperature; (2) as the temperature increases, lasing starts later within the burst; (3) at each temperature the envelope of the lasing pulses first increases, then decreases to a steady state. Similar laser behavior was observed using argon as buffer gas.

### C. Temporal variation of the copper atom concentration in the $^1S_{1/2}$ ground state

Figures 6 and 7 present the temperature dependence of the ground-state copper atom density for different interpulse times using helium as buffer gas. Figure 6 presents the den-

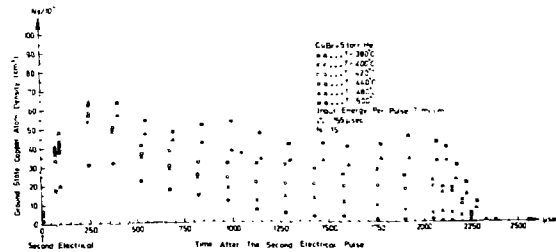


FIG. 6 Temporal variation of the  $^1S_{1/2}$  ground-state concentration in different temperatures, using helium as buffer gas (see caption to Fig. 3).

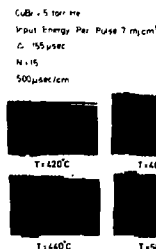


FIG. 7 Variation of the laser output energy recordings within the burst as a function of temperature using helium as buffer gas. The upper part of each photo shows the charging and discharging of the input energy capacitor (see caption to Fig. 3).

ties of the ground state at six different temperatures for a 155- $\mu$ sec interpulse time. The measurement begins from the second electrical pulse and extends to 150  $\mu$ sec after the end of the burst. During the first three to four electrical pulses the density increases, then it decreases somewhat over the next two to three pulses, leveling off over the remainder of the burst. The maximum density is about  $6 \times 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> at the highest temperature measured, 500 °C. The ground-state dissociation rate is deduced from the decay of the density after the last pulse of the burst and is about 210–240  $\mu$ sec for the entire temperature range. We also measured the time dependence of the ground-state density for a 350- $\mu$ sec interpulse time. The results are qualitatively similar to those of Fig. 6.

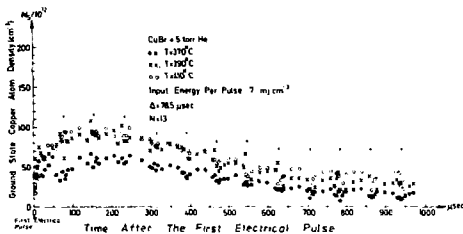


FIG 7 Time variation of the ground-state concentration at different temperatures using helium as buffer gas. The arrows indicate the times of the electrical pulses (see caption to Fig. 3).

The ground-state densities are slightly lower for 350- $\mu$ sec than for the 155- $\mu$ sec interpulse time. Figure 7 presents the ground-state density at three temperatures and an interpulse time of 78.5  $\mu$ sec starting from the first electrical pulse of the burst. The shapes of the curves are similar to those in Fig. 6, but the ground-state densities are much higher than those for the longer interpulse times.

Three features should be emphasized. First, the almost equal densities measured over the first 500-600  $\mu$ sec at 390 and 410  $^{\circ}$ C may be due either to a physical effect, saturation of the ground-state density, or an experimental artifact, saturation in the absorption measurements. We believe that the second explanation is correct because Fig. 6 shows that raising the temperature increases the ground-state copper atom density over the whole burst to at least 500  $^{\circ}$ C. This explanation is consistent with our statement in Sec. II that concentrations could be measured reliably only to  $8 \times 10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$ . For long interpulse times the density is only  $6 \times 10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$  at 500  $^{\circ}$ C, while for 78.5  $\mu$ sec it already reaches  $8 \times 10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$  at 390  $^{\circ}$ C. Second, dips appear in the ground-state density exactly at the times of the electrical pulses. These dips are generally 5-20% of the ground-state concentration, showing that the electrical pulses excite a relatively large fraction of the ground-state copper atoms. Third, the fact that the concentrations measured at the 78.5- $\mu$ sec interpulse time are larger than those for longer times shows that accumulative effects are important in both the transient and steady-state ground-state population.

Figure 8 presents the transient and steady-state ground-state density as a function of interpulse time at 400  $^{\circ}$ C. The density for the 78.5- $\mu$ sec interpulse time was obtained by interpolation between the densities at 390 and 410  $^{\circ}$ C. Clearly, accumulation increases as the interpulse time decreases. It should be noted that the minimum lasing temperature depends strongly on the interpulse time. For 78.5- $\mu$ sec lasing begins below 370  $^{\circ}$ C, for 155  $\mu$ sec it begins at 410  $^{\circ}$ C (Fig. 4).

and for 350  $\mu$ sec lasing was not observed even at 440  $^{\circ}$ C. In addition, the maximum laser energy that can be achieved is strongly dependent on the interpulse time (Fig. 4). These results demonstrate the correlation between ground-state accumulation and laser operation. The temporal behavior of the ground-state population using argon as buffer gas was similar to that using helium.

#### D. Variation of copper atom concentration in the $^2D_{3/2}$ level

Figure 9 presents the time variation of the population density in the  $^2D_{3/2}$  level using helium as buffer gas. Figure 9 also shows the observed laser spectrum. Two points should be emphasized: (1) the first electrical pulse (which was smaller than all the other electrical pulses, see also Fig. 5) creates a negligible population in the  $^2D_{3/2}$  state; (2) the population decays almost totally between the electrical pulses so that there is no accumulation in the  $^2D_{3/2}$  state. We found that while the metastable population increases with increas-

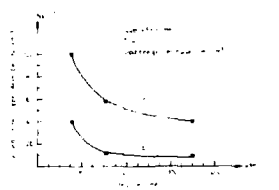


FIG 8 The ground-state concentration as a function of the interpulse time in (a) treatment and (b) steady-state situations.

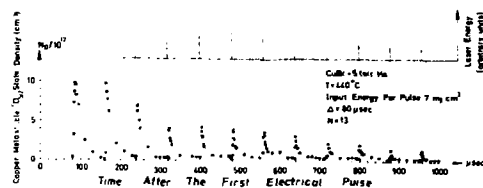


FIG 9 Time variation of the  $^2D_{3/2}$  metastable-state concentration. The upper part shows the laser output under these experimental conditions (see caption to Fig. 3).

ing temperature, the shape of the temporal behavior is temperature independent.

#### IV. CONCLUSIONS

We have measured the temporal behavior of the ground- and metastable-state populations and the laser energy in a burst-mode copper bromide laser as a function of interpulse time. There is a definite accumulation of ground-state atoms, especially for short interpulse times. No corresponding accumulation of metastable atoms occurs. These results are consistent with the calculations of Liu et al.<sup>11</sup>

Since accumulation appears only in the ground-state population it is not surprising that the time behavior of the ground-state follows primarily the time behavior of the ground-state population. This has been confirmed experimentally (see Figs. 4-6).

The fact that the ground-state copper atom density decreases after the first few electrical pulses, reaching a steady-state value considerably lower than the maximum, is an obstacle in achieving efficient high-average-power copper vapor lasers by dissociation of copper halides. The inability of the electrical pulses to continue the dissociation and excitation at their high initial level may be due to gas heating or to a change in the electron temperature caused by the presence of

fragments of the dissociated molecules. Given the present state of laser technology, the copper halide laser will be unable to compete with the pure copper laser in efficiency and average power unless a technique is developed to increase the accumulation of ground-state copper atoms using relatively modest electrical pulses.

- G.G. Petráš, *Sov. Phys. Usp.* **16**, 547 (1972).  
 C.J. Chen, N.M. Herman, and G.R. Rowell, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 516 (1971).  
 J.A. Piper, *Opt. Commun.* **10**, 298 (1975).  
 S. Cahney (unpublished).  
 W.M. Hartman, *J. Appl. Phys.* **41**, 1188 (1977).  
 I. Liberman, R.V. Blizozuk, C.S. Lee, T.V. George, and L.A. Weaver, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 334 (1974).  
 C.J. Chen and G.R. Rowell, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 526 (1975).  
 J.L. Puck, C.S. Lee, D.W. Feldman, and L.A. Weaver, *Rev. Sci. Instrum.* **48**, 1047 (1977).  
 A. Averb and G. Ya. Lerman, *Sov. J. Quant. Electron.* **1**, 761 (1977).  
 I. Sushchik, A. Korman, L.A. Levin, and G. Erez, *Opt. Commun.* **21**, 79 (1978).  
 C.S. Lee, D.W. Feldman, J.L. Puck, and L.A. Weaver, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-13**, 344 (1977).  
 T. Tomabumi, I. Sushchik, S. Cahney, G. Erez, and L.A. Levin, *J. Appl. Phys.* **68**, 3862 (1978).  
 T. Tomabumi, I. Sushchik, S. Cahney, G. Erez, L.A. Levin, J. Karad, and S. Sponer, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14**, 680 (1978).

**X.5. Longitudinal High-Power High-Neon-Pressure Copper Vapor Laser.**  
SMILANSKI, G. FRIZ,\* A. KERMAN, L. A. LEVIN AND J. TENENBAUM, *Nuclear Research Centre-Negev, Beer Sheva, Israel.* (15 min.)

Buffer gas effects on the copper vapor laser were investigated in a rather early stage in its development.<sup>1,2</sup> No marked differences in laser operation were found for argon, helium and neon buffer gases. The laser tubes in which these investigations were performed were 3-11 mm in diameter, the buffer gas pressure did not exceed several dozen Torr and was usually in the range 2-6 Torr. Since laser action requires a fast, homogeneous discharge, it is to be expected that in the longitudinal configuration proper  $E/n$  will be achieved only in the low pressure range. In order to excite large gas volumes efficiently, it would be worthwhile to use tubes of 30 mm diameter or more. Buffer gas pressure effects have not been investigated in large diameter tubes, but they were expected to be similar to effects in smaller tubes, with no marked dependence on species. We have found major differences in the performance of large diameter tubes in the presence of different buffer gases. Figure 1 presents the output power of a 42 mm diameter copper vapor laser, longitudinally excited with 500 mm between electrodes, using different buffer gases. Whereas lasing ceases at relatively low pressures of argon or helium, output rises with pressure for neon up to the highest pressure we were able to contain

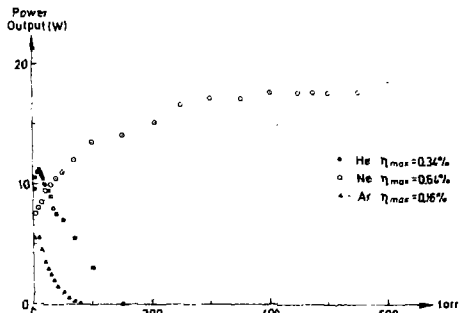


FIG. 1. Dependence of laser output on buffer gas pressure for helium, neon, and argon. The repetition rate was 4 kHz.

conveniently, 600 Torr. The discharge was homogeneous; laser reproducibility was excellent. We do not know of any other longitudinally pumped electric-discharge gas laser operating at such high pressures. Preliminary measurements show that the lifetime of the lower laser level increases greatly with pressure in helium, while the increase in neon is much smaller. Apparently, quenching in helium is accomplished by diffusion to the walls, while in neon it occurs mostly within the gas. A spectroscopic investigation is currently under way to test this hypothesis.

\* Also at Ben Gurion University of the Negev, Beer Sheva, Israel.

<sup>1</sup> P. A. Bokhan and V. I. Solomonov, "Mechanism of laser action in copper vapor," *Sov. J. Quantum Electron.* 3, 481-483 (1973).

<sup>2</sup> C. M. Ferrar, "Buffer gas effects in a rapidly pulsed copper vapor laser," *IEEE J. Quantum Electron.* 10, 655-657 (1974).



**SPECTRAL DISTRIBUTION MEASUREMENT OF SINGLE LASER PULSES**

S. LAVI, E. MIRON and I. SMILANSKI

*Research Center-Nesher, P. O. Box 1001, Beer-Sheva, Israel*

Received 4 July 1978

We describe a simple apparatus for spectral distribution measurements, consisting of a fringe mode Fabry-Perot interferometer, a CCTV system, and a TV line-trigger pulse selector. Single pulse spectral distributions of a copper vapor laser and laser-pumped dye laser are presented.

**1. Introduction**

Measurement of the spectral distribution of a laser using a Fabry-Perot interferometer (FPI) is usually performed using one of the following techniques.

a) Scan mode [1]. The mirror separation is changed by application of a repetitive sawtooth voltage on a piezoelectric mirror holder. The wavelength is proportional to the mirror separation, hence the output intensity as a function of time represents the time-averaged spectral distribution of the laser. Thus the spectral distribution of a single laser pulse cannot be measured.

b) Fringe mode [2]. A diffused beam is incident on a FPI with fixed mirror separation. An output lens produces a fringe pattern. Thus the spectral distribution

of a single pulse can be measured. The spectral distribution is calculated from the intensity distribution of the fringe pattern. We describe an apparatus which utilized a FPI in the fringe mode, a CCTV system, and an oscilloscope for intensity distribution measurements.

**2. The apparatus**

A schematic of the setup is shown in fig. 1. A laser beam is introduced into the FPI (Burlough RC-40) through a diffuser. A telescope (with a magnification  $M$  between 20 and 40) improves the resolution by enlarging the fringes. The CCTV system consists of an Ikegami CTC-5000 camera and PM 201 T monitor. A

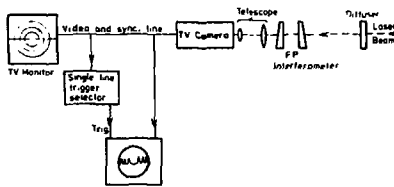


Fig. 1. The experimental setup.

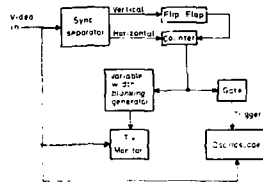


Fig. 2. Block diagram of the TV single trigger pulse selector.

block diagram of the TV single line trigger selector is shown in fig. 2. The composite video signal contains the camera video output and the vertical and horizontal synchronization pulses. The simple camera utilizes interlaced scanning (separate scanning of the odd and even lines), and there are delays between the horizontal and vertical trigger pulses. (Hence line selection cannot be performed by choosing an appropriate delay.) The selection is made by counting horizontal trigger pulses from the desired vertical pulse (odd or even) up to the trigger pulse of the selected line. A gate is then opened for the synchronization pulse. This pulse triggers the oscilloscope and only the video signal of the selected line is displayed. Simultaneously a blanking signal is delivered to the TV monitor. The blanking signal appears as a black stripe as shown



Fig. 3. A photograph of the TV monitor with the black stripe that designates the selected TV line. The fringe pattern shows the longitudinal modes of a Spectra Physics model 133 He-Ne laser.  $J = 40$  mm,  $M = 30$ .

in fig. 3. A commercial system for similar purposes but differently designed is manufactured by Hamamatsu.

**3. Experimental**

Single pulse measurements are limited to repetition rates up to 25 Hz by the persistence of the vidicon camera. For higher repetition rates a chopper must be incorporated into the system to permit single pulse measurements. The linear dispersion  $d\lambda/d\lambda$  is proportional to the angle of incidence  $\theta$  (first order approximation) so the innermost rings are utilized for the measurements. The wavelength  $\lambda$  is proportional to  $\cos \theta$  while the radius is proportional to  $\theta$ ; hence the intensity distribution along the fringe diameter is not linear with  $\lambda$ . The spectral distribution is measured from the oscilloscope display using the following relation.

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2d} \lambda^2 \left( \frac{r_2^2}{r_1^2} - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \quad (\text{cm}^{-1}), \quad (1)$$

where  $r$  is the radius, 1, 2 - two adjacent FPI orders, a, b - the two points between which  $\Delta\lambda$  is measured.

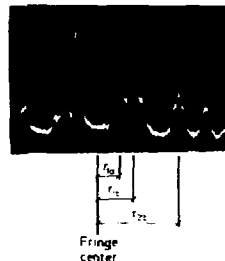


Fig. 4. The FPI intensity distribution of a Spectra Physics model 133 He-Ne laser. The experimental conditions are the same as in fig. 3.

and  $d$  (cm) is the FPI mirror separation. The error sources are: a) Uncertainty in the measurement of the ring radius and the FPI mirror separation. b) The se-



Fringe center



Fringe center

Fig. 5. The FPI intensity distribution of a copper vapor laser. (a) The green line at 510.6 nm,  $d = 20$  mm,  $M = 20$ . (b) The yellow line at 578.2 nm,  $d = 10$  mm,  $M = 20$ .

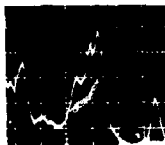
lected TV line could be a chord rather than the ring diameter. c) The non-linearity of the TV camera. d) Telescope aberrations.

The performance of the apparatus was tested by measuring the spacing of the longitudinal modes of commercial (Spectra Physics) He-Ne lasers. For model 133, whose mode spacing is 550 MHz, we measured 618 MHz, as shown in fig. 4. For model 135, whose mode separation is 460 MHz, we measured 440 MHz. Thus the uncertainty is about 5%. The intensity distribution depends on the diffuser. If the light is not evenly diffused only frequency differences (and not intensity) can be measured.

#### 4. Results

The spectral distribution of the green and yellow lines of a copper vapor laser [3] is shown in fig. 5. The green line has a bandwidth of 5.7 GHz. The yellow line has three components. A lower resolution measurement determined that component "a" has the lowest frequency, and is missing in the central order. Components "a" and "b" are separated by 4.8 GHz; "b" and "c" by 2.5 GHz.

A single pulse mode structure of a copper vapor laser-pumped dye laser is presented in fig. 6. The band-



Fringe center

Fig. 6. The FPI intensity distribution of a copper vapor laser-pumped dye laser.  $d = 40$  nm,  $M = 40$ .

width is 1 GHz and the mode separation is 370 MHz.

In such a laser the mode structure varies from pulse to pulse [4]; the method we described is adequate for the measurement of the mode structure of individual pulses

#### References

- [1] M. Hirschler, Appl. Opt. 7 (1968) 951.
- [2] M. Born and E. Wolf, Principles of optics (Penguin Press, 1970) pp. 329-341.
- [3] P. Sznitkowski, A. Kozman, S. A. Levin and G. Ester, Optics Commun. 25 (1978) 79.
- [4] A. A. Peave and W. M. Pearson, Appl. Opt. 16 (1977) 57.

**HIGH-POWER, HIGH-PRESSURE, DISCHARGE-HEATED COPPER VAPOR LASER**

I. SMILANSKI, G. URI, A. URMAN and I. A. LUVI

*Nuclear Research Center, Negev, Beer-Sheva, Israel*

Received 24 April 1979

We have constructed a 40 mm diameter discharge-heated longitudinal copper vapor laser. The laser performs most efficiently at a neon buffer gas pressure of 200–600 Torr. The laser has produced over 20 W at 4 kHz as an oscillator and 30 W at 4 kHz and 20 W at 2 kHz (7.5 and 10 mJ/pulse) as an amplifier.

The copper vapor laser (CVL) was discovered in 1966 by Walter [1]. Two parameters set aside this laser: 1) its high efficiency in the visible and 2) its high operating temperature. While high efficiency is obviously an advantage, the high operating temperature was considered to be a disadvantage best avoided. This can be best understood in the context of Walter's laser, which required 5 kW for heating alone and needed more than seven hours to reach its operating temperature [2].

During the next six years no breakthroughs occurred, despite several interesting experiments [3–5]. The combination of high temperature oven, fast gas discharge and laser cavity proved too complicated. But these requirements can be simplified; the oven can be eliminated. A short examination of efficient lasers shows that most of the pumping energy is dissipated inside the laser medium and heats it. A major problem in operating such lasers at high average power is removal of this excess heat. The CVL is an exception to this rule. Not only does a high temperature not disturb its operation, it is a pre-condition. Thus, both the oven of older CVL's and the cooling system at other lasers can be avoided, leading to an exceptionally efficient and simple laser.

The first to point out this characteristic and to utilize it in constructing a CVL were Petráš et al. in 1972 [6], followed by Anderson et al. [7] and Bokhan

et al. [8]. The only heat source in these lasers was the discharge itself; the results obtained were up to 1% efficiency and up to 2.5 mJ/pulse output energy (300 kW peak power). We have undertaken a study of the scaling of the discharge heated CVL: some of the results are presented in this paper.

First a suitable tube was designed and constructed for the experiments, Fig. 1 is a schematic drawing of the laser. In principle it is similar to longitudinal nitrogen lasers which have been described in the literature [9]. The current path including the discharge is coaxial to minimize the inductance. The tube is recrystallized alumina and can withstand temperatures in excess of 1700°C. The space between the alumina tube and the outer envelope contains a thermal insulator and is evacuated to minimize heat loss. The window holders are water cooled to protect the rubber O-rings which seal the windows. From the window holders two refractory metal electrodes penetrate the tube. The electrodes occupy 40% of the tube length. The region which contains the discharge is heated by it; this region is kept far from the cooled window holders. A temperature gradient thus develops across the electrode region. The gradient is nonlinear due to imperfect thermal insulation near the tube ends. Alumina has a large thermal expansion coefficient  $\sim 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ . A 60 cm long tube thus expands about 1 cm in being heated to 1650°C. Insertion of a bellows permits the envelope to expand and contract to match the length of the alumina tube and prevent its fracture. We also use the expansion as a temperature gauge by providing the tube

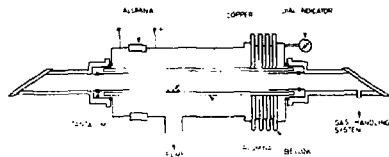


Fig. 1. Schematic drawing of longitudinal discharge copper vapor laser.

with a dial length gauge. The resolution of the gauge is  $10^{-3}$  mm (1 part in  $10^5$  of the total expansion). The gauge is used as a temperature indicator instead of a thermometer (cannot be placed in the laser beam) or thermocouple (extremely difficult to measure millivolts in a fast, high voltage discharge). However, the gauge reading gives an integral of the temperature rise over the length of the tube, and translating it into a temperature profile is difficult. Our results are therefore presented as a function of the length increment in mm.

Fig. 2 is a typical oscillogram of the voltage and current pulses used to excite the tube (30 kV, 600 A). The excitation circuit can deliver pulses like these with an average power of up to 6 kW.

Preliminary experiments gave the following results [10]:



Fig. 2. Time dependence of voltage (upper trace) and current (lower trace) pulses used to excite laser tube.

- 1) There is an optimum lasing temperature,  $\sim 1650^{\circ}\text{C}$ .
- 2) The laser is volumetrically scalable for diameters to 30 mm with  $\sim 10 \text{ J/cm}^3$  specific energy per pulse.
- 3) Lasing efficiency is proportional to cross-section over the same range of diameters.

In order to examine the validity of the scaling laws for tubes of larger cross-sections, we installed a  $1000 \times 40$  mm alumina tube in the laser (active volume  $750 \text{ cm}^3$ ).

As a first step in finding optimum operating conditions the heating properties of the laser were studied. The results are presented in Fig. 3. Power input was fixed at 2.4 kW. Visual examination of the discharge revealed that at low pressure the discharge expands to fill the entire volume of the laser tube, extending out to the windows. As expected from Paschen's law, as the pressure is increased the discharge contracts until at some critical pressure its length equals the electrode separation. The discharge cannot contract further. Above this pressure most of the energy in the discharge is coupled into the thermally insulated regions of the tube and causes maximum tube expansion (maximum average temperature). Above the critical pressure the expansion is pressure independent. The critical pressure is different for different rare gases, but is always greater than 50 Torr, which would thus be the minimum pressure suitable for efficient lasing in this tube.

Fig. 4 shows the appearance of the discharge in the tube, under conditions of relatively low field ( $500 \text{ V/cm}$ ), large cross section ( $12.5 \text{ cm}^2$ ) and very short pulses. The photographs were all taken at 200 Torr

\* Also at Ben Gurion University of the Negev, Beer-Sheva, Israel

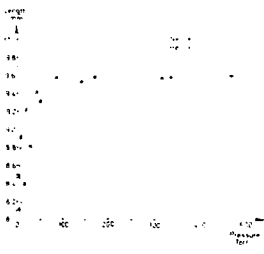


Fig. 3. Dependence of laser tube length on neon tube temperature at buffer gas pressure of 2.4 torr with input of 2.4 kW.

neon pressure and are characteristic of all the gases and pressures used (above 10 torr). Fig. 4a shows the discharge when the tube is still cold and the metal vapor pressure is negligible. The discharge is unstable, and resembles a twanging wire. The glow is rather faint. As the tube heats up and the metal vapor pressure increases, the discharge stabilizes and increasingly fills the tube cross section (Fig. 4b). The glow brightens. Figs. 4c and 4d were taken through a neutral density filter with only 500  $\mu$ s exposure time (not more than two discharge pulses). When we replaced the copper by lead, the above phenomena occurred as before, but at temperatures lower by 500–600 K. The temperature difference correlates with the different vapor pressures of copper and lead, i.e., the same discharge conditions occur for the corresponding vapor pressures of the two elements. A homogeneous discharge in a high pressure medium under a relatively low field is usually, due to the presence of pre-ionization in the gas, due to the fact that the presence of metal is due to the presence of the metal vapor and not, for example, to thermionic emission from the hot plasma tube or electrodes, or to sputter ionization of the gas. It is possible that pre-ionization is a result of our high repetition rate. Using a CYL with 100 torr neon at lasing temperature, Batchin et al. [11] measured the

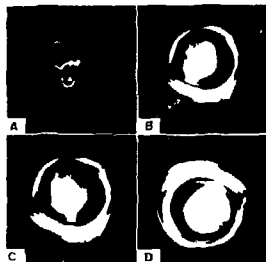


Fig. 4. Appearance of discharge in laser tube. Temperature increases from a to d.

peak electron density to be about  $10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ , decreasing to about  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  in 400  $\mu$ s.

Since we normally used a 4 kHz repetition rate (250  $\mu$ s between pulses), there probably remain enough electrons to serve as a pre-ionization source. We have no data on electron lifetimes in pure helium or neon under similar conditions, but they may be sufficiently shorter to explain the discharge differences. We intend to examine this question using a tube with separate heating and excitation sources.

The need for high pressure to reach operating temperature and the ability to achieve a homogeneous high pressure discharge in a simple longitudinal tube encouraged an attempt to achieve lasing under these conditions. From the early stages of the work we had noticed that increasing the neon pressure increased, or at least did not immediately reduce, the laser output. However, after a short time the output did decrease and sometimes even vanished. As the tube aged, the power decreases more slowly. Also the rate of power decrease was different for different tubes, even from the same manufacturer. We assumed that some foreign material evaporates at the tube, altering the gas composition. *Flowing neon slowly through the tube* stabilizes the laser output at high pressure, nonetheless in some cases performance continued to improve as the tube

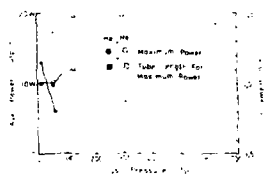


Fig. 5. Dependence of tube length temperature required for maximum laser output power on helium and neon buffer gas pressure.



Fig. 6. Dependence of laser output power on helium, neon and argon buffer gas pressure at constant temperature. The input power for constant temperature depends on buffer gas species and pressure.

aged. Lasing could not be achieved at higher neon pressure in tubes with an alumina content of less than 99.7%. Alumina is normally deposited on the inner surfaces of alkali and alkali earth oxides. We measured the stable spontaneous emission spectrum from laser tubes, and old tubes we found only neon lines, but in old tubes additional lines, from copper and osmium, appeared. The osmium line intensity decreased as the tube aged, coupled with a steady increase in laser power. The alumina was examined by X-ray fluorescence and found to contain Na, Mg, Ca and K (Si identification is uncertain in the instrument used).

Once we had a clean tube, we sought an optimum buffer gas-copper mixture. The copper vapor pressure is determined by the temperature of the tube as well and is measured by expansion of the tube. The laser output is presented for different temperatures and for neon and helium buffer gases in fig. 5. While no significant variation in optimum temperature was found as a function of helium pressure within the limited pressure range possible with helium, there is a variation with neon. For neon the laser operates at above the critical pressure (as opposed to helium, where operation is possible only below the critical pressure) and the optimum temperature decreases with increasing neon pressure, permitting efficient operation with reduced input power at high neon pressures.

In fig. 6 the laser output is presented as a function of the pressure of the buffer gases helium, neon and argon. The temperature was held constant in these

experiments. The laser had a 500 mm long active zone. The difference between neon and the other gases is striking.

In order to investigate the kinetics of the copper population we measured the dependence of laser energy on pulse repetition rate (or, inversely, on time between pulses). The results are presented in fig. 7 for both green and yellow laser lines. The neon pressure in this experiment was 200 torr. At low repetition rate the total laser energy approaches 9 mJ/pulse. As the repetition rate is increased the energy per pulse decreases, due to a decrease in the green line. The energy in the yellow line remains constant at least to 5 kHz. The difference in the behavior of the two lines is at-

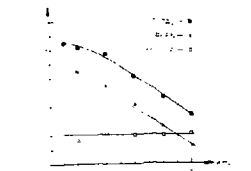


Fig. 7. Dependence of laser output energy on repetition rate.

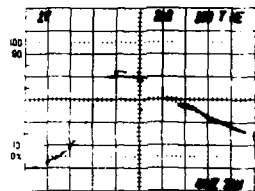


Fig. 8. Oscillogram of laser output pulse. Time scale is 2 ns/division.

tributable to thermalization of the  $^2D_{3/2}$  and  $^2D_{5/2}$  metastable levels. Thermal equilibrium is reached quite rapidly between the metastable levels; the  $^2D_{3/2}$  level, which lies  $2000\text{ cm}^{-1}$  higher than the  $^2D_{5/2}$  level, empties between pulses.

The  $^2D_{5/2}$  level, which lies  $11\,000\text{ cm}^{-1}$  above the ground state, empties much more slowly, bottlenecking the green laser line. Nevertheless, at 4 kHz the pulse energy is over 5 mJ, for an average power of over 20 W. At high pressures and optimum temperature the pulses shorten to as little as 8 ns. Fig. 8 presents such a short pulse; its peak power is 830 kW, the highest peak power to date for a copper vapor laser.

Finally, the tube was operated as an amplifier and produced 30 W average power at 4 kHz and 20 W at 2 kHz (7.5 and 10 mJ/pulse, respectively). The beam quality of the laser amplifier was superior to that of the same laser acting as an oscillator. Tiny holes were easily drilled in 1 mm thick steel sheet, using a 150 mm focal length lens.

In the dozen years which have passed since its dis-

covery, less development work has been performed on the copper vapor laser than on some more popular lasers. The laser described above consumes less power than its 1966 predecessor, is physically smaller, delivers about two orders of magnitude more average power, but its performance still fits Walter's 1967 description of "neither maximum nor optimum values, but they do indicate a closer realization of the copper laser's potential as an efficient, high-powered visible laser" [12].

We are pleased to acknowledge the assistance of S. Kamin in constructing the laser and in performing the measurements.

#### References

- [1] W.T. Walter, *Bull. Am. Phys. Soc.* 11 (1966) 113.
- [2] M. Pflüch and G. Gould, *Rev. Sci. Instr.* 37 (1966) 925.
- [3] F.J. Climent, *Exxon Research and Engineering Co. Report No. AD/A-005 004* (1974).
- [4] G.R. Russell, N.M. Neherlin and T.J. Phibston, *Appl. Phys. Lett.* 21 (1972) 565.
- [5] J.F. Aguin and N.K. Moncur, *Appl. Phys. Lett.* 13 (1968) 384.
- [6] A.A. Iarov, M.A. Karayyan and G.G. Petrush, *Opt. Spectrosc.* 35 (1973) 307.
- [7] R.S. Anderson, L.W. Spranger, R.G. Bricks and T.W. Karas, *IEEE J. Quant. Electr.* QJ-11 (1975) 173.
- [8] P.A. Baidun, V.N. Nikolayev and V.I. Solomonov, *Sov. J. Quant. Electr.* 5 (1975) 96.
- [9] I.I. Magda, Yu.V. Tkach, E.A. Lemberg, G.V. Skadchek, N.P. Gaderikh, A.V. Sidel'nikova, V.V. Dyatlova and Ya.Ya. Bemarab, *Sov. J. Quant. Electr.* 3 (1973) 260.
- [10] V. Sotilskii, A. Kerman, L.A. Levin and G. Iveta, *Optics Comm.* 25 (1978) 79.
- [11] V.M. Batenin, V.A. Burmakin, P.A. Vokhmin, A.I. Evryumin, I.I. Kil'povskii, M.A. Lento and L.A. Semenova, *Sov. J. Quant. Electr.* 7 (1977) 891.
- [12] W.T. Walter, *Bull. Am. Phys. Soc.* 12 (1967) 90.

## Kinetics of population inversion in a copper-vapor laser investigated by a modified hook method

I. Smilanski and L. A. Levin

New York Research Center, Argonne, Illinois, U.S.A.

G. Erux

New York Research Center, Argonne and Physics Department, University of Chicago, Illinois, U.S.A.

Received October 19, 1965

A modified hook apparatus with nanosecond time resolution was used to measure the dispersion around the laser transition in atomic copper vapor for both normal and inverted populations. A large dispersive gradient of population was found in the lower laser levels that could explain the lower than expected efficiency for copper vapor lasers.

Measurement of population-inversion kinetics in the copper vapor laser (CVL) by the popular absorption-gain or fluorescence methods has proven to be extremely difficult. The combination of a complicated hyperfine structure and Stark, pressure, and Doppler broadening by a plasma of undetermined parameters, all coupled with large and rapidly changing populations, has prevented an accurate measurement from being made. In order to perform such a measurement, we looked for a method in which line shape and broadening can be neglected and nanosecond time resolution can be achieved.

In the neighborhood of an isolated atomic transition, the following dispersion relation holds for the refractive index  $n$ :

$$n - 1 = \frac{r_0}{4\pi} \frac{N_1 f_1 \lambda_0^2}{\lambda - \lambda_0} \left( \frac{1 - g_1 N_1}{g_2 N_2} \right), \quad (1)$$

where  $r_0$  is the classical electron radius,  $\lambda_0$  is the transition wavelength,  $N_1$  and  $N_2$  are the populations of the lower and upper levels, respectively,  $g_1$  and  $g_2$  are their statistical weights, and  $f_1$  is the oscillator strength of the transition  $l' \rightarrow l$ . Equation (1) reveals large variations in the refractive index around an atomic transition. The quantity  $n - 1$  changes sign in passing through the line center, a phenomenon known as anomalous dispersion. Ladenzburg<sup>1</sup> denoted the normalized population ratio by  $Q$ :

$$Q = \frac{g_1 N_1}{g_2 N_2}. \quad (2)$$

We called  $Q$  the negative dispersion since increasing  $Q$  decreases the dispersion.

When the populations become equal,  $g_1 N_1 = g_2 N_2$ , and the anomalous dispersion vanishes. For an inverted population  $g_1 N_1 > g_2 N_2$ ,  $Q > 1$ , the anomalous dispersion changes sign, and the dispersion curve is the mirror image of the function for a normal population. This phenomenon can be termed inverse anomalous dispersion and should not be confused with Ladenzburg's

negative dispersion. We are not aware of a previous demonstration of this phenomenon using the hook method.

In the hook method,<sup>2</sup> the light that has passed through an interferometer is wavelength dispersed on a two-dimensional detector, usually a photographic plate. The relation between the order  $k$  of an interference fringe and its height  $y$  in the image plane is given by

$$(n - 1)l + \Delta l + \delta y = k\lambda; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

where  $l$  is the length of the active medium,  $\Delta l$  is the optical path difference between the two interferometer arms, and  $\phi$  is the angle between the two interferometer beams at the detector. The shape of an interference fringe is given by  $dy/d\lambda$ . For normal dispersion,  $dy/d\lambda = 0$ ; from Eq. (3) this results in

$$\left( \frac{dy}{d\lambda} \right)_{n=1} = \frac{k}{\lambda}. \quad (4)$$

The interference fringes are thus straight lines in the  $(\lambda, y)$  plane. The  $y$  direction is determined by selection of  $k$  and  $\phi$ , i.e., by adjustment of the interferometer. In a region of anomalous dispersion, insertion of Eq. (1) into Eq. (3) gives

$$dy = \lambda \left[ k + \frac{r_0}{4\pi} \frac{N_1 f_1}{\lambda^2} \left( \frac{1 - Q}{\lambda - \lambda_0} \right) \right]. \quad (5)$$

The sign of the second term is independent of  $\lambda$ ; thus near  $\lambda_0$  the slope of the fringes increases continuously if the two terms are of the same sign. If they are opposite in sign, however, there are two wavelengths for which  $dy/d\lambda = 0$ , one on each side of the resonance. The double change in fringe direction produces the characteristic hooks in the interference pattern. For a transition with a known  $f_1$ , the population difference  $N_1(1 - Q) - N_2 = 4\pi/g_1 f_1 N_2$  can be obtained after the hook separation,  $\Delta\lambda = 2|\lambda_0 - \lambda|$  ( $r_0 = 1.21$ ), has been measured. If the hook separation is much larger than

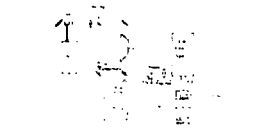


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

the linewidth, the latter will have no effect on the accuracy of the measurement.

We have used a modified hook apparatus,<sup>3</sup> which is shown schematically in Fig. 1. The nitrogen laser-pumped dye laser has a bandwidth of approximately 1 nm and is tunable over the visible range. Its spectrum consists of more than 100 discrete lines. The sampling time,  $m$ , then restricts to 50 the number of interference fringes that can be observed transverse to the wavelength axis in the focal plane of the spectrograph. The dye-laser pulse is shorter than 10 nsec and determines the time resolution of the system. The brightness of the dye laser ensures good contrast in the vidicon-camera output even with a 10-cm-wide spectrograph slit. Mechanical fluctuations can be ignored during the 10-nsec dye-laser pulse, eliminating the problem of vibrational isolation of the system. However, it was necessary to restrict the repetition frequency of the dye laser to no more than the frame frequency of the video system (25 Hz), since the interference fringes are slightly different for each dye-laser pulse. The television monitor displays the interferograms on line, making some alignment straightforward and line. The maximum dispersion of our spectrograph is 0.16 nm/m, and its resolution is 0.003 nm. The effective horizontal scan length of the vidicon is 5 mm; its resolution is more than 500 lines. The resolution of the system is thus spectrograph limited.

The timing control (which includes the chopper) selects 25 of the copper-vapor laser's 4000 pulses per second and fires the nitrogen laser with the desired delay to the copper-vapor laser. The delay can be monitored by the  $P$ - $J$ - $N$  diode. The interferograms are recorded on the video recorder and analyzed later in the "still" position. The audio channel is used for data identification. The  $f_{ij}$  values were calculated from Bethe's  $A$  values.<sup>4</sup>

Either normal or inverted populations can be measured by the hook method. In order that hooks may be produced from an inverted population, the sign of  $k$  must be reversed relative to its conventional value by appropriate adjustment of the interferometer. This is accomplished by transferring the compensator to the other interferometer arm, reversing the sign of  $k$ . The result is a fringe pattern that is the mirror image of the normal pattern.

There is another difference between hooks from normal and inverted populations. The hooks in the normal pattern are separated by a dark interval at the resonance wavelength caused by absorption; the in-

verted hooks are separated by a bright region, the amplified light that is due to stimulated emission.

The relevant copper energy levels are presented in Fig. 2. First, the  $4p^2P^{\circ}_1 - 4d^2D_{3/2}$  transition at 515.3 nm was used to measure  $N_1$ ; the population of the  $4p^2P^{\circ}_1$  level, assuming the  $4d^2D_{3/2}$  population to be negligible. Typical results are presented in Figs. 3 and 4. Next, the  $4s^2S_{1/2} - 4p^2P^{\circ}_1$  transition at 572.8 nm was used to measure  $N_2$  ( $1 - Q_1 = N_2 - 2N_1$ ), where  $Q_1$  is the  $4s^2S_{1/2} - 4d^2D_{3/2}$  population. For delays longer than 140 nsec, normal hooks appeared on the monitor; hence  $Q_1 < 1$ . The values of  $N_1 = 2N_2$  deduced from the hook patterns are presented in Fig. 3. For a delay of 140 nsec, no hooks appeared, indicating population equality. For delays shorter than 140 nsec, the slope of the fringes increased near the line center, accompanied by a strong intensification of the line. In order to create hooks and measure the population inversion, the compensator (Fig. 1) was transferred to the other arm of the interferometer, inverting  $k$  and the slope of the fringes. The resulting hooks indicate inverse anomalous dispersion (Fig. 5). The deduced values of  $2N_1 - N_2$  are presented in Fig. 3. The measured values of  $N_1$  and  $N_2 = 2N_1$  were used to calculate the metastable  $4s^2D_{3/2}$  level population. The results are presented in Fig. 3 as  $N_3$  (calculated). A similar procedure was used to  $D_{3/2}$  level population. The results are presented in Fig. 3 as  $N_4$  (calculated). A similar procedure was used to measure the population of the  $4s^2D_{5/2}$  level, giving equivalent results. It should be emphasized that the

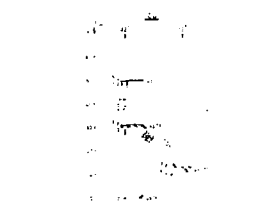


Fig. 2. Partial energy-level diagram of atomic copper.



Fig. 3. Time dependence of level populations and population differences.



Fig. 4. Typical hook pattern photographed from TV monitor, with recorder in still position, of the  $4p^2P^{\circ}_1 - 4d^2D_{3/2}$  transition at 515.3 nm. The  $f_{ij}$  value of this transition is 24 times higher than that of the 572.8-nm laser transition; hence the larger hook separation for equivalent populations.



Fig. 5. Hook patterns of normal and inverted populations, the  $4s^2D_{3/2} - 4p^2P^{\circ}_1$  transition at 572.8 nm. A, inverted interferograms; B, normal interferograms; 1, 100-nsec delay, inverted population into the gain at line center; 2, 200-nsec delay, normal population into the absorption at line center.

Mach-Zehnder interferometer insured traveling-wave operation, so oscillations of the gain tube were avoided and the population of the  $4s^2D_{3/2}$  levels that was due to stimulated emission was negligible. To be on the safe side, the data in Fig. 3 were taken in a tube operated below the optimal temperature, with reduced inversion density.

The population rate of a  $4s^2D_{3/2}$  sublevel can be described by the following expression:

$$\frac{dN_K}{dt} = n_e N_e N_{K10} + n_e \sum_K N_K N_{K10} - \sum_K N_K A_{K10} - n_e N_{10} \sum_K N_{K10} + P, \quad (6)$$

where  $N_K$  is the population in a level  $K$ ,  $n_e$  is the electron concentration,  $N_{K10}$  is the transition rate from level  $K$  to level 1,  $A_{K10}$  is the radiative transition probability from level  $K$  to level  $D$ , and  $P$  is the stimulated-emission density. (During the short-discharge pulse, collisions with heavy gas particles can be neglected.)

In several CVL models,<sup>5-8</sup> the population of the lower laser level by processes other than stimulated emission is neglected, which would permit Eq. (6) to be written as  $dN_K/dt = P$ . But in our experiment  $P \approx 0$  while  $N_D$  and  $N_1$  are changing rapidly during the discharge pulse. Population of the lower laser level by processes other than stimulated emission must be taken into consideration in modeling the CVL and may contribute to the lower-than-predicted practical efficiency.

The authors are pleased to acknowledge the aid of S. Lavi, E. Miran, and H. David in designing the experiment. The dedicated work of S. Kamin in assembling the system is especially appreciated.

#### References

1. R. Ladenburg, *Rev. Mod. Phys.*, **2**, 243 (1932).
2. W. C. Marshall, *Appl. Opt.*, **6**, 1713 (1967). This is an excellent and available introduction to the hook method.
3. K. Miyazaki and K. Fukuda, *J. Phys. D*, **10**, 1969 (1977).
4. A. Bethe, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **18**, 383 (1975).
5. I. Somlanski, A. Kerman, I. A. Levin, and G. Evz. *Opt. Commun.*, **55**, 79 (1974).
6. P. A. Vokhmin and I. I. Klinovskii, *High Temp. (USSR)*, **14**, 216 (1978).
7. A. Kh. Mustafakhanov, G. V. Naidis, and N. P. Shlemov, *Sov. J. Quantum Electron.*, **8**, 343 (1978).
8. O. Kafri and E. Bar-Ziv, *Phys. Lett.*, **51A**, 323 (1975).

## STRUCTURE OF 510.6 AND 578.2 nm COPPER LASER LINES

J. H. N. SBAL, M. I. SMLANSKI, S. GABAY, L. A. HAVIN, G. EREZ\* and S. LAVI

Niskar Research Centre-Nesher, Beer-Sheva, Israel

Received 7 December 1979

The structure of the 510.6 and 578.2 nm copper laser lines were calculated and measured as a function of copper density and buffer gas pressure. The line shapes were consistent with the calculations only near the oscillation threshold. The buffer gas pressure data indicate that the pressure broadening coefficient is very small for our experimental conditions.

## 1. Introduction

A knowledge of line shapes is important for a characterization of a laser. It is required when the laser is used as a gain/absorption probe or when the coherence properties of the laser are considered. The present work is a study of the structure of the 510.6 and 578.2 nm laser transitions in atomic copper vapor. We studied the dependence of the structure of these lines on: (1) temperature (e.g. copper atom density) starting from threshold temperature, (2) buffer gas pressure. These transitions have been used recently for absorption measurements in copper laser kinetic studies [1,2].

## 2. Review of theory

The lines of atomic copper have a complex hyperfine structure. The complexity results from occurrence in natural copper of two isotopes, both of which have nuclear spin. The two isotopes,  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$ , occur in nature in the ratio 69:31. The nuclear spin  $I$  of both isotopes is  $3/2$  so both have magnetic hyperfine and electric quadrupole moments. The total angular momentum  $F$  of an atomic state is then given by

$$|F - I| \leq F \leq I + I \quad (1)$$

where  $F$  is the total electron angular momentum.

The 510.6 nm copper line is a transition  $^2P_{3/2}$ .

$^2D_{3/2}$ , while the 578.2 nm line is a transition  $^2P_{1/2}$   $^2D_{3/2}$ . The  $^2P_{1/2}$  state splits into two hyperfine components with  $F = 2$  and 1, the  $^2P_{3/2}$  and  $^2D_{3/2}$  states split into four components with  $F = 3, 2, 1$  and 0 and the  $^2D_{5/2}$  state splits into four components with  $F = 4, 3, 2$  and 1.

The frequency shifts,  $\Delta\nu$ , of the hyperfine components relative to the centers of gravity of the levels can be calculated from [3]:

$$\Delta\nu = \frac{AC}{2} + \frac{B}{2} + \frac{3}{2}C \frac{C+1}{I(I+1)} + \frac{2J(I+1)J(U+1)}{I(2I-1)(2J+1)} \quad (2)$$

where  $A$ ,  $B$  and  $C$  are the magnetic dipole, electric quadrupole splitting factors and  $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ . The numerical values of  $A$  and  $B$  for the two isotopes and the isotope shifts are presented in table 1. Scale drawings of the splittings can be found in ref. [12].

Allowed transitions between hyperfine components are restricted by the selection rule  $\Delta F = 0, \pm 1$ . Table 2 presents the frequency shifts and relative intensities of the hyperfine components of the 510.6 and 578.2 nm laser transitions. The frequency shifts are relative to the center of gravity of the  $^{63}\text{Cu}$  transition. The intensities were computed using the formulas of ref. [4].

The Doppler-broadened lineshapes calculated for the 510.6 and 578.2 nm transitions are shown in figs. 1 and 2 respectively. The spectral envelopes were obtained by the following procedure. The positions and heights of the vertical bars are taken from the data of table 2. Each component is designated by a small letter

\* Also Ben-Gurion University of the Negev, Beer-Sheva, Israel.



Table 1  
A, B and isotopic shift values for the  $^2P_{3/2}$ ,  $^2D_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$  and  $^2D_{5/2}$  copper levels

Isotope	Level	A (MHz)	B (MHz)	Isotopic shift relative to $^{63}\text{Cu}$ (MHz)
$^{63}\text{Cu}$	$^2P_{3/2}$	209.1 (b)	26.6 (b)	30 (a)
	$^2D_{3/2}$	803.6 (c)	174.3 (c)	2280 (a)
	$^2P_{1/2}$	543.3 (c)	-	9 (a)
	$^2D_{5/2}$	1983.9 (c)	127.2 (c)	2220 (a)
$^{65}\text{Cu}$	$^2P_{3/2}$	195.2 (b)	28.8 (b)	-
	$^2D_{3/2}$	749.1 (c)	186.0 (c)	-
	$^2P_{1/2}$	506.9 (c)	-	-
	$^2D_{5/2}$	1851.0 (c)	137.4 (c)	-

(a) Ritzsch, ref. [9]; Wagner, ref. [10].  
(b) Hey, ref. [11].  
(c) Fischer et al., ref. [12].

Table 2  
Frequency shifts of hyperfine components of the 510.6 and 578.2 nm transitions relative to the centers of gravity of the  $^{63}\text{Cu}$  transitions. Intensities relative to the strongest hyperfine transition (taken as 100).

A (nm)	F	J	$^{63}\text{Cu}$		$^{65}\text{Cu}$			
			$\Delta\nu$ (MHz)	I	$\Delta\nu$ (MHz)	I		
510.6	3	4	-2423.6	100	a	-343.2	45	a'
	2	3	164.8	62	b	2410.0	28	b'
	3	3	721.6	16	c	3010.6	7	c'
	1	2	1909.2	35	d	4297.4	16	d'
	2	2	2328.4	19	e	4942.3	9	e'
	3	2	2852.2	1	f	5342.9	0.5	f'
	0	1	3067.0	16	g	5529.5	7	g'
578.2	1	1	3258.6	15	h	5765.2	7	h'
	2	1	3677.8	2	g	6210.1	1	g'
	2	3	-3818.9	100	a	-1868.1	45	a'
1	2	857.7	36	b	3126.3	16	b'	
2	2	1871.3	26	c	4210.9	16	c'	
1	1	4452.3	16	d	6564.8	16	d'	
2	1	5436.1	7	e	8051.4	3	e'	
3	0	6135.9	14	f	8821.4	6	f'	

(a, a', ...) corresponding to its designation in the table. For each component a Doppler-broadened gaussian was constructed with its center on the bar. The envelope of

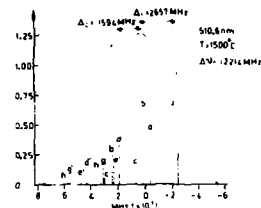


Fig. 1. Calculated lineshape of the 510.6 nm line at 1500°C. The positions and heights of the vertical bars a, a', ... correspond to the positions and relative intensities of the hyperfine components of  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$  respectively.

the line was obtained by summing the gaussians. Lines with negligible relative intensities were deleted in the figures.

Three features deserve comment. First, the width of the yellow line is about 11000 MHz while the green line is about 7000 MHz wide. Second, the order of appearance of the peaks above threshold should follow the spontaneous transition envelope. For the green line the central peak should last first. As the temperature (density) is raised the higher frequency peak should appear, then the lower frequency one. For the yellow line lasing should first occur for the intense low frequency peak, followed in turn by the high frequency peak and the central peak. Third, the frequency interval between peaks is temperature dependent. The cal-

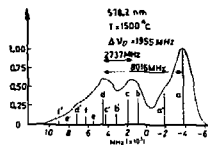


Fig. 2. Calculated lineshape of the 578.2 nm line at 1500°C.

culatous shows that increasing the temperature, from 1300°C to 1500°C, decreases the interval between high frequency and central peaks of the green line and increases the interval between low frequency and central peaks.

### 3. Experimental method

The experimental arrangement is shown in fig. 3. The laser was a discharge-heated copper vapour laser. Its steady state temperature depends on the repetition rate, which can be varied in the range 3–6 kHz. A laser tube with an inner diameter of 18 mm and active length about 250 mm was used to measure the temperature dependence of the laser line shape. A second tube with an inner diameter of 30 mm and active length 600 mm was used to measure the pressure dependence of the line shapes. This laser tube was identical to that one used in ref. [5]. Relative temperatures were measured by measuring the expansion and contraction of the laser tube, no temperature calibration was attempted.

Two Fabry Perot etalons were used. One was a Spectra Physics Model 470-02 confocal spectrum analyser with fixed mirrors and an 8000 MHz free spectral range (FSR). The FSR of the second etalon, Coherent Optics Model 370, could be varied by varying the distance between its flat mirrors. The etalons were operated in the scan mode using a waveform generator. The spectrum was detected and analyzed by a PIN photodiode, a sample and hold unit and a 7904 Tektronix oscilloscope with a C-50 oscilloscope camera. The two spectral lines were isolated by interference filters. The yellow line, whose width is about 11000 MHz, was analyzed using the variable etalon with FSR of 15000 MHz. The green line, whose width is about



Fig. 3. Experimental setup.

7000 MHz, was analyzed using the confocal spectrum analyser.

Recently spectral distribution measurements of single copper vapour laser pulses have been made in our laboratory using a fringe made Fabry Perot interferometer, CCTV system and TV line-trigger pulse selector [6].

### 4. Experimental results

#### 4.1. Temperature dependence of the laser lines

##### 4.1.1. The 510.6 nm transition

Fig. 4 shows the spectrum of the green line at four temperatures, with temperature increasing from  $T_1$  to  $T_4$ . The oscilloscope traces were obtained using the 8000 MHz FSR spectrum analyser. The trace at  $T_1$

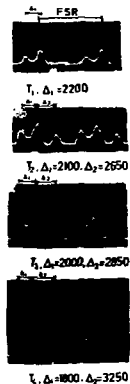


Fig. 4. Spectrum of the 510.6 nm line at four temperatures ( $T_1, T_2, T_3, T_4$ ).  $\Delta$  is measured in MHz. The buffer gas pressure was 25 torr Ne.

shows the spectrum slightly above the threshold temperature. It is composed of two peaks separated by about 2300 MHz. At threshold only the more intense peak lases. The intense peak is the central peak of fig. 1, the second peak to the higher frequency peak. At temperature  $T_2$  a third peak appears, corresponding to the low frequency peak of figure 1. The intensity of this peak increases greatly as the temperature is increased to  $T_3$  and  $T_4$ . The total spectrum width is about 6000 MHz above  $T_2$  but the relative positions of the peaks and relative intensities are temperature dependent; the temperature dependence is predicted by the calculations, but there is a quantitative discrepancy.

#### 4.1.2. The 578.2 nm transition

Fig. 5 shows the spectrum of the yellow line at three temperatures. The oscilloscope traces were obtained with an FSR of 15000 MHz. The trace at  $T_1$ , slightly above threshold, shows two peaks. At threshold only the intense lower frequency peak lases, then the high

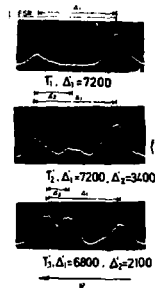


Fig. 5. Spectrum of the 378.2 nm line at three temperatures ( $T_1, T_2, T_3$ ).  $\Delta$  is measured in MHz. The buffer gas pressure was 25 torr Hc.

frequency one. The third, central, peak appears at temperature  $T_2$ .

These results indicate that the laser line shape at threshold temperature and slightly above it, follows the calculated envelope shape. The same result was obtained by Clementi [7]. For both lines the high temperature intensity distribution is different from the low temperature and spontaneous distributions, a point which deserves further study.

The spectral distributions reported here are consistent with the experimental results of ref. [6].

#### 4.2. Pressure dependence of the laser lines

Fig. 6 shows the 578.2 nm line shape at different buffer gas pressures and a fixed temperature. The result indicates that the shape and width of the line is almost insensitive to the buffer gas pressure. A similar result was obtained for the 510.6 nm line. This result is different from Chen's result obtained in a copper halide laser [8]. Chen interpreted his data as resulting

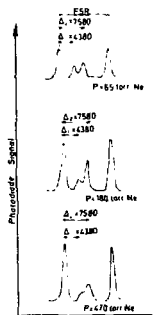


Fig. 6. Spectrum of the 578.2 nm line at three buffer gas pressures and a fixed temperature.  $\Delta$  is measured in MHz.

from pressure broadening of both laser lines by Ne with a coefficient of 180 MHz/torr. The fact that in our experiment the laser line shapes did not change in a broad range of buffer gas pressure indicates that the pressure broadening coefficient is much smaller than the value given by Chen.

#### 5. Conclusions

The width of the copper laser lines can be calculated by assuming that each line is composed of Doppler-broadened components, each centered on a hyperfine component. The order of appearance of the peaks above threshold is governed by the relative intensities of the spontaneous transitions, but far above threshold additional factors enter which change the relative intensities of the laser peaks. Both spontaneous and stimulated spectra depend strongly on temperature and probably on additional experimental conditions. Therefore when absorption measurements are carried out it is necessary to know the experimental conditions for both light source and absorber before quantitative interpretations are possible.

#### References

- [1] N.M. Sobierin, *J. Appl. Phys.* 48 (1977) 3244.
- [2] J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gebar, G. Erez and I.A. Levin, *J. Appl. Phys.* 49 (1978) 2662.
- [3] H. Kopferman, *Nuclear Moments* (Academic Press Inc. New York 1952).
- [4] E.U. Condon and G.M. Shortley, *The theory of atomic spectra* (Cambridge University press 1963) pp. 63, 69.
- [5] I. Smilanski, G. Erez, A. Kerman and A.L. Levin, *Optics Comm.* 30 (1979) 70.
- [6] S. Lym, E. Miror and I. Smilanski, *Optics Comm.* 27 (1978) 117.
- [7] R. Clementi, *The copper vapor laser*, Ph. D. Thesis (University Microfilms International Ann Arbor, Michigan, U.S.A. 1972).
- [8] C.J. Chen, *Phys. Rev. A* 10 (1978) 2192.
- [9] R. Ritschl, *Z. f. Physik* 79 (1932) 1.
- [10] S. Wagnen, *Z. f. Physik* 101 (1935) 122.
- [11] J. Ney, *Z. f. Physik* 136 (1965) 53.
- [12] W. Fischer, M. Hahnemann and J.J. Kolthoff, *Z. f. Physik* 194 (1966) 417; 200 (1967) 159.

COPPER HOOKS - INVESTIGATION OF THE COPPER-VAPOR-LASER KINETICS  
Israel Smlanski  
Nuclear Research Centre - Negev, P O Box 9001, Beer-Sheva, Israel

## ABSTRACT

Interferometric measurements of anomalous dispersion ("hook" method) conducted by use of a dye laser and a CTV are described. Discharge kinetics are derived from the hook-data of a copper-vapor laser. A high electronic  $\gamma = 10$  excitation rate is deduced.

More than 13 years have passed since the copper-vapor laser (CVL) was discovered by Walter et al.<sup>1</sup> A lot of technological and operational data has been accumulated since then, but the main processes governing the laser performance are still insufficiently identified and understood. In the absence of a complete set of transport and excitation cross-sections, several excitation attempts were made in the past, followed by simplified models.<sup>2,3</sup> Most of these models reconstructed fairly well some of the operational parameters (i.e., the power output and excitation pulse), using different, and sometimes even conflicting assumptions. It seemed that the experimental evaluation of the laser kinetics could refine these models by throwing light on the laser internal processes.

The population of a level can be determined by measuring the absolute value of its spontaneous emission.<sup>4</sup> Except for severe calibration difficulties, this method is unsuitable for measuring the populations of the ground and metastable states. The absorption/gain method was used by several authors to analyze the CVL but its limitations are now well known.<sup>5</sup> Both total absorption in the line center, and complicated, hardly determinable line broadening make these measurements very difficult and expensive. However, not only the magnitude of the light wave is affected by a resonant population difference, but also its phase. A population difference will result in a measurable phase deviation sufficiently far from the line center to allow the effect of both total absorption and line broadening to be insignificant. The measurement of a phase shift requires a reference signal so that it is accomplished by an interferometer.

The Rozhdetsvenskii "hook" method<sup>6,7</sup> is known for many years as the most accurate - and difficult - method for determining  $f$ -values (or populations). We will briefly describe here a modified<sup>8</sup> and modernized hook system, which is simple to construct and operate and has a nanosecond time resolution and is therefore suitable for CVL diagnosis.

In the neighborhood of an isolated atomic transition the following dispersion relation holds for the refractive index  $n$ :

$$n - 1 = \frac{f_0}{\pi} \frac{N_2 f_{12} f_{21}^2}{\lambda^2} \left[ \frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{f_{12} N_1}{f_{21} N_2} \right] \quad (1)$$

where  $f_0$  is the classical electron radius,  $\omega_0$  is the transition wavelength,  $N_2$  and  $N_1$  are the populations of the lower and upper levels, respectively, and  $f_{12}$  and  $f_{21}$  are their statistical weights and  $f_{12}$  is the oscillator strength of the transition  $u \rightarrow k$ . Equation (1) reveals large variations in the refractive index around an atomic transition. The quantity in (1) changes sign in passing through the line center, a phenomenon known as anomalous dispersion. Ladenburg<sup>9</sup> denoted the normalized population ratio by  $Q = (f_{12} N_2)/(f_{21} N_1)$  and called it "negative dispersion" since the dispersion decreases as  $Q$  increases. We demonstrated its existence in a DC neon discharge, using the hook method, when the populations become equal, i.e.,  $Q = 0$ , and the anomalous dispersion vanishes. For an inverted population  $f_{12} N_2 > f_{21} N_1$ ,  $Q > 1$ , the anomalous dispersion changes sign, and the dispersion curve is the mirror image of the function for a normal population. This dispersion will be referred to as the inverse anomalous dispersion.

In the hook method<sup>8</sup> the light which has passed through a Mach-Zehnder interferometer is wavelength-dispersed on a two-dimensional detector, usually a photographic plate. The relation between the order  $k$  of an interference fringe and its height  $y$  in the image plane is given by:

$$(n - 1)l = k\lambda = \gamma v = \lambda \gamma \left[ k + f_0 \gamma \right], \quad (2)$$

where  $l$  is the length of the active medium,  $2l$  is the optical path difference between the two interferometer arms, and  $\gamma$  is the angle between the two interferometer beams at the detector. The slope of an interference fringe is given by  $d\gamma/dk$ . For normal dispersion,  $d(n-1)/dk > 0$ , and derivation of equation (2) gives:

$$\left(\frac{d\gamma}{dk}\right)_{k=const.} = \frac{\lambda}{\gamma} \quad (3)$$

The interference fringes are thus straight lines in the  $(k, y)$  plane. Their direction is determined by selection of  $k$  and  $\lambda$ , i.e., by adjustment of the interferometer. In a region of anomalous dispersion the substitution of (1) in (2) results in:

$$\frac{d\gamma}{dk} = \frac{1}{\gamma} \left[ k + \frac{d\gamma}{dk} \frac{f_0 N_2 f_{12} l}{(k - \gamma_0)} \right] \quad (4)$$

The sign of the second term is independent of  $k$ ; thus, near  $\gamma_0$  the slope of the fringes increases continuously if the two terms are of the same sign,<sup>10</sup> or if they are of opposite sign, however, there are two wavelengths for which  $d\gamma/dk = 0$ , one on each side of the resonator. The double change in fringe direction produces the characteristic "hooks" in the interference pattern. For a transition with a known  $f_{12}$  the population difference  $N_2(l - Q) = N_1 \left[ \frac{f_{12} N_2}{f_{21} N_1} \right]$  can be solved after the hook separation,  $2 = 2l \left[ \frac{f_{12} N_2}{f_{21} N_1} - 1 \right] (l - \gamma_0)$  is measured. The hook width does not affect the calculation if the hook width is smaller than the hook separation.

We have used the modified hook apparatus, which is presented in Fig. 1.

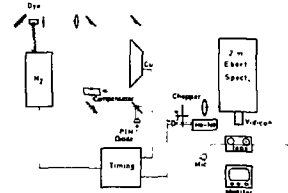


Figure 1.  
Schematic diagram of the experimental apparatus.

The nitrogen laser-pumped dye laser has a bandwidth of approximately 1 nm and is tunable over the visible range. Its spectrum consists of more than 100 discrete lines. The sampling theorem restricts then to 50 the number of interference fringes which can be observed transversely to the wavelength axis in the focal plane of the spectrograph. The dye-laser pulse is shorter than 10 ns and determines the time resolution of the system. The brightness of the dye laser ensures good contrast in the vidicon camera output even with a 10  $\mu$ m wide spectrograph slit. Mechanical fluctuations can be ignored during the 10 ns dye laser pulse, so that the problem of vibrational isolation of the system is eliminated. However, it was necessary to restrict the repetition frequency of the dye laser to no more than the frame frequency of the video system (25 Hz), since the interference fringes are slightly different for each dye laser pulse. The television monitor displays the interferograms on-line, making the system alignment straightforward and rapid.

The maximum dispersion of our spectrograph is 0.160 nm/mm and its resolution is 0.003 nm. The effective horizontal scan length of the vidicon is 5 mm; its resolution is more than 500 lines. The system resolution is, thus, spectrograph-limited.

The timing control, which includes the chopper, permits only 25 of the 4000 CVL pulses per second to reach the spectrograph's slit, and fires the nitrogen laser with the desired delay relative to the CVL. The hooks' contrast is optimized by this arrangement. The delay can be monitored by the PM diode. The interferograms are recorded on the video recorder and later analyzed in the "hook" position. The audio channel is used for data identification. The hooks are analyzed electronically<sup>11</sup>, to avoid a geometrical distortion by the monitor.

Either normal or inverted populations can be measured by the hook method. In order to produce hooks from an inverted population, the conventional sign of  $k$  must be reversed by appropriate adjustment of the interferometer. This is accomplished by transferring the compensator to the other interferometer arm and thereby reversing the sign of  $l$ . The result is a fringe pattern which is the mirror image of the normal pattern.

There is another difference between hooks from normal and inverted populations. The hooks in the normal pattern are separated by a dark interval at the resonance wavelength which is caused by absorption; the inverted hooks are separated by a bright region, i.e.,

the amplified light due to stimulated emission.

The tube studied was 40 mm in diameter and 60 cm long and was excited by 80 ns long current pulses.

The relevant copper energy levels are presented in Fig. 2.



Figure 2.  
Partial energy level  
diagram of atomic copper  
(wavelengths in nm).

First, the  $4p^1 4P^1 \rightarrow 4d^1 4D^1$  transition at 515.3 nm was used to measure the population of the  $4P^1$  level, assuming the  $4d^1 4D^1$  population to be negligible. Typical results are presented in Fig. 3.

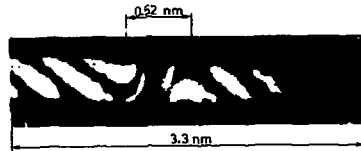


Figure 3. Typical hooks at  $\lambda_0 = 515.3$  nm ( $4p^1 4P^1 \rightarrow 4d^1 4D^1$  transition).

This transition was scanned in the 10-1.5-10<sup>-10</sup> ns delay range, using a precision delay generator. The 521.8 nm ( $4p^1 4P^1 \rightarrow 4d^1 4D^1$ ) transition, and the 529.25 nm ( $4p^1 4P^1 \rightarrow 5s^1 5S^1$ ) transition were scanned similarly; the results are presented in Fig. 4.

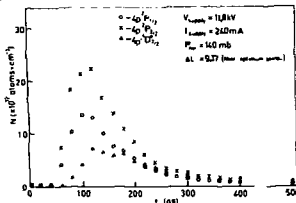


Figure 4.  
Population of the two upper  
laser levels ( $4p^1 4P^1$  and  
 $4d^1 4D^1$ ) and of a displaced level  
( $4p^1 4G^1$ ) during the excitation  
pulse and early after-glow.

It should be mentioned that although the  $5s^1 5S^1$  is an autoionizing level, it is a sharp one<sup>1</sup>, so that the transition is narrow enough for our purposes. Fig. 4 indicates that: (1) all three levels are accumulating population throughout the 80 ns population pulse; (2) during this time the ratio between the  $4D^1$  and  $4P^1$  population is 1.7:1; (3) the population in the  $4p^1 4G^1$  level is not negligible; and (4) the peak population in the  $4P^1$  level is about 1% of the total copper density.

The stimulated emission could be neglected in our experiment. In the absence of stimulated emission the population rate of  $4P^1$  level is:

$$\frac{dN_p}{dt} = n_0 N_0 S_{0P} + \sum_k (n_k S_{kP} - N_p S_{Pk}) - N_p \sum_k (n_k S_{Pk} + S_{Pk}), \quad [5]$$

where  $n_0$  is the electron density,  $N_k$  is the population of a level  $k$ ,  $S_{0P}$  is the radiative transition probability ( $S_{0P} = S_{0P} + S_{0P} + S_{0P} + S_{0P}$  and  $S_{0P} = 0$ ) and  $S_{kP}$  is the integral rate coefficient (in  $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ ), which is defined by:

$$S_{kP} = \int_0^\infty f(\epsilon) S_{kP}(\epsilon) d\epsilon, \quad [6]$$

where  $\epsilon$  is the electron kinetic energy,  $f(\epsilon)$  is the electron energy distribution and  $S_{kP}(\epsilon)$  is the total radiative emission cross-section. For collisions of the first kind ( $S_{kP} = S_{kP}$ ) and for collisions of the second kind (superelastic collisions)  $S_{kP} = 0$ , (collisions with molecules can be neglected during the short excitation time,  $\text{EOL}^2 \approx 0$ ,  $N_k = 0$ , hence:

$$\frac{dN_p}{dt} \approx n_0 S_{0P}. \quad [7]$$

In case of Fig. 4:

$$n_0 = \frac{dN_p}{dt} \approx 2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}; \quad \lambda = \frac{dN_p}{dt} \approx 2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

It follows that:

$$\lambda = S_{0P} / S_{0P} \approx 1.7.$$

This is reasonable, considering Eq. [6] and defining the cross-section  $\sigma_{kP}$  for the excitation of a sub-level by:

$$S_{kP} = \frac{S_{kP}}{n_0} = \sigma_{kP}. \quad [8]$$

where  $\sigma_{kP}$ ,  $\sigma_{kP}$  are the  $\sigma$ -factor of the  $k$  and the  $P$  levels, respectively. Thus:

$$\sigma_{0P} / \sigma_{0P} = \frac{\int_0^\infty f(\epsilon) \sigma_{0P}(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^\infty f(\epsilon) \sigma_{0P}(\epsilon) d\epsilon} \approx 2.$$

Since we had  $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  in our laser, we can estimate the initial excitation rate by  $n_0 S_{0P} = 2 \cdot 10^{16} \text{ sec}^{-1}$ . Figure 4 also reveals that the initial decay of the  $4p^1 4P^1$  levels is essentially exponential for more than a decade. Hence, for this interval the decay is dominated by a single mechanism. Since the electric field has now vanished, the electrons are rapidly cooling by inelastic collisions, and the most probable decay process is a combined electronic and radiative one. Assuming  $dN_p/dt = -N_p S_{0P} = A$ , we get:

$$N_p S_{0P} = A = 10^7 \quad [9]$$

for both the  $4P^1$  and the  $4D^1$  levels.  $S_{0P}$  is the total electronic de-excitation probability. Since the resonance transitions are radiatively trapped,  $A = 2 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$  for both transitions (the  $4D^1 \rightarrow 4P^1$  transition may be neglected), and  $n_0 S_{0P} = 4 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ . The electron density  $n_0$  is essentially constant during the decay time. The situation of an electronic decay rate higher than both the radiative decay and electronic excitation rates was

forecast by Elstokii et al.<sup>1</sup>, on the assumption that  $n_0(t=0) \ll n_0(t=80 \text{ ns})$  ( $t=0$  is equivalent to  $t=40 \text{ ns}$  in Fig. 4). This electron population growth during the excitation pulse was recently observed by Batanin et al.<sup>2</sup> and is greatly reducing the laser efficiency, since the ionization of  $\sim 5 \times 10^{17}$  atoms in a copper-neon mixture requires at least  $600 \text{ kJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ , while only  $25 \text{ kJ} \cdot \text{cm}^{-2}$  are accumulated in the copper-laser levels. However, a monotonic decrease in the effective electron temperature during the excitation pulse will result in a rapid decrease in  $n_{\text{eff}}$  and in only a moderate change in  $N_{20}$  or  $S_{20}$ . During the discharge pulse the de-excitation rate of the  $^2P$  levels may therefore grow faster than the excitation rate.

The excitation loss of the  $^2P$  levels is both to upper and lower levels. In fact, any tested level showed a marked population during the excitation pulse. Table 1 presents some of the results.

Table 1. Maximum measured population of some high-living copper levels.

Level	$F_1$ (eV)	Population <sup>(a)</sup> ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )	Population <sup>(b)</sup> ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )	$A_{01}$ ( $\text{sec}^{-1} \cdot 10^{17}$ )	Radiative life time (ns)	Measured decay time (ns)	$\tau_0$ (ns)
$4p^1 \ ^2P_{1/2}^0$	5.0*	7.5	0.75	0	—	230	485.1
$4p^1 \ ^2P_{3/2}^0$	5.1*	0.0	1.1	0	713	80	453,9; 467.4
$4p^1 \ ^2F_{7/2}^0$	5.24	2.0	0.5	0.07	142n	120	450.2
$4p^1 \ ^2D_{5/2}^0$	5.39	8.0	1.0	0	3340	250	529.2
$4p^1 \ ^2D_{3/2}^0$	5.52	1.2	0.3	1.85	634	—	501.6
$4p^1 \ ^2D_{1/2}^0$	5.57	3.0	1.5	44.4	72.4 <sup>(c)</sup> /5680	—	511.1; 535.5

a. Measured at the end of the excitation pulse; b. Per sub-level; c. Without radiation trapping.

There is no clear correlation between the population of these levels and their probability of radiative transition to the ground state. The  $4p^1 \ ^2F_{7/2}^0$  is a metastable level, and its high population at the end of the discharge pulse emphasized the ability of such levels to be discharge-excited.

The energy storage of the above six levels exceeds that of the  $^2P_{1/2}$  level. Since there are about 180 additional excited CuI levels, a large fraction of the electrical energy is not delivered to the upper laser levels.

The  $4s^2 \ ^1D_2 - 4p \ ^2D_{3/2}$  transition at  $578.2 \text{ nm}$  was used to measure  $N_2(1-0) = N_2 - 2N_{20}$ , where  $N_2$  is the  $4s^2 \ ^1D_2$  population. For delays longer than  $140 \text{ ns}$ , normal hooks appeared on the monitor; hence,  $0 \leq 1$ . The values of  $N_2 - 2N_{20}$ , as deduced from the hook patterns, are presented in Fig. 5.

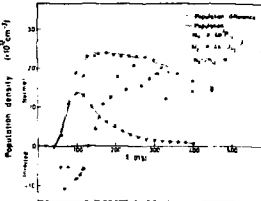


Figure 5. Time dependence of level populations and population difference in the yellow  $578.2 \text{ nm}$  laser transition ( $4s^2 \ ^1D_2 - 4p \ ^2D_{3/2}$ ).

For a delay of  $140 \text{ ns}$ , no hooks appeared, which indicates population equality. For delays shorter than  $140 \text{ ns}$ , the slope of the fringe increased near the line center, while the line was strongly intensified. In order to create hooks and measure the population inversion, the comparator (Fig. 1) was transferred to the other arm of the interferometer so that the slope of the fringe was inverted. The resulting hooks indicate inverse anomalous dispersion (Fig. 6).

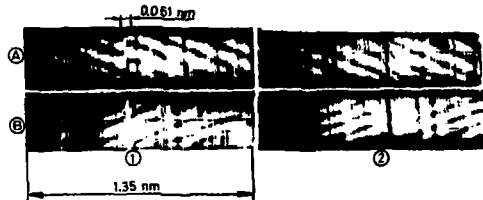


Figure 6. Hooks of normal and inverted populations:

- A. "inverted" interferogram;  
B. "normal" interferogram;  
1.  $100 \text{ ns}$  delay, inverted population (note the gain at line center);  
2.  $200 \text{ ns}$  delay, normal population (note the absorption at line center).

The deduced values of  $N_2$  and  $2N_{20}$  are presented in Fig. 5. It is noteworthy that the current and excitation start together at  $t = 40 \text{ ns}$ . The measured values of  $N_2$  and  $N_2 - 2N_{20}$  were used to calculate the metastable  $4s^2 \ ^1D_2$  level population. The results are presented in Fig. 5 as  $N_2$  values. A similar procedure was used to measure the population of the  $4s^1 \ ^2D_{3/2}$  level, with comparable results.

It should be emphasized that the use of the Mach-Zehnder interferometer ensured traveling wave operation, so that oscillation in the gain tube was avoided and the population of the  $4s^1 \ ^2D_{3/2}$  levels due to stimulated emission was negligible. As a precaution against oscillations, the data in Fig. 5 was taken using a tube operated below the optimum laser temperature, with a reduced inversion density.

The population rate of the  $4s^1 \ ^2D_{3/2}$  level due to transition from the  $^2P_{1/2}$  level due to transition from the  $^2P_{1/2}$  level can be expressed by:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 P_{12} (n_2 S_{21} + A_{21}) \quad (10)$$

The decay rate  $n_2 S_{21}$  reaches its highest value at  $t = 140 \text{ ns}$  (80 ns after the beginning excitation pulse). An upper limit for the solution of equation (10) will then

$$N_1^0 = \left[ (n_2 S_{21})^0 + A \right] \int_0^t N_2 dt + \left[ (n_2 S_{21})^0 + A \right] \Delta t \sum_{k=1}^{\infty} \frac{N_2}{k-1}$$

where the values of  $N_2$  are the measured  $N_2$  populations at the time  $t = \text{wait}$ ,  $A$  is the maximum decay rate for the  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  transition. Assuming the only decay channel of the  $^2P_{1/2}$  level to be the  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  transition, we have (from Eq. (9)):

$$n_2 S_{21}^0 = A = 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

On this basis we get table 2, which gives an upper limit to the population in the  $^2D_{3/2}$  level.

Table 2. Comparison of the actual  ${}^2D_0$  population with the maximum population due to the  ${}^2P_0 \rightarrow {}^2D_0$  transition.

$t^*$ (ns)	$N_{2D_0}$ ( $10^{12}$ cm $^{-3}$ )		[measured calculated] ratio
	calculated upper limit	measured	
0	0	0	—
20	0.41	3	7.5
40	1.86	10	5.4
60	4.26	18	4.2
80	7.9	22	2.8
100	9.2	22	2.4
120	10.9	23	2.1
140	12.4	23	1.9

Before proceeding with the discussion, let us assess the accuracy of the results in column 4 of table 2. At  $t^* = 100$  ns (after the beginning of the excitation) the anomalous dispersion vanishes and no hooks are observed. Hence,  $N_4 = 2N_{D_0}$ , and we have from F. (11):

$$\frac{N_{2D_0}(\text{measured})}{N_{2D_0}(\text{calculated})} \Big|_{t^*=100\text{ns}} = \frac{2N_{P_0}(000)}{N_{P_0}(000) + 2N_{P_0}(20) + N_{P_0}(40) + N_{P_0}(60) + N_{P_0}(80) + 4N_{P_0}(100)} \quad (12)$$

where  $dN/dt$  is the slope of population versus time curve (Fig. 4 or 5). Hence  $f_1, t_1$  and  $f_2, t_2$  are canceled so that they introduce no error. Moreover, the hook separation for 512.3 nm at 80 ns, which is very large, is determined with an error of less than 1%. The denominator is an integral which tends to average individual deviations. It follows that:

$$\frac{N_{2D_0}(\text{measured})}{N_{2D_0}(\text{calculated})} \Big|_{t^*=100\text{ns}} = 2.4 \cdot 0.4$$

We come therefore to the conclusion that the population of the  ${}^2D_0$  level is not governed by the  ${}^2P_0 \rightarrow {}^2D_0$  transition.

Now, the population build-up of the  ${}^2D_0$  level is practically terminated when the excitation pulse is over, while most of the other levels continue to decay for some additional 200 ns, if the contributions of the latter levels to the  ${}^2D_0$  level were significant; the  ${}^2D_0$  population would continue to grow. Fig. 5 shows that this population ceased then to grow. We conclude therefore, that the  ${}^2D_0$  levels are populated by electron collisions directly from the ground state.

Since the excitation rate of the  ${}^2P$  and  ${}^2D$  levels are comparable,  $S_{D_0}$  should be of about the same magnitude as  $S_{P_0}$  for any level, the electronic decay rate of the  ${}^2D_0$  levels,  $N_{D_0}S_{D_0}$ , should be as large as  $N_{P_0}S_{P_0}$  immediately after the excitation pulse.

Figure 7 presents the measured history of the  ${}^2D$  population after the excitation pulse. On the nanosecond time scale of the excitation and decay processes:

$$\frac{dN}{dt} = N_e(S_{D_0}N_0 - S_{D_0}N_{D_0}) = 0 \quad (13)$$

and therefore

$$N_{D_0} = N_0 \frac{S_{D_0}}{S_{P_0}} \quad (14)$$

which is the standard expression for a population of a level in a steady-state discharge<sup>11</sup>.

Since

$$S_{D_0} = \int_{0}^{\infty} f(x) \sigma_{D_0} dx$$

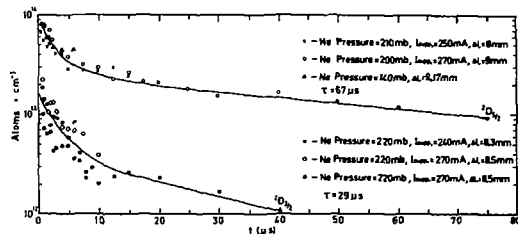


Figure 7. Time history of the  ${}^2D_0$  and  ${}^2D_1$  levels.

and  $S_{D_0}$  is the lowest energy level in the copper atom,  $S_{D_0}$  soon exceeds by far  $S_{D_1}$  of any other level as the electrons are cooled. Hence, the population of the  ${}^2D$  level will exceed any other excited state in the afterglow. Moreover, the  ${}^2D_0$  level would decay faster than the  ${}^2D_1$  level, as is clearly seen in Fig. 7. The  $\tau$  of the  ${}^2D_0$  level is governed by the decay of the electron energy<sup>12</sup>.

The above results are only a partial, preliminary interpretation of incomplete data. There are yet many other parameters to study before rigid conclusions can be drawn. The available data do indicate, however, that the ultimate CVL efficiency is lower than that considered before. It also demonstrates that the hook method is a powerful diagnostic tool.

The author is pleased to acknowledge Prof. G. Erez and Dr. L. A. Levin for their contribution to this work. The suggestions and help of S. Lavi, E. Miron, R. David and S. Eskin are especially appreciated.

#### REFERENCES

1. M. T. Walter, N. Piltch, N. Solimane, and G. Gould, *Bull. Am. Phys. Soc.* **11**, p113 (1966).
2. D. A. Leonard, IEEE J. Quant. Elect. **QE-5**, 380-381 (1967).
3. A. V. Eletskii, Yu. K. Zemtsov, A. V. Rodin, and A. N. Starostin, *Sov. Phys. Dokl.* **20**, 42-44 (1975).
4. P. A. Volkman and I. I. Elimovskii, *Nigh Temperature* **16**, 916-920 (1974).
5. Chlagenti, *The Copper Vapor Laser*, Ph.D. thesis, Polytechnic Institute of Brooklyn, 1972, pp 44-62.
6. M. M. Nerheim, *J. Appl. Phys.* **48**, 1186-1190 (1977).
7. J. Teuchhaus, I. Smilanski, S. Gabay, G. Erez, and L. A. Levin, *J. Appl. Phys.* **48**, 2662-2665 (1978).
8. J. L. Miller and T. Kan, *J. Appl. Phys.* **50**, 3849-3853 (1979).
9. L. M. Taylor and R. B. Feldman, *J. Appl. Phys.* **50**, 3212-3217 (1979).
10. W. C. Marlow, *Appl. Optics* **6**, 1715-1724 (1967).
11. A. M. Dubinin, V. G. Mishalov, G. A. Fedotov, and A. A. Ganev, *Opt. Spectrosc.* **39**, p 444 (1975).
12. K. Miyazaki and K. Fukuda, *J. Phys.* **D 10**, 1905-1910 (1977).
13. *Lundomban*, *Rev. Mod. Phys.* **5**, 245-252 (1933).
14. S. Lavi, E. Miron, and I. Smilanski, *Opt. Commun.* **27**, 117-120 (1978).
15. I. Smilanski, G. Erez, A. Ferman and L. A. Levin, *Opt. Commun.* **50**, 76-78 (1979).
16. A. C. Stevenson, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)* **[A]** **241**, 297-327 (1948).
17. V. M. Batanin, V. A. Burman, P. A. Volkman, A. I. El'Yanin, I. T. Elimovskii, M. A. Lenzov, and L. A. Selezneva, *Sov. J. Quant. Elect.* **7**, 891-893 (1977).
18. C. E. Webb, in *High Power Gas Laser*, 1975, Conference Series No. 29, E. R. Pike, Editor, The Institute of Physics, Bristol and London, 1976, pp 1-18.
19. L. G. Dyvachkov and G. A. Kobacz, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **23**, 1343-1345 (1978).

## Effect of Preionization on a Copper Vapor Laser

S. GABAY and I. SMILANSKI

**Abstract**—It is shown that the operation of a copper vapor laser (CVL) is completely free of EIP if due to preionization, by introducing a tube preionization or a CVL, or discharge in the laser preionization. In a specially pulsed CVL a positive pulse can be the preionization source.

AMONG the processes which determine the output intensity of the copper vapor laser (CVL), the decay of the  $4s^2 \ ^3D$  metastable level has drawn the most attention. However, not every observable phenomenon in the CVL can be explained by this process alone. Study of data on several lasers, which used neon as a buffer gas [1]–[6] (see Table 1) reveals that although output energy densities were quite similar, there is a large scatter in the values of EIP (where  $E$  is the electrical

Manuscript received February 11, 1980.

The authors are with Nuclear Research Center, Negev, Beer Sheva, Israel.

field between the laser electrodes just prior to breakdown and  $P$  is the total pressure in the laser tube normalized to room temperature).

When a discharge is preionized, not only is the breakdown field reduced, but the current grows more rapidly and the probability of streamer formation is decreased. These phenomena are very beneficial for the operation of the CVL. In a repetitively pulsed CVL a possible preionization source is the residual ionization in the laser tube. We present here an attempt to correlate low EIP operation values with the existence of preionization in the laser tube.

Batman *et al.* [7] have measured the decay of the electron density in a neon buffered CVL. Their measurements show a nearly exponential decay of the electron density, from  $10^{14}$  to  $5 \cdot 10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  during 40  $\mu\text{s}$ . Assuming that the dominant mechanism of electron removal is diffusion to the wall (i.e.,

TABLE I  
PARAMETERS OF NEON-COPPER LASERS

Author	Repetition Rate (Hz)	Temp (°C)	Diameter (mm)	Neon Pressure (torr)	$\frac{E}{P}$ (V/cm torr)	Specific Energy (cal·cm <sup>-3</sup> )	$\tau$ (ns)	$T/\tau$
Lakher [1]	100 000	-1600	1.6	1.5	720	8	0.25	300
Shaham [2]	50	1650	1.6	1.5	190	8	30	660
Alary [3]	20 000	1500	7	15	880	9.1	10	5
Liaw [4]	6 000	20	26	26	65 <sup>a</sup>	10	142	1.2
Simmons [5]	4 000	-1650	30	180	15 <sup>a</sup>	1.3	2200	0.1
Burmakis [6]	10 000	-1650	12	250	4 <sup>a</sup>	4.5	490	0.2

Note: <sup>a</sup> indicates that the EIP cited is an upper limit. The actual value can be considerably lower.

rejecting volume recombination, when the electron density  $n_e$  is low [8]), we can write the equation

$$n_e(t) = n_e(0) \exp(-D/PR^2 t^2) \quad (1)$$

where  $n_e$  is the electron density in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $t$  is the time in microseconds,  $P$  is the neon pressure in torr,  $R$  is the tube diameter in millimeters, and  $D$  is the electron diffusion constant in  $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$ .

By using (1),  $D$  can be deduced from Bateman's data ( $P = 100$  torr,  $R = 10$  mm), this value is  $28 \text{ torr} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$  which is of the same order of magnitude as the free electron diffusion constant [9], corrected for the pressure variation due to temperature.

Assuming  $D$  to be independent of the neon-copper ratio, we can calculate the typical time  $\tau$  when the density decays to 0.3 of its original value. In Table 1 we present the calculated values of  $\tau$  and the ratio  $T/\tau$  (where  $1/T$  is the laser repetition rate), which corresponds to the experimental conditions of [1]–[6]. In the two lasers requiring the highest EIP, it is reasonable that the density of electrons which remains from a previous discharge pulse is negligible, while in the other lasers the tube is practically conductive at the application of the next pulse. In order to test the relation between EIP and the electron density we have performed an experiment in which we could control the preionization level in the laser tube. We will first describe the laser itself and then the preionization method.

A discharge heated CVL was provided with a molybdenum heater. A homogeneous temperature zone of up to  $1700^\circ\text{C}$  could be established between the electrodes (the wires were 30 cm apart). The tube temperature was controlled by a variable transformer and monitored by a dial gauge which measured the expansion of the tube [10]. Temperature calibration of the dial gauge was performed using a tungsten-rhenium thermopile. The aluminum laser tube was 28 mm ID. A second aluminum tube of 3 mm OD was placed on the bottom of the laser tube, isolating a tungsten wire from the gas mixture. This wire was led through the ground electrode and connected to a separate high voltage generator. Excitation of the wire preionizes its vicinity by either a corona or "surface discharge" [11]. Neon was used as the buffer gas throughout the experiment. Lasing could be obtained for neon pressures of up to 600 torr. The outgassing of the aluminum tube at the operating temperature needs the gas mixture with tungsten. A small flow of neon minimizes the contamination by sweeping the impurities out of the laser tube. The gas pressure was measured in the cold region by an "Edwards" dial gauge. The laser out-

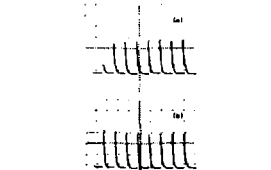


Fig. 1. Laser output variation in burst mode operation. The time scale is 1  $\mu\text{s}/\text{div}$ . Laser tube temperature is about  $1475^\circ\text{C}$ , neon pressure in (a) 300 torr and (b) 20 torr.

put was monitored by a photodiode and displayed on an oscilloscope. The laser was excited in the burst mode: ten pulses per second, each containing ten pulses.

Operating the laser in a burst mode enabled us to study transient as well as steady-state laser behavior. Fig. 1 shows a pulse train, without preionization, under the following conditions: 1 kHz repetition rate, tube temperature of  $1475^\circ\text{C}$ , and charging voltage of 10 kV. In Fig. 1(a) the neon pressure was 300 torr, and the resulting EIP is  $10 \text{ V/cm} \cdot \text{torr}$ , which is very low. The first pulse does not excite lasing; laser output increases in the following pulses, leveling off after 3 ms. In this case  $\tau = 3.2$  ns and  $T/\tau = 0.3$  so that electrons can accumulate in the excited volume. Neither increased copper atom density nor decreased metastable concentration, either of which could lead to increased laser power, can occur during the burst.

Fig. 1(b) was taken under the same conditions as Fig. 1(a), but with the neon pressure reduced to 20 torr. In this case EIP = 150,  $\tau = 214$  ns, and  $T/\tau = 4.6$  EIP is still too low to cause lasing in a nonpreionized volume as shown in the first pulse, but at the application of the second excitation pulse the tube was practically conductive and the laser reached its full output intensity. The other pulses were equal in amplitude for the same reason, as shown in Fig. 1(b). It should be noted that the equilibrium (aha) metastable density at this temperature is  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

When a high voltage pulse is applied to the preionization wire, only a laser glow around the 3 mm tube is observed, and



Fig. 2. Laser intensity of a single pulse (rate of 10 per s) (a) without preionization and (b) with preionization pulse 1  $\mu$ s prior to the excitation pulse. Ne pressure was 20 torr, tube laser temperature 1475° C. The time scale is 200 ns/div., the amplitude scale is (a) 20 mV/div. and (b) 500 mV/div.

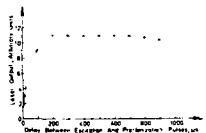


Fig. 3. Laser output as a function of the delay between excitation and preionization pulses. Neon pressure is 75 torr, tube temperature is 1475° C.

its depth depends on the neon pressure. In a laser operating with a single excitation pulse per burst, the preionization has a dramatic effect. Up to 40 torr of Ne pressure ( $\tau = 430$  ns) is enough to delay the excitation pulse 1–2  $\mu$ s after the preionization pulse to get homogeneous lasing from the entire tube cross section. Fig. 2(a) and (b) present the influence of preionization when the neon pressure was 20 torr. In both cases the repetition rate was 10 Hz and  $EIP = 150$  V/cm · torr, and  $Zl = 500$ . Without preionization [see Fig. 2(a)], only a fluctuating thin streamer was formed and the lasing was very weak. By applying a preionization pulse 1  $\mu$ s prior to the excitation pulse [see Fig. 2(b)], the discharge became homogeneous and the lasing increased considerably (by a factor of 230).

At high neon pressure and short delay, lasing occurred only near the preionization wire. As the delay is increased, the lasing fills more of the cross section. Fig. 3 presents laser output as a function of the delay between the preionization and excitation pulses for 75 torr neon pressure. In this case  $EIP = 40$  V/cm · torr and  $\tau = 800$  ns. In assessing this result it must be noted that: 1) the preionization is not formed along the tube axis, as assumed in deriving (1), and 2)  $10^{16}$ – $10^{17}$  electrons/cm<sup>3</sup> apparently provide satisfactory preionization. Under these circumstances the agreement between the calculated and measured  $\tau$  is reasonable.

Fig. 4(a) presents a 10 kHz burst in 150 torr neon ( $EIP = 20$  V/cm · torr,  $\tau = 1.6$  ns) and Fig. 4(b) shows an identical but

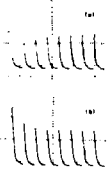


Fig. 4. Laser output waveform within the burst (a) without preionization and (b) with preionization pulse 300 ns before the first excitation pulse. Ne pressure was 150 torr. Time scale is 100 ns/div.

preionized burst (300 ns before the first pulse). In the first case only a thin streamer is formed by the first excitation pulse. The charge diffusion rate is much smaller than the pulse repetition rate, so the next few pulses are also streamers with decreasing areas, providing growing laser outputs. After about 500  $\mu$ s, steady state is established. On the other hand, maximum energy is obtained on the first pulse as shown in Fig. 4(b). The output then decreases to the same steady-state value as in the case without preionization. The decrease is probably attributable to the formation of a "poisoning" species. The species could be excited or ionized copper atoms, thus depleting the ground state.

Some experiments on metal vapor lasers have been performed by the "two pulse" method [12], [13] where the density of some species in the laser is deduced from the amplitude ratio between two successive laser pulses. These measurements are very sensitive to the effects of preionization and should be interpreted with great care.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors are grateful to J. Ibrah for his assistance in carrying out the experiment.

#### REFERENCES

- Y. S. Fahlen, "High pulse rate, mode-locked copper vapor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-13, p. 546, July 1977.
- P. A. Bohdan, V. A. Gerashov, V. I. Solonovov, and V. B. Shchegolev, "Stimulated emission mechanism of a copper vapor laser," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 8, p. 1220, Oct. 1974.
- M. A. Akber, A. J. Barstow, W. M. Vroshkagan, I. W. Ginzton, Yu. P. Zhelezniuk, V. F. Moshlenkov, and Yu. M. Tsukanov, "Copper vapor laser with a pulse repetition frequency of 100 kHz," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 6, p. 610, May 1976.
- A. A. Jasev and G. Yu. Lermman, "Investigation of a copper vapor pulsed laser at elevated powers," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 7, p. 799, July 1977.
- I. Sankhantzi, A. Kozma, J. A. Levin, and G. Eng, "Scaling of the discharge heated copper vapor laser," *Opt. Commun.*, vol. 25, p. 79, Apr. 1978.
- G. A. Burmakin, A. N. Etyuskin, M. A. Lesnoi, and V. I. Bylina, "Long-life sealed copper vapor laser," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 6, p. 574, May 1976.
- V. M. Batishin, V. A. Burmakin, P. A. Volkman, A. N. Etyuskin, I. I. Klimovskii, M. A. Lesnoi, and L. A. Slezakova, "Time dependence of the electron density in a copper vapor laser," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 7, p. 891, July 1977.
- L. G. D'yachkov and G. A. Kozlov, "Electron energy balance in

- the afterglow of a metal vapor laser," *Sov. Phys. Tech. Phys.*, vol. 23, p. 1343, Nov. 1978.
- J. J. Ebers, "On the efficiency of the neon flash tube," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 75, p. 387, Mar. 1960.
- F. Sankhantzi, L. A. Kozlov, and I. A. Levin, "High-power high-frequency discharge-heated copper vapor laser," *Opt. Commun.*, vol. 30, p. 70, Feb. 1979.
- L. Yu. Zaslavskii, N. V. Kozlov, and F. Sankhantzi, "Use of a sub-

- laser discharge for preionization of laser in dual-laser tubes," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 7, p. 891, July 1977.
- J. A. Cozza and M. C. Gorka, "Double-pulse excitation experiment on the  $1.2 - 1.6$   $\mu$  laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, p. 624, Feb. 1979.
- P. A. Bohdan and V. I. Solonovov, "Mechanism of laser action in copper vapor," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 3, p. 461, May 1974.



Referencesסימוכין

1. G. Gould, W. R. Bennett, and W. T. Walter, "Low-level laser with cyclic excitation and relaxation", US Patent 3,576,500, 18 January 1965.
2. W. T. Walter, *High Power Copper Laser - Final Report*, TRG-082-FR, TRG Inc, A Subsidiary of Control Data Corporation, Melville, New York, July 1966.
3. M. Piltch and G. Gould, "High temperature alumina discharge tube for pulsed metal-vapor lasers", Rev. Sci. Instrum. 37, 925-927 (1966).
4. J. F. Asmus and N. K. Moncur, "Pulse broadening in MHJ copper-vapor laser", Appl. Phys. Lett. 13, 384-387 (1968).
5. G. R. Russell, N. M. Nerheim, and T. J. Pivrotto, "Supersonic electrical-discharge copper-vapor laser", Appl. Phys. Lett. 21, 565-567 (1972).
6. D. Leonard, *Airborne Laser Development - Final Report*, DAAC 60-70-c-0030, Avco Everett Research Laboratory, 1970.
7. B. G. Bricks, T. W. Karras, T. E. Buczacki, L. S. Springer, and R. S. Anderson, "High-repetition-rate flowing copper-vapor laser", IEEE J. Quantum Electron. QE-11, p 57D (1975).
8. C. M. Ferrar, "Copper-vapor laser with closed-cycle transverse vapor flow", IEEE J. Quantum Electron. QE-9, 856-857 (1973).
9. R. J. Chimenti, *Heat-Pipe Copper-Vapor Laser*, Report AD/A-005, Exxon Research and Engineering Co., Linden, New Jersey, November 1974.
10. A. A. Isaev, M. A. Kazaryan, and G. G. Petrash, "Copper-vapor pulsed laser with a repetition frequency of 10 kHz", Opt. Spectrosc. 35, 307-308 (1973);  
A. A. Isaev, M. A. Kazaryan, and G. G. Petrash, "Effective pulsed copper-vapor laser with high average generation power", JETP Lett. 16, 27-29 (1972);  
G. G. Petrash and A. A. Isaev, "Investigation of pulsed gas-discharge lasers utilizing atomic transitions", Proc. P.N. Lebedev Phys. Inst. 81, 1-85 (1976).

11. P. A. Bokhan, V. N. Nikolaev, and V. I. Solomonov, "Sealed copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 5, 96-98 (1975).
12. V. A. Burmakin, A. N. Evtynin, M. A. Lesnoi, and V. I. Bylkin, "Long-life sealed copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 8, 574-576 (1978).
13. R. S. Anderson, L. Springer, B. G. Bricks, and T. W. Karras, "A discharge-heated copper-vapor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-11, 172-174 (1975).
14. K. I. Zemskov, M. A. Kazaryan, T. I. Pekhoshkina, and A. N. Trofimov, "Projection system with a copper-chloride-vapor image amplifier", *Sov. J. Quantum Electron.* 9, 235-237 (1979).  
[במאמר זה סימוכין לעבודות קודמות באותו נושא]
15. C. J. Chen, N. M. Nerheim, and G. R. Russell, "Double-discharge copper-vapor laser with copper chloride as a lasant", *Appl. Phys. Lett.* 23, 514-515 (1973).
16. M. A. Kazaryan and A. N. Trofimov, "Kinetics of metal-salt-vapor lasers", *Sov. J. Quantum Electron.* 9, 148-152 (1979);  
R. C. Tobin, "Rapid differential decay of metastable populations in a copper-halide laser", *Opt. Commun.* 32, 325-330 (1980).
17. W. Williams and S. Trajmar, "Elastic and inelastic electron scattering at 20 and 60 eV from atomic Cu", *Phys. Rev. Lett.* 33, 187-190 (1974);  
S. Trajmar, W. Williams, and S. K. Srivastava, "Electron-impact cross-sections for Cu atoms", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* 10, 3323-3333 (1977).
18. V. S. Borozdin, Yu. M. Smirnov, and Yu. D. Sharonov, "Measurement of the cross sections of copper atoms for excitation by electron impact", *Opt. Spectrosc.* 45, 227-228 (1977).
19. A. Bielski, "A critical survey of atomic transition probabilities for CuI", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 15, 463-472 (1975).
20. V. A. Burmakin, A. N. Evtynin, and M. A. Lesnoi, "Sealed copper-vapor laser operating at atmospheric pressure of the buffer gas", *Sov. J. Quantum Electron.* 9, 939-940 (1979).
21. R. Grove, "The Venus copper-vapor laser", in *Proceedings of the International Conference LASERS 79 (Orlando, Florida, December 1979)* (in the press).

22. I. Smilanski, G. Erez, A. Kerman, L. A. Levin, and J. Tenenbaum, "Longitudinal high-power high-neon-pressure copper-vapor laser", *J. Opt. Soc. Am.* 68, 713-714 (1978).  
[חרפים מצורי בנספח 7.8]
23. T. S. Fahlen, "High pulse rate, mode-locked copper-vapor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13, 546-547 (1977).
24. E. V. George and W. F. Krupke, *Lasers for Isotope Separation Processes and their Properties*, UCRL-78549, Lawrence Livermore Laboratory, August 1976.
25. W. T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, and G. Gould, "Efficient, pulsed gas-discharge lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-2, 474-479 (1966).
26. G. G. Petrash, "Pulsed gas-discharge lasers", *Sov. Phys. Usp.* 14, 747-765 (1972).
27. A. A. Isaev, M. A. Kazaryan, and G. G. Petrash, "Possibility of generation of high average laser powers in the visible part of the spectrum", *Sov. J. Quantum Electron.* 3, 521-523 (1974).
28. A. V. Eletsii, Yu. K. Zemtsov, A. V. Rodin, and A. N. Starostin, "Optimum characteristics of a laser with high-pressure metal vapor", *Sov. Phys. Dokl.* 20, 42-44 (1975).
29. I. Smilanski, A. Kerman, L. A. Levin, and G. Erez, "Scaling of the discharge heated copper-vapor laser", *Opt. Commun.* 25, 79-82 (1978).  
[7.6 חרפים מצורי בנספח]
30. I. Smilanski, G. Erez, A. Kerman, and L. A. Levin, "High-power, high-pressure, discharge-heated copper-vapor laser", *Opt. Commun.* 30, 70-74 (1979).  
[7.10 חרפים מצורי בנספח]
31. P. A. Bokhan and V. B. Shcheglov, "Investigation of a transversely excited pulsed copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 8, 219-222 (1978).
32. R. J. Chimento, *The Copper-Vapor Laser*, Ph.D. dissertation, Polytechnic Institute of Brooklyn, Brooklyn, NY, June 1972.
33. P. A. Bokhan and V. I. Solomonov, "Mechanism of laser action in copper vapor", *Sov. J. Quantum Electron.* 3, 481-483 (1974).

34. C. M. Ferrar, "Buffer gas effects in a rapidly pulsed copper-vapor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10, 655-657 (1974).  
[שיקולי אנרגיה מראים כי ריכוז הגז המחילוני ומחזור בהתפרקות נמוך מאוד, ומשום כך מוצדק לכנותו "תוצץ" (buffer)].
35. V. M. Batenin, P. A. Vokhmin, V. S. Zhivopiststev, I. I. Klimovskii, A. V. Morozov, L. A. Selezneva, and L. N. Pyatnitskii, "Inhomogeneity of discharge in copper-vapor laser", *High Temp.* 17, 177-179 (1979).
36. P. A. Bokhan, V. I. Solomonov, and V. B. Shcheglov, "Investigation of the energy characteristics of a copper-vapor laser with a longitudinal discharge", *Sov. J. Quantum Electron.* 7, 1052-1055 (1977); P. A. Bokhan, V. A. Gerasimov, V. I. Solomonov, and V. B. Shcheglov, "Stimulated emission mechanism of a copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 8, 1220-1227 (1978).
37. S. Gafay and I. Smilanski, "Effect of preionization on a copper-vapor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-16, 598-601 (1980).  
[תרפיס מצוי בטמפרטורה 7.14].
38. C. S. Liu, D. W. Feldman, J. L. Pack, and L. A. Weaver, "Kinetic processes in continuously-pulsed copper-halide lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-15, 744-751 (1977).
39. R. S. Hargrove, R. Grove, and T. Kan, "Copper-vapor laser unstable resonator oscillator and oscillator-amplifier characteristics", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-15, 1228-1233 (1979).
40. V. M. Batenin, V. A. Burmakin, P. A. Vokhmin, A. I. Evtyunin, I. I. Klimovskii, M. A. Lesnoi, and L. A. Selezneva, "Time dependence of the electron density in a copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 7, 891-895 (1977).
41. V. M. Batenin, V. A. Burmakin, P. A. Vokhmin, I. I. Klimovskii, M. A. Lesnoi, and L. A. Selezneva, "Gas temperature in a copper-vapor laser", *High Temp.* 16, 975-980 (1979).
42. L. H. Taylor and R. B. Feldman, "A technique for determining gas temperature and atomic density such as in CuBr lasers", *J. Appl. Phys.* 50, 5212-5217 (1979).
43. A. Ludmirsky, Ch. Cohen, and Yu. Kagan, "Kinetic processes in non-heated copper-vapor laser", *J. Physique, Colloque C7*, 40, Suppl. Part 1, C7-573-574 (1979).

44. S. A. Korff and G. Breit, "Optical dispersion", *Revs. Mod. Phys.* 4, 471-503 (1932).
45. W. C. Marlow, "Hackenmethode", *Appl. Opt.* 6, 1715-1724 (1967).
46. 'ר רקח, תורת החשמל, מפעל השכפול של האוניברסיטה העברית, ירושלים, תשכ"ג, ע"ע 123-129.
47. E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, 1963, Chapter 4.
48. W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glenn, *Atomic Transition Probabilities*, Volume I: Hydrogen through Neon, NSRDS-NBS 4, National Bureau of Standards, US Department of Commerce, Washington, DC, 1966, General Introduction, p. VI.
49. P. Hannaford and D. C. McDonald, "Determination of relative oscillator strengths of the copper resonance lines by atomic absorption spectroscopy", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* 11, 1177-1191 (1978).
50. N. M. Nerheim, "Measurement of copper ground-state and metastable level population densities in a copper-chloride laser", *J. Appl. Phys.* 48, 3244-3250 (1977).
51. J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, E. Erez, and L. A. Levin, "Time dependence of copper-atom concentration in ground and metastable states in a pulsed CuCl<sub>2</sub> laser", *J. Appl. Phys.* 49, 2662-2665 (1978).  
[חדפיס מצוי בנספח 7.4]
52. J. L. Miller and T. Kan, "Metastable decay rates in a Cu-metal-vapor laser", *J. Appl. Phys.* 50, 3849-3851 (1979).
53. P. H. M. Vaessen, F. J. De Hoog, and J. R. McNeil, "Temperature of neutral copper and neon atoms in a hollow cathode laser discharge", *Phys. Lett.* 68A, 204-206 (1978).
54. R. J. Brown and M. L. Parsons, "Measurement of relative atomic transition probabilities using flame atomic absorption spectroscopy", *Spectrochim. Acta* 33B, 777-785 (1978).
55. W. E. McDermott and C. P. Nash, "The measurement of oscillator strengths for copper lines involving autoionizing levels", *Appl. Spectrosc.* 29, 408-411 (1975).
56. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Fourth Edition, Pergamon Press, Oxford, 1970.

57. D. S. Rozhdestvenskii, *Articles on Anomalous Dispersion in Metal Vapors*, Akad. Nauk SSSR, Moscow, 1951.
58. R. Ladenburg, "Dispersion in electrically excited gases", *Revs. Mod. Phys.* 5, 245-256 (1933).
59. K. Miyazaki and K. Fukuda, "Time-resolved population measurement with  $N_2$ -laser-pumped dye lasers", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 10, 1905-1910 (1977).
60. S. Lavi, I. A. Levin, J. Liran, and E. Miron, "Efficient oscillator-amplifier dye laser pumped by a frequency-doubled Nd:YAG laser", *Appl. Opt.* 18, 525-527 (1979).
61. L. P. Razumovskaya, N. S. Ryazanov, and S. E. Frish, "Measurement of anomalous dispersion using the shift of interference fringes", *Opt. Spectrosc.* 41, 205-208 (1976);  
S. E. Frish, L. P. Razumovskaya, and N. S. Ryazanov, "Measurements of anomalous dispersion by the interference fringe shift", *Opt. Commun.* 22, 87-90 (1977).
62. F. P. Banfield, M. C. I. Huber, W. H. Parkinson, and E. F. Tubbs, "Instrumentation for combined dispersion and absorption measurements in the VUV", *Appl. Opt.* 12, 1279-1285 (1973).
63. G. D. Kahl and D. B. Sletor, "Interference viewed with angular dispersion", *Rev. Sci. Instrum.* 36, 995-996 (1965).
64. A. G. Shenstone, "The first spectrum of copper (CuI)", *Phil. Transac. Royal Soc. (London)* 241, 297-322 (1948).
65. C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Volume 11, NSRDS-NBS 35, National Bureau of Standards, US Department of Commerce, Washington, DC, 1971, pp 111-114.
66. A. R. Striganov and N. S. Sventitskii, *Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms*, IFT/Plenum, New York-Washington, 1968, pp 494-504.
67. C. E. Webb, "The fundamental discharge physics of atomic gas lasers", in *High Power Gas Lasers 1974*, E.R. Pike, Editor, Conference Series No. 29, The Institute of Physics, Bristol and London, 1976, pp 4-28.
68. T. Holstein, "Imprisonment of resonance radiation in gases", *Phys. Rev.* 72, 1212-1220 (1947).

69. R. J. Sanderman and N. A. Ebraim, "Spatially resolved excitation temperature measurements in a hypersonic flow using the hook method", *Appl. Opt.* 16, 1376-1379 (1977).
70. J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, L. A. Levin, G. Erez, and S. Lavi, "Structure of 510.6 and 578.2 nm copper laser lines", *Opt. Commun.* 32, 473-477 (1980).  
[חזפים מצוי בנוספה 7.12]
71. J. Tenenbaum, I. Smilanski, S. Gabay, G. Erez, L. A. Levin, J. Katriel, and S. Speiser, "Buffer-gas effect on ground and metastable populations in a pulsed CuBr Laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-14, 680-685 (1978).  
[חזפים מצוי בנוספה 7.5]
72. L. G. D'yachkov and G. A. Kobzev, "Electron energy balance in the afterglow in a metal-vapor laser", *Sov. Phys. Tech. Phys.* 23, 1343-1345 (1978).
73. C. Kenty, "Production of 2537 radiation and the role of metastable atoms in an argon-mercury discharge", *J. Appl. Phys.* 21, 1309-1318 (1950).
74. G. N. Glasoe and J. V. Lebacqz, Editors, *Pulse Generators*, MIT Radiation Laboratory Series, No. 9, McGraw-Hill, New York, 1948.
75. V. M. Batenin, P. A. Vokhmin, I. I. Klimovskii, and G. A. Kobzev, "Role of buffer gases in lasers working on copper vapors", *High Temp.* 14, 1177-1181 (1977).
76. I. I. Klimovski and L. A. Selezneva, "Operation of a system with resonant recharging of storage capacitance used to excite lasers on self-terminating transitions", *High Temp.* 17, 24-27 (1979).
77. W. A. Fitzsimmons, L. W. Anderson, C. E. Riedhauser, and J. M. Vrtilik, "Experimental and theoretical investigation of the nitrogen laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-12, 624-633 (1976).
78. P. Felsenthal and J. M. Proud, "Nanosecond-pulse breakdown in gases", *Phys. Rev.* 139, A1796-A1804 (1965).
79. P. A. Bokhan and V. A. Gerasimov, "Optimization of the excitation conditions in a copper-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 9, 273-275 (1979).
80. A. A. Vetter, "Quantitative effect of initial current rise on pumping the double-pulsed copper chloride laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-13, 889-891 (1977).

81. P. A. Bokhan and V. I. Solomonov, "An investigation of a barium-vapor laser", *Sov. J. Quantum Electron.* 3, 184-187 (1978).
82. R. W. McMillan, "How to pick the best power-supply type for capacitor charging in a pulsed laser", *Laser Focus* 13, No. 2, 62-67 (1977).
83. *Hydrogen Thyratrons, Pulse Amplifier Tetrodes - Product Data*, English Electric Valve Company, Chelmsford, Essex, 1972, pp 15-64 (Preamble).
84. D. Turnquist, "Thyratron development for high-repetition-rate gas laser", in *Proceedings of the International Conference LASERS 79 (Orlando, Florida, December 1979)* (in the press).
85. A. A. Isaev and G. Yu. Lemmerman, "Investigation of a copper-vapor pulsed laser at elevated powers", *Sov. J. Quantum Electron.* 3, 799-801 (1977).
86. J. L. Pack, C. S. Liu, D. W. Feldman, and L. A. Weaver, "High-average power pulser design for copper-halide laser systems", *Rev. Sci. Instrum.* 48, 1047-1049 (1977).
87. T. Kan, D. Ball, E. Schmitt, and J. Hill, "Annular discharge copper-vapor laser", *Appl. Phys. Lett.* 35, 676-677 (1979).
88. W. E. Austin, "100-kHz quenching sparkgaps have  $10^{12}$  A/s current rise", *Laser Focus* 11, No. 6, 79-80 (June 1975).
89. N. M. Nerheim, A. M. Bhanji, and G. R. Russell, "A continuously pulsed copper-halide laser with a cable-capacitor Blumlein discharge circuit", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-14, 686-693 (1978).
90. M. A. Aleev, A. I. Baranov, N. M. Vereshchagin, I. N. Gnedin, Yu. P. Zherebtsov, V. F. Moskalenko, and Yu. M. Tsukanov, "Copper-vapor laser with a pulse repetition frequency of 100 kHz", *Sov. J. Quantum Electron.* 6, 610-611 (1976).
91. M. Crance, "Mesure des forces d'oscillateur dans le spectre du neon I, par étude de la dispersion anormale", *Rev. Phys. Appl.* 8, 325-331 (1978).
92. M. Crance, P. Juncar, and J. Pinard, "A new method for measuring relative oscillator strengths using a CW dye laser", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* 8, 2461-2469 (1975).
93. M. C. E. Huber and W. H. Parkinson, "F oscillator strengths determined from anomalous dispersion of shock-heated gases" *Astrophys. J.* 172, 229-247 (1972).



94. L. P. Razumovskaya, N. S. Ryazanov, and S. E. Frish, "Influence of a spectral instrument on the position of interference maxima in the measurement of anomalous dispersion by the band shift method", Opt. Spectrosc. (USSR) 45, 737-740 (1978).
95. R. J. Sandeman, "Hook vernier", Appl. Opt. 18, 3873-3874 (1979).
96. F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York, 1974.
97. R. Assous, "Local thermodynamic equilibrium of autoionizing copper levels", Phys. Rev. A 7, 1213-1218 (1973).
98. S. Lavi, E. Miron, and I. Smilanski, "Spectral distribution measurement of single laser pulses", Opt. Commun. 27, 117-120 (1978).

[תדפיס מצויי בנספח 7.9.]



021078 - 0101020