אוניברסיטת בר-אילן

אנומליות מגנטיות במוליך-העל
$Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$

רויטל קופליאנסקי

עבודה זו מוגשת כחלק מהדרישות לשם קבלת תואר מוסמך במחלקה
לפיסיקה של אוניברסיטת בר-אילן

רמת-גן כסלו, תשס"ט

עבודה זו נעשתה בהדרכתם של

פרופ' יוסף ישורון

ופרופ' אבנר שאולוב

מן המחלקה לפיסיקה

של אוניברסיטת בר-אילן

"If I have a thousand ideas

and only one turns out to be good,

I am satisfied."

Alfred Bernhard Nobel

הבעת תודה

לאלו שדרכיהם הצטלבו בשלי והפכו לאנשי מפתח במסע ראשוני זה, אני מרגישה צורך להביע את תודתי. בלעדיהם הוא היה בלתי אפשרי. הרי נאמר במסכת אבות ***"...שאין לך אדם שאין לו שעה, ואין לך דבר שאין לו מקום..."***.

תודה מקרב לב לפרופ' יוסי ישורון על שנתן לי את הזכות להיות חלק מקבוצת מחקרו, על שהעניק לי מחוכמתו ומניסיונו כי רבים, על ההדרכה והסיוע שנתן בכל שלבי המחקר, ובעיקר על שלימד אותי לחקור ולדעת.

לפרופ' אבנר שאולוב, על שליווה אותי במחקר זה, על סבלנותו הרבה, על ההסברים מקטן ועד גדול, על העצות, על דיונים פוריים, על השעות הרבות ובעיקר על שלימד אותי לעמוד על כתפי נפילים.

לפרופ' ברוך רוזנשטיין ופרופ' בוריס שפירא וקבוצת מחקרו: אירנה שפירא ואייל דבש, על הנכונות לסייע בכל שאלה ועל הדיונים הרבים והפוריים.

לעמיתי לקבוצת המחקר: ד"ר שוקי וולפוס, ד"ר אלכס פרידמן, ד"ר פאינה קופנסקי, ד"ר דורון ברנס, גרגורי לוקובסקי, איליה סושניקוב ודניאל לוי, על שיתוף הפעולה, על שהיוו סביבת עבודה חברית ומהנה, ועל הנכונות לעזור בכל בעיה.

לצוות הטכני: מנחם כץ, אלי פרל ודני חלבי, שבלעדיהם עבודת המעבדה בלתי אפשרית. תודה מיוחדת על עזרתו ותמיכתו הרבה של אבי סנטו ז"ל, שאובדנו הפתאומי הותיר חלל ריק בחיי היומיום במעבדה.

לראש המחלקה לפיסיקה: פרופ' ריצ'ארד ברקוביץ', ולצוות האדמיניסטרטיבי של המחלקה: גב' רחל רוטברג וגב' שרה ביאלקוביץ על התמיכה והעזרה הרבה שנתנו מיומי הראשון במחלקה.

לספרניות, גב' תמר פרנק וגב' לריסה וויחנסקי, על שעזרו באיתור מאגרי מידע.

תודה מקרב לב, לסגן ראש המחלקה לפיסיקה: פרופ' לאוניד (פייגל) בורלשקוב, על שהורה לי את דרכי מראשיתה, על ההזדמנות, העצות הרבות והמועילות ובעיקר על שהאמין בי.

ליחידה למעורבות חברתית, על שקידמו את חשיבות ההכרה בלקויות למידה באוניברסיטה.

תודה למי שהיוו עבורי תא משפחתי בבר-אילן: גב' חני רגב, גב' שרה נתן ושני יצחק, על האוזן הקשבת והתמיכה הרבה.

תודה מיוחדת לד"ר אניה קיבריק, מורתי הרוחנית, על הליווי הצמוד לאורך השנים.

תודה עד אין קץ למשפחתי, אימי מירית ואחי אבישי, על התמיכה האינסופית שהעניקו לי במסעי, על האמונה הבלתי מעורערת ביכולתי, ועל שאפשרו לי להקדיש את כל זמני למחקר.

עבודת מחקר זו מוקדשת

לכל בעלי לקויות הלמידה באשר הם, כאות והוכחה לכך שאין דבר העומד בפני הרצון.

תוכן העניינים

1. **תקציר** ..... **א - ג**

2. **רקע – מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות** ..... **1 - 6**

3. **רקע לניסיון** ..... **7 - 10**

   א. המערכת הניסיונית: מגנטומטר SQUID ..... 7 – 8

   ב. גביש אחיד $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$..... 9 - 10

4. **תוצאות המדידות** ..... **11 - 30**

   א. <u>מדידות כתלות בשדה מגנטי חיצוני</u> ..... 11 - 14

      i. לולאות מגנטיזציה ..... 11 - 13

      ii. צפיפות הזרם ..... 13 - 14

   ב. <u>מדידות כתלות בטמפרטורה</u> ..... 15 - 17

   ג. <u>התאמה בין מדידות כתלות בשדה וכתלות בטמפרטורה</u> .. 18 - 20

   ד. <u>מדידות רלקסציה מגנטית</u> ..... 21 - 28

      i. לולאות מגנטיזציה תלויות בזמן ..... 21 - 24

      ii. קצב הרלקסציה ואנרגית הלכידה כתלות בטמפרטורה ..... 24 - 27

iii. קצב הרלקסציה ואנרגית הלכידה כתלות בשדה

..... 27 - 28

ה. דיאגראמת T-H – תמונת סיכום ..... 29 - 30

5. דיון ..... **31 - 36**

מעבר פאזה מבני ..... 32 - 36

6. סיכום ..... **37 - 38**

7. ביבליוגראפיה ..... **39 – 41**

8. נספח: צפיפות הזרם הקריטי *Generalized Inversion Scheme*

..... **42 - 49**

9. Abstract ..... **a - c**

1. תקציר

לאחרונה התגלתה משפחה חדשה של חומרים מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, ה Iron-pnictides, המאופיינים על ידי שכבות מוליכות-על המכילות ברזל בתוספת אחד האטומים מקבוצת ה- pnictogen כמו ארסן. מחקרים ראשוניים התבצעו בדגמים פוליקריסטליניים שלא אפשרו מחקר של שריג הפלקסונים בחומרים אלה. היכולת העכשווית לגדל גבישים אחידים של ה-pnictides מאפשרת לראשונה איפיון של דיאגראמת הפאזות של שריג הפלקסונים במשפחה זו בהשוואה למוליכי-העל השכבתיים ממשפחת ה-cuprates. עבודת מחקר זו מתמקדת בחקר דיאגראמת הפאזות של שריג הפלקסונים בגביש אחיד, $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ (Tc ~ 25 K), המשתייך למשפחת ה-pnictides באמצעות מדידות מגנטיות. מדידות אלה חשפו אנומליות בתלות המגנטיזציה בשדה, טמפרטורה וזמן אשר מפורשות בעבודה זו כקשורות למעבר פאזה מבני בשריג הפלקסונים.

מדידות המגנטיזציה כתלות בשדה מגנטי חיצוני בטמפרטורה קבועה, הראו שיא שני במגנטיזציה (Second Magnetization Peak – SMP). אנומליה זו מאופיינת על ידי נקודת מינימום בשדה H_{on} המגדירה את ה-onset של השיא השני, ונקודת מקסימום בשדה H_{peak} המגדירה את מיקומו של השיא.

מדידות המגנטיזציה כתלות בטמפרטורה, בשדה חיצוני קבוע, הראו ירידה מונוטונית של M עם הטמפרטורה לאורך כל טווח הטמפרטורות הנמדד אבל, בטמפרטורה T_{knee}, עקמומיותה משתנה, מקעורה לקמורה. ערכי השדה והטמפרטורה (H-T) של נקודת הברך T_{knee}, תואמים לערכים של נקודת ה-peak שנמצאה במדידות תלות המגנטיזציה בשדה החיצוני.

מדידות המגנטיזציה כתלות בזמן, בשדה חיצוני קבוע וטמפרטורה קבועה, הראו גם הן התנהגות אנומלית. בדרך כלל נצפה לעליה מונוטונית של קצב הרלקסציה עם עלית הטמפרטורה, אך בחומר זה ישנה ירידה מתונה של קצב הרלקסציה עם עלית הטמפרטורה עד לנקודת מינימום ממנה חלה עליה חדה.

ריכוז נקודות האנומליה במישור H-T, מגלה שההתנהגות של $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ היא בעלת אופי שונה מזו שנצפתה במוליכי-העל בטמפרטורות גבוהות ממשפחת ה-Cuprates. באחרונים נצפתה תלות חלשה בטמפרטורה לשדות המאפיינים את השיא השני בטמפרטורות נמוכות יחסית (עד כ- $0.5T_c$). תלות חלשה כזו נמצאה תואמת לצפי התיאורטי של מעבר פאזה תרמו דינמי במערך הפלקסונים ממצב מסודר למצב לא מסודר [1-4]. מעבר כזה נצפה בחומרים רבים ממשפחת ה-Cuprates, כמו: $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8-\delta}$ [5] $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$, [6] ו - $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [7-9]. ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, מצאנו התנהגות שונה לחלוטין: השדות המאפיינים את השיא השני, מראים ירידה חזקה עם עליית הטמפרטורה. תלות שכזו בטמפרטורה נצפתה בעבר רק בחומר אחד ממשפחת ה- Cuprates, ב-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [10], שבו פורשה התלות החזקה בטמפרטורה כמצביעה על מעבר פאזה תרמודינאמי אחר - מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים ממבנה רומבי בטמפרטורות נמוכות ושדות נמוכים למבנה ריבועי בטמפרטורות גבוהות ושדות גבוהים [11].

בעבודה זו אנו מצביעים על קווי דמיון רבים במבנה הקריסטלוגראפי, בתכונות מוליכות העל ובהתנהגות המגנטית בין $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ ו – $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. במיוחד, לשני החומרים מבנה טטרגונלי ולשניהם טמפרטורת מעבר דומה (25 ו - 30 K, בהתאמה) ופרמטר גינצבורג לנדאו κ דומה (75 ו – 65, בהתאמה). על בסיס ההתנהגות הדומה המאפיינת את השיא השני בשני

$Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ מתרחש מעבר פאזה במבנה הפלקסונים. חישובים תיאורטיים המבוססים על תרחיש זה, אכן מנבאים קו מעבר פאזה הצלוי חזק בטמפרטורה אותו ניתן להתאים בצורה מוצלחת מאוד לקו המעבר אותו מצאנו ניסיונית ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$.

עבודה זו מציגה אתגר לחוקרים העוסקים בחקר המבנה של שריג הפלקסונים, למשל בשיטה של פיזור נויטרונים. רמז לאפשרות של מעבר מבנה ניתן למצוא בשתי עבודות שהתפרסמו לאחרונה שנעשו בחומרים ממשפחת ה-pnictides בעלי תרכובת דומה לזו שנחקרת כאן. מדידות Small Angle (SANS) Neutron Scattering [12] הראו סידור משושה בשדות נמוכים יחסית ואילו מדידות Scanning Tunneling Microscope (STM) [13], הראו אפשרות לסידור מעין-ריבועי בטווח השדות הגבוהים. עבודות נוספות נדרשות, כמובן, לאשר את המעבר המוצע בעבודה זו.

2. רקע – מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות

בשנת 1986 נתגלה לראשונה חומר מוליך-על בטמפרטורות גבוהות יחסית [14]. מאז, במהלך שני העשורים האחרונים התמקד המחקר במשפחה זו של מוליכי-על המאופיינים על ידי שכבות של Cu-O בהן מתרחשת מוליכות-העל, ה - Cuprates.

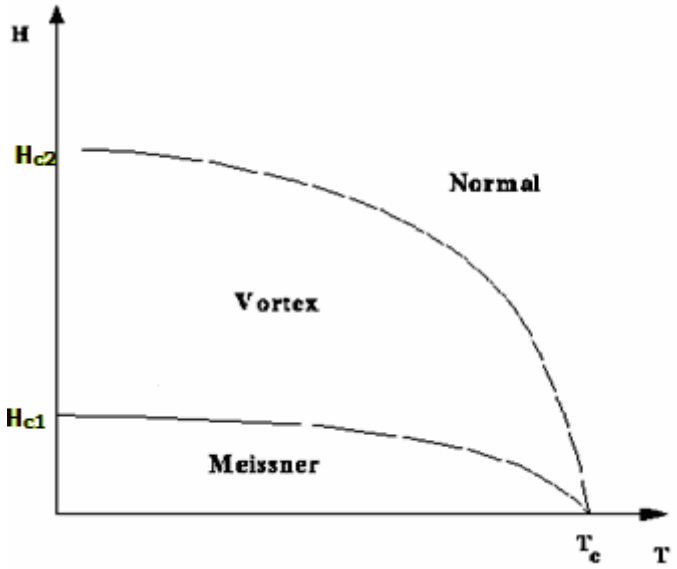
בשנת 2008 התגלתה משפחה נוספת, חדשה, של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות מבוססי ברזל ו-Pnictogen (כגון: As או P) הנקראת Pnictides [15]. חומרים אלו אף הם שכבתיים, כאשר מוליכות-העל מתרחשת בשכבות ה Fe-As. שכבות ההולכה המכילות ברזל, הינן ממצא מפתיע למדי, שכן לברזל תכונות פרומגנטיות, הידועות כתכונות ההורסות מוליכות-על. מסתבר כי בריכוז מסוים עם doping מתאים, הפרומגנטיות נעלמת, ומפנה את מקומה לפאזה מוליכת-על. בשנתיים שעברו מאז התגלית, חלה התקדמות משמעותית בחקר חומרים אלו. מדידות אפיון רבות נערכו, ותרכובות חדשות נוצרו. נכון להיום קיימים שלושה סוגי תרכובות של חומרים אלו [16]:

1. חומרים מבוססי תרכובת RFeAs(O,F) - , R=Ce, Pr, Sm, Nd, מבנה 1111, בעלי טמפרטורת מעבר מקסימאלית של ~ 56 K.
2. חומרים בעלי תרכובת AFe_2As_2 -A=Ba, Sr, Ca, מבנה 122, עם טמפרטורת מעבר מקסימאלית של 38 K ~.
3. חומרים בעלי תרכובת LiFeAs או NaFeAs, מבנה 111, עם טמפרטורת מעבר מקסימאלית של 20 K ~.

העובדה כי קיים מכנה משותף לשתי המשפחות (משפחת ה- cuprates ומשפחת ה-pnictides), (היותם חומרים שכבתים, והעובדה כי מוליכות-העל

Pnictides, בעל הרכב מסוג 122- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$.

מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות מהווים תת-קבוצה של מוליכי-על סוג II. מוליכי-על מסוג זה מתאפיינים בדיאגראמת פאזות המכילה שלושה מצבים, כפי שניתן לראות באיור מס' 1:



<u>איור 1:</u> דיאגראמת H-T של מוליכי-על מסוג II.

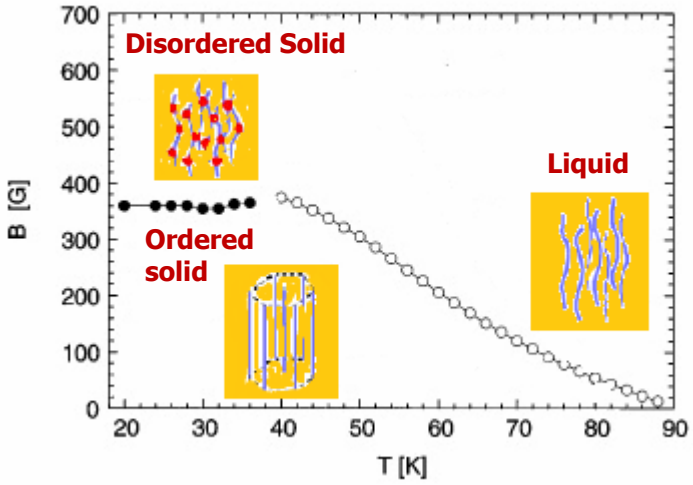
i. מצב מייזנר (Meissner state) - השדה המגנטי החיצוני נדחה מפנים הדגם. מצב זה מתקיים כל עוד $H<H_{c1}$.

ii. מצב מעורב (Mixed State) – המערכת מאפשרת לשדה המגנטי החיצוני לחדור באופן חלקי לפנים הדגם במנות שטף בדידות המכונות "פלקסונים" (fluxons), בחומר נקי מפגמים הפלקסונים יסתדרו כתוצאה מכוחות הדחייה ביניהם בשריג משושה המכונה סריג אבריקוסוב (Abrikosov lattice) [17]. האזורים בהם ממוקמת ליבת הפלקסונים עוברים לפאזה נורמאלית אך כל עוד נשמרת ניחותם לא

מצב זה מתקיים כל עוד השדה נמצא בטווח $H_{c1}<H< H_{c2}$.

iii. מצב נורמאלי (Normal state) – החומר מוצף שטף מגנטי הנע בחופשיות במרחבו ונחשב נורמאלי לכל דבר. ערכו של השדה החיצוני במצב זה יקיים את התנאי $H_{c2}\leq H$.

מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות מאופיינים על ידי אורך קוהרנטיות נמוך (ξ), עומק חדירה גבוה (λ) , וטמפרטורות מעבר גבוהות (T_c) . מאפיינים אלו יוצרים דיאגראמת פאזות מורכבת יותר. מוליכי-על קונבנציונאליים מן הסוג ה-II מציגים לולאת מגנטיזציה בעלת פיק יחיד המתארת את המעבר בין מצב מייזנר למצב המעורב. לעומתם, מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות חווים לרוב מעברי פאזה נוספים בתוך פאזת המצב המעורב, כל זאת הודות להשפעתה הדומיננטית של האנרגיה התרמית. באיור מס' 2, אנו מציגים דיאגראמת פאזות של מערך פלקסונים במוליך-העל מסוג $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [5].



איור 2: דיאגראמת פאזות של מערך פלקסונים במוליך-העל בטמפרטורות גבוהות מסוג BSCCO [5]. טמפרטורת המעבר $T_c \sim 89$ K.

שריג הפלקסונים עשוי לחוות מספר מעברי פאזה המוכתבים על ידי תחרות בין שלוש אנרגיות: האנרגיה האלסטית, אנרגית הלכידה והאנרגיה התרמית. בטווח השדות הנמוכים והטמפרטורות הנמוכות, כל עוד אין פגמים בחומר, הפלקסונים מסתדרים בשריג משושה מסודר (Abrikosov lattice) כתוצאה מכוחות הדחייה בניהם ולכן האנרגיה הדומיננטית הינה האנרגיה האלסטית. פאזה זו מכונה "פאזת מוצק מסודר". בנוכחותם של פגמים בחומר (המהווים מוקדי לכידה), יוצרו הפרעות בסריג הפלקסונים, הסדר המערכתי ישמר כעת רק לטווחים קצרים. פאזה זו עדיין נחשבת מסודרת, באופן חלקי אומנם ולכן מכונה "quasi-ordered", (Bragg glass). בטווח השדות הגבוהים יותר צפיפות הפלקסונים עולה ואנרגית הלכידה הופכת דומיננטית יותר, הפלקסונים מסתבכים זה בזה והסדר המערכתי נשבר. פאזה זו מכונה "פאזת מוצק לא-מסודר" (Vortex glass). ככל שאנרגית הלכידה גדולה יותר כך קשה יותר לפלקסונים להשתחרר ודרוש זרם קריטי גבוה במיוחד על מנת לשחררם. היווצרותם של מושבות פלקסונים לכודים וסבוכים מקשה על המערכת לעבור למצב של שיווי משקל, ותהליך השחרור של הפלקסונים תלוי גם באנרגית האקטיבציה התרמית. בטווח הטמפרטורות הגבוהות, האנרגיה התרמית גבוהה דייה על מנת לשחרר את הפלקסונים מלכידתם והם נעים ברחבי הדגם בתנועה חופשית המדמה תנועתו של נוזל. פאזה זו מכונה "פאזת נוזל לא-מסודר" (Vortex liquid).

המעבר בין הפאזות השונות במצב המעורב, יבוא לידי ביטוי בדיאגראמת הפאזות במישור H-T, המחולקת לאזורים הנתחמים על ידי קווי המעבר מפאזה אחת לאחרת. קווי המעבר למעשה מסמלים את המצבים בהם מתקיים שוויון בין האנרגיות המתחרות, שכן בכל פאזה שולטת אנרגיה מסוימת. בעת מעבר המערכת מפאזת מוצק מסודר לפאזת מוצק לא מסודר, נוצר שוויון בין

H-T. במעבר לפאזת הנוזל מפאזת המוצק המסודר, יתקיים שיווין בין האנרגיה האלסטית והאנרגיה התרמית. קו מעבר זה יתאפיין בתלות חזקה בטמפרטורה במישור H-T. במעבר שבין המוצק הלא-מסודר לנוזל צפוי להתקיים שוויון בין אנרגית הלכידה לאנרגיה התרמית (עדות לקו מעבר זה טרם נמצאה).

נקודות השוויון בין האנרגיות המתחרות, נראות לרוב כאנומליות במדידות מגנטיות. למשל, במדידות תלות המגנטיזציה בשדה המגנטי החיצוני, נקודת המקסימום השנייה המכונה SMP – Second Magnetization Peak, או Fishtail בשל העיוות שהיא יוצרת בלולאת המגנטיזציה, מבטאת בדרך כלל מעבר מסוג מוצק סדר – אי סדר. לעומת זאת, בחומרים בעלי תרכובת $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, המשתייכים גם הם למשפחת ה-cuprates, ניתנה אינטרפרטציה שונה ל – SMP, והיא מעבר במבנה של מערך הפלקסונים, כלומר סידור הפלקסונים הינו שריג מסודר המשנה את צורת סידורו ממעוין לריבוע בנקודת המעבר כתוצאה מהתרכבות שריג הפלקסונים [11]. קו מעבר שכזה יהיה תלוי בטמפרטורה, בכל טווח הטמפרטורות, והתנהגותו תהיה קעורה. ה-SMP שנמצא במדידות המגנטיות בחומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, מציג דמיון רב לזה שנמצא ב-$La_{2-x}Sr_xCuO$, הבא לידי ביטוי ב-SMP רחב, ותלות חזקה של השדות המאפיינים בטמפרטורה בדיאגראמת H-T. דמיון נוסף בין שני חומרים אלו, נמצא בפרמטרים מאפיינים כגון טמפרטורת המעבר (25 ו- 30 K, בהתאמה) ופרמטר גינצבורג-לנדאו (75 ו- 65, בהתאמה).

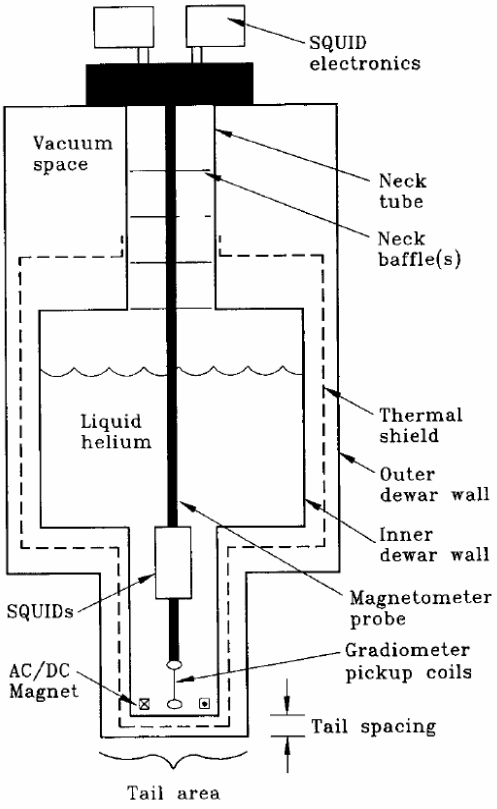
במסגרת עבודה זו נתאר מדידות מגנטיזציה של $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ כפונקציה של השדה המגנטי החיצוני, הטמפרטורה והזמן. במדידות אלו מצאנו אנומליות שונות: שיא מגנטי שני בעקומות המגנטיזציה, נקודת פיתול בתלות

cuprates. מאידך, הדמיון הרב בין $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ לבין $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ מציע את האפשרות שאנומליות אלה ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, קשורות למעבר פאזה של שריג הפלקסונים ממבנה מעוין בטמפרטורות ושדות נמוכים למבנה ריבוע בטמפרטורות ובשדות גבוהים כפי שנצפה ב-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$. אנחנו מראים התאמה טובה של קו המעבר הניסיוני לקו המנובא תיאורטית ומצביעים על מדידות ישירות של מבנה שריג הפלקסונים התומכות באפשרות של מעבר כזה.

3. רקע לניסיון

א. המערכת הניסויית: מגנטומטר SQUID

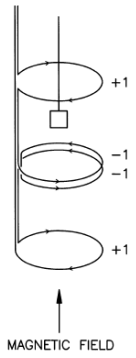
מערכת המדידה המרכזית במחקר זה היא ה- SQUID – Superconducting Quantum Interference Device, מסוג MPMS-5S (MAGNETIC PROPERTY MEASUREMENT SYSTEM) מתוצרת Quantum Design. מערכת זו מאפשרת מדידות מגנטיות גלובאליות בתחום שדות של -50 kOe < H < 50 kOe ותחום טמפרטורות של 1.7 K < T < 400K ועקרון הפעולה שלה מתבסס על מוליכי-על ואפקט ג'וזפסון. במחקר זה התמקדנו במדידת הרכיב האורכי של המומנט המגנטי, למרות שלמכשיר זה טכניקת מדידת רכיב רוחבי גם כן. באיור מס' 3 מוצגת סכימת מבנה ה-SQUID:



איור 3: תיאור של מערכת SQUID.

המדידה מתרחשת בעת שהדגם מוזז בתוך סלילים מוליכי-על המשמשים כגלאים (סלילי חישה) (איור מס' 4) וממוקמים במרכז המגנט (סולונואיד מוליך-על). המגנט וסלילי החישה ממוקמים באמבט הליום נוזלי, מחוץ לחלל הואקום בו מונע הדגם. בעת שהדגם מוזז דרך הגלאים המומנט המגנטי שלו משרה זרמים בסלילי החישה, להם חיבור ל-SQUID, המתפקד כממיר ליניארי של זרם למתח.

מערכת סלילי החישה, מורכבת מתיל מוליך-על, המלופף בצורת שלוש טבעות בקונפיגורציה של גרדיומטר מסדר שני, שמטרתה להקטין רעשים שעשויים להיווצר כתוצאה מתנודות שדה גבוה במגנט, ורעשים סטאטיים של הסביבה.



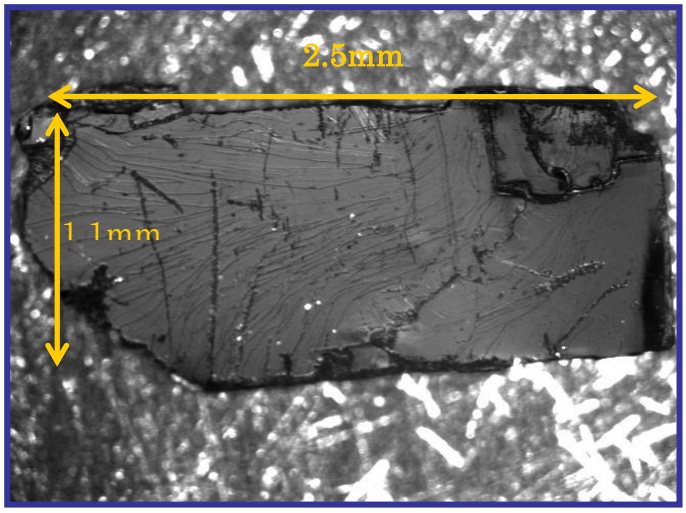
<u>איור 4:</u> קונפיגורציה של סלילי החישה, דרכם מונע הדגם [18].

אורכי הסריקה בהם השתמשנו במחקר זה הם: 4 ו- 2 cm, ונמצא כי אין הבדל בין תוצאות המדידות בשני המקרים. הרגישות במדידה מגיעה עד ל- $1X10^{-6}$ emu.

ב. גביש אחיד $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$

גביש אחיד, מוליך-על ממשפחת ה-Iron-Pnictides בעל תרכובת $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ גודל על ידי Z. A. Xu מאוניברסיטת Zhejiang שבסין, בטכניקת self-flux [19].

בתמונה מס' 1 ניתן לראות תמונה אופטית של הדגם בעל מימדים של ~ 2.5 mm X 1.1 mm X 0.19 mm ומשקל 90 mg.



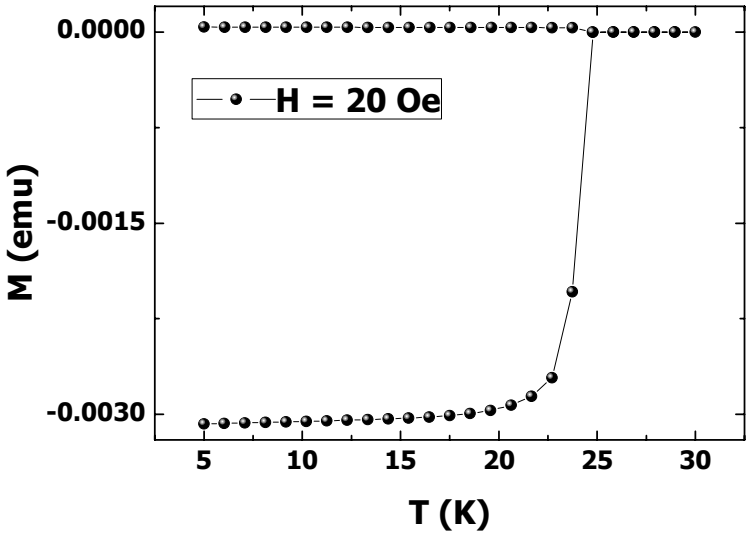
<u>תמונה 1:</u> דגם מוליך-על מסוג גביש אחיד בעל תרכובת של $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$.

מדידות הדגם הינן מדידות מגנטיות גלובאליות ונערכו במגנטומטר SQUID, בטמפרטורות ושדות שונים ובכך סיפקו אפיון מגנטי מקיף של החומר.

באיור מס' 5 מוצגת מדידה ראשונית - טמפרטורת המעבר של החומר שנקבעה בעזרת טכניקת ZFC – FC (ZFC – Zero Field Cooling, FC – Field Cooling).

בטכניקת ZFC – FC מקררים את הדגם בשדה אפס לטמפרטורת מינימום כלשהי, לאחר מכן מעלים את ערך השדה לערך קבוע (10-20 Oe), ומודדים

המדידות הנ"ל הראו כי לדגם שלנו טמפרטורת מעבר של בקירוב 25 K.



<u>איור 5:</u> מדידת טמפרטורת המעבר של הדגם בעזרת טכניקת מדידה ZFC – FC בשדה של 20 Oe.

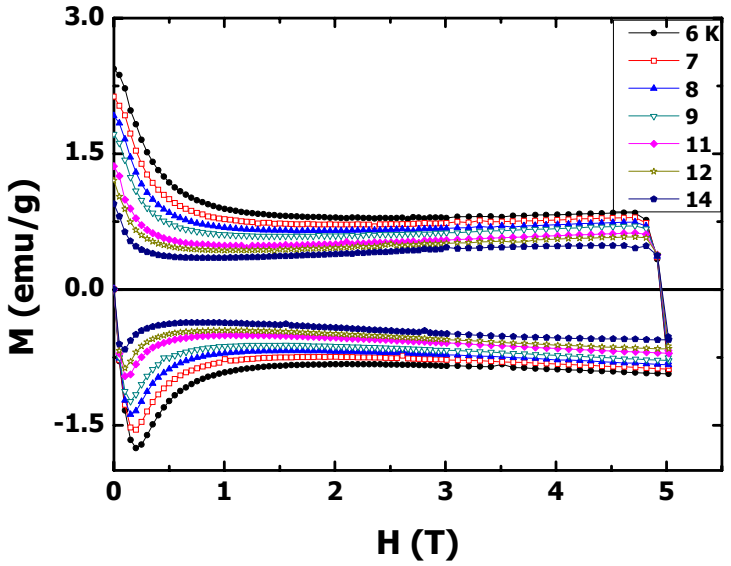
4. תוצאות המדידות

א. מדידות כתלות בשדה מגנטי חיצוני

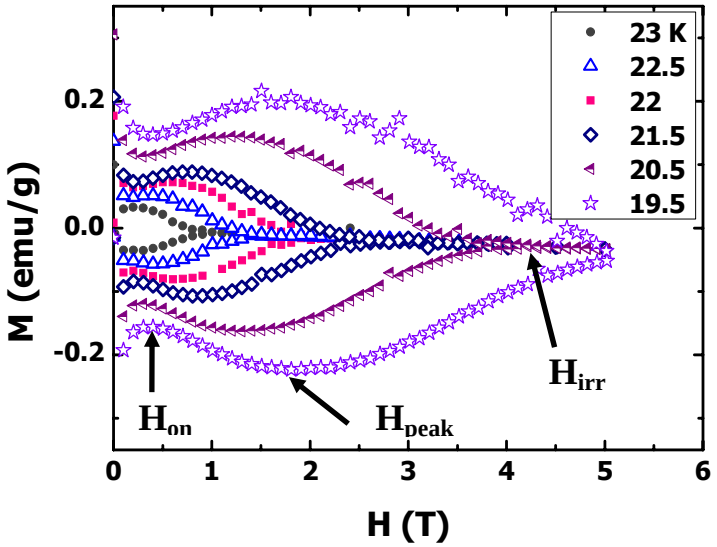
i. לולאות מגנטיזציה

כפי שהוזכר בפרק 2, במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, המצב המעורב עשוי להכיל פאזות מגנטיות נוספות, הבאות לידי ביטוי בלולאות המגנטיזציה כאנומליות. מדדנו את המגנטיזציה כתלות בשדה מגנטי חיצוני בכיוון מאונך לפני הדגם, בטווח רחב של טמפרטורות. תהליך המדידה כלל קירור הדגם לטמפרטורה הרצויה בשדה חיצוני אפס, העלאת השדה באינטרוולים קטנים יחסית עד לערך שדה מקסימאלי של 5 T והורדת השדה חזרה לאפס באותם צעדי-שדה. איורים 6 ו-7 מתארים את תוצאות מדידה זו.

באיור מס' 6 מוצגות לולאות המגנטיזציה כתלות בשדה בטווח הטמפרטורות הנמוכות ביחס לטמפרטורה הקריטית. מממצא ניתן להבחין בעליה במגנטיזציה כתלות בשדה החיצוני, אך לא נראה השיא עצמו. בטווח הטמפרטורות הגבוהות יותר לעומת זאת (איור מס' 7), מתגלה אנומליה מגנטית המוכרת כ"שיא שני" במגנטיזציה (SMP – Second Magnetization Peak) או fishtail. שיא שכזה עשוי לרמז על מעבר פאזה במצב המעורב. ניתן לראות כי עם עליית הטמפרטורה – קטן רוחב העקומה וכמו כן גם שדה השיא השני, דהיינו מיקומה של תופעת השיא השני תלוית טמפרטורה ושדה.



איור 6: עקומות מגנטיזציה בטמפרטורות שונות נמוכות יחסית, בשדה חיצוני המאונך לפני הדגם. נצפית עליה במגנטיזציה כתלות בשדה אך לא נראה שיא.



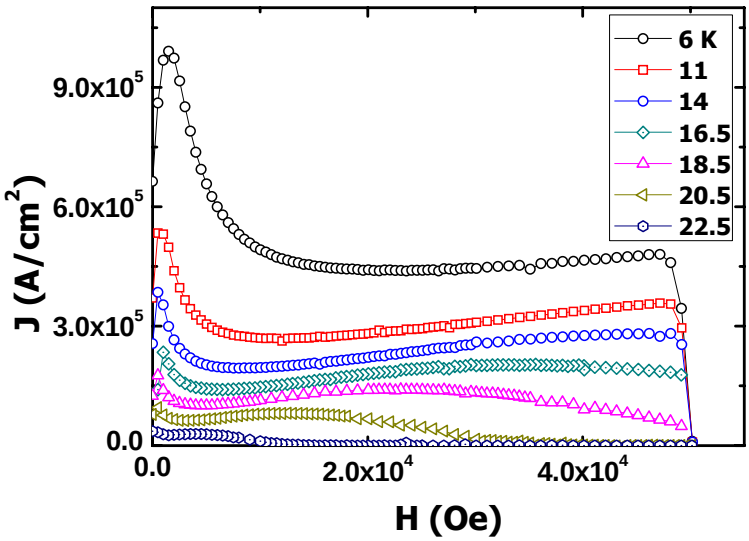
איור 7: עקומות מגנטיזציה בטמפרטורות שונות גבוהות יחסית, בשדה חיצוני המאונך לפני הדגם. בטווח טמפרטורות זה מופיעה תופעת השיא השני. ניתן לראות שעם עליית הטמפרטורה קטנה הלולאה והשיא השני "נדחק" לנקודות שדה נמוכות יותר.

השיא השני במגנטיזציה מופיע רק בטווח הטמפרטורות הגבוהות, וניתן לראות כי ככל שהטמפרטורה קרובה יותר לטמפרטורת המעבר כך מופיע השיא בשדות נמוכים יותר. מן העלייה המסתמנת בטווח הטמפרטורות הנמוכות, נוכל להסיק כי השיא השני במגנטיזציה קיים גם בטווח זה אך ככל הנראה יופיע בשדות גבוהים יותר מטווח השדות שניתן היה למדוד במערכת המדידה שלנו.

ii. צפיפות הזרם

באיור מס' 8 מוצגת צפיפות הזרם, שחושבה מתוך לולאות המגנטיזציה כתלות בשדה, בטמפרטורה קבועה על פי מודל המצב הקריטי של Bean [20-21]: $J = 30\frac{\Delta M}{d}$, כאשר ΔM הוא הפרש המגנטיזציה במדידה בשדה עולה ומדידה בשדה יורד, w – רוחב הדגם ו- l הוא אורך הדגם.

אומנם מודל זה מתייחס לצפיפות הזרם הקריטית של החומר, אך הוא אינו לוקח בחשבון אפקטים של רלקסציה. כיוון שבמוליכי-על בטמפרטורות גבוהות לרוב הרלקסציה מהירה, נניח כי מדובר בצפיפות זרם בלבד.



איור 8: צפיפות הזרם כתלות בשדה מגנטי חיצוני ובטמפרטורה קבועה. ניתן להבחין בקיומו של שיא הנפרש על פני טווח שדות רחב.

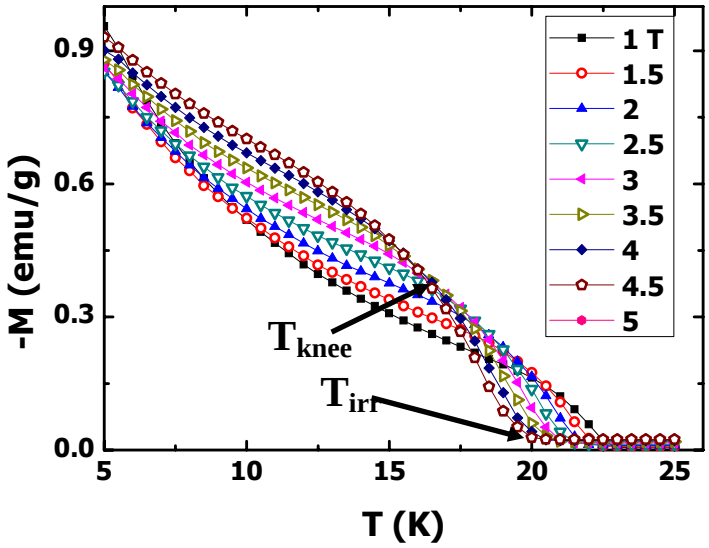
ניתן להבחין במקסימום העקומה המתפרש על פני טווח שדות רחב יחסית ובכך מקשה על קביעת נקודת המקסימום באופן חד משמעי. צפיפות הזרם המקסימאלית גבוהה יותר עבור טמפרטורות נמוכות יותר אך כיוון שלא ניתן להבחין ב-peak בטמפרטורות הנמוכות יותר מ–15 K (בקירוב) בעזרת אמצעי המדידה שברשותנו, לא נוכל לנחש את ערכו של J המקסימאלי בטווח הטמפרטורות הנמוכות בכלל ובטמפרטורה אפס בפרט. ניתן לראות כי סקאלת צפיפות הזרם המקסימאלית, הינה מסדר גודל של 10^5 A/cm^2.

ב. מדידות כתלות בטמפרטורה

המטרה במדידות המגנטיזציה כתלות בטמפרטורה היא לאבחן כיצד משפיעה הטמפרטורה על המגנטיזציה בשדה קבוע. השאלות עליהן ננסה לענות הן: האם גם בטכניקת מדידה כזו יתקבלו אנומאליות המעידות על שינויים בשריג הפלקסונים? והאם תתקיים התאמה בין אנומליות משיטת מדידה אחת לאחרת?

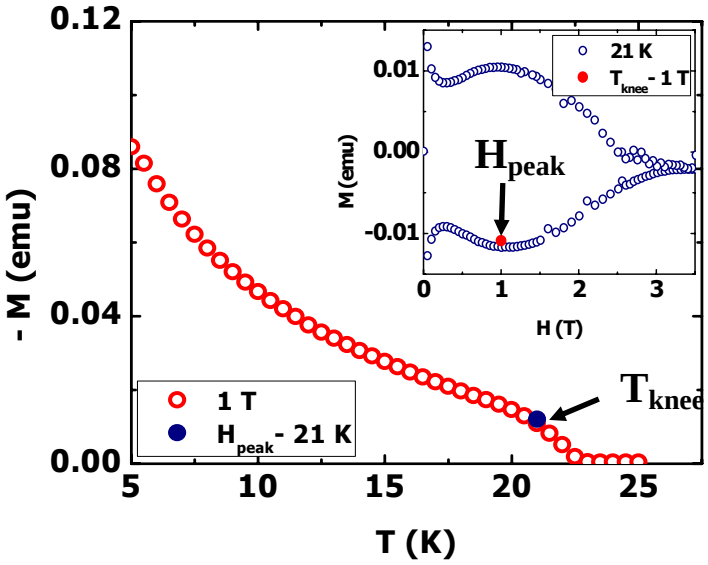
המדידה נערכה באופן הבא: הדגם קורר לטמפרטורה מינימאלית 5 K בשדה אפס, עם התייצבות הטמפרטורה הופעל שדה מגנטי חיצוני קבוע כלשהו, והמגנטיזציה נמדדה בטמפרטורות שונות בהפרש של 0.5 K עד לטמפרטורת המעבר. מדידה זו נערכה עבור ערכי שדות שונים.

תוצאות המדידה מתוארות באיור מס' 9. ניתן לראות כי, כמצופה, ערך המגנטיזציה יורד באופן מונוטוני עם עליית הטמפרטורה. אולם, קיימת אנומליה בעקומות אלו הבאה לידי ביטוי בשינוי צורת העקמומיות. העקומה מתחילה כעקומה קעורה ובנקודה מסוימת משנה את צורתה לעקומה קמורה בנקודת הפיתול - T_{knee}. נקודה נוספת שיש להתייחס אליה היא עניין השפעת גודל השדה המגנטי החיצוני על עקומה זו, ונראה כי ככל שערכו של השדה החיצוני גבוה יותר, כך ה"ברך" גבוהה יותר, רחבה יותר ונדחקת לטמפרטורה נמוכה יותר. את הנקודה בה העקומה מתיישרת ו-M שואפת לאפס נכנה T_{irr}.



איור 9: מדידות מגנטיזציה כתלות בטמפרטורה בשדות מגנטים שונים. ניתן להבחין בהופעתה של "ברך" בעקומה, דהיינו שינוי בעקמומיות, בנקודת טמפרטורה מסוימת העקומה הופכת מקעורה לקמורה וככל שהשדה החיצוני גבוה יותר כך נקודת הברך רחבה יותר ונדחקת לערכי שדות נמוכים יותר.

שינוי בעקמומיות זה מסתמן כתופעה מקבילה לתופעת ה-SMP שנצפתה במדידות תלויות השדה; מיקמנו את נקודת אנומליה T_{knee} על עקומות המגנטיזציה כתלות בשדה, ומצאנו כי קיימת התאמה טובה בין השתיים. דוגמה לכך מוצגת באיור מס' 10, שם בחנו את מידת הקשר בין השתיים בטמפרטורה של 21 K. התאמה שכזו חוזרת על עצמה גם עבור טמפרטורות אחרות ואנו נרחיב על כך בהמשך.

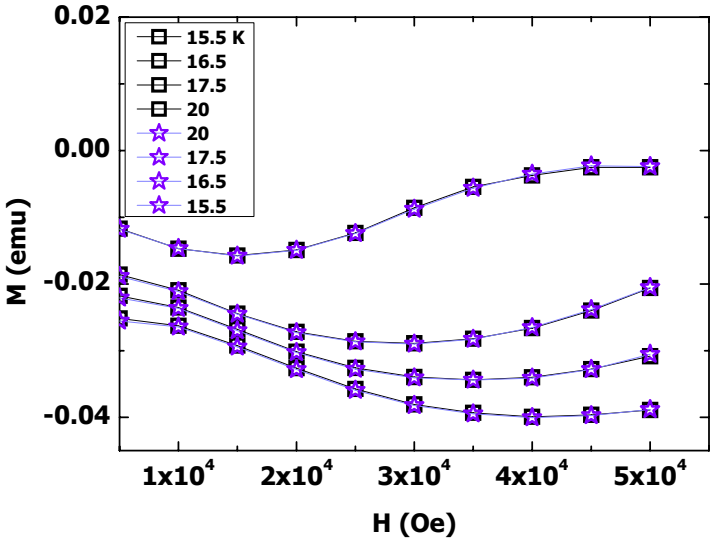


<u>איור 10:</u> מדידת M כתלות ב-T בשדה מגנטי קבוע של 1 T (עיגולים אדומים חלולים). העיגול הכחול המלא, נלקח ממדידות M כתלות ב-H בטמפרטורה קבועה של 21 K והוצב גם הוא על הגרף. ניתן לראות כי מיקומו של העיגול הכחול חופף בקירוב את נקודת הברך בעקומה האדומה שנמדדה ישירות.

הגרף פנימי - מציג מדידת M כתלות ב-H בטמפרטורה קבועה של 21 K (עיגולים כחולים חלולים). העיגול האדום המלא מיצג את נקודת הברך שהופיעה במדידות M כתלות ב-T. גם כאן מיקומו של העיגול האדום מבחינת H זהה, אם כי ערכה של M עבורו קטן במעט.

ג. <u>התאמה בין מדידות כתלות בשדה וכתלות בטמפרטורה</u>

ממדידות תלויות שדה נצפה לגלות עדות לתופעות התלויות בשדה המגנטי החיצוני. כמו כן, ממדידות תלויות טמפרטורה נצפה לגלות תופעות התלויות בטמפרטורת המערכת. האם תופעה התלויה בשדה תהיה תלויה באותה מידה בטמפרטורה? וההיפך? עם שאלה זו נתמודד כעת, על ידי כך שנציג את הממצאים בכל אחת מטכניקות המדידה באופן זהה. את נקודות M כתלות ב-T בשדה קבוע H, נציג כ-M כתלות ב-H ונשווה ל-M כתלות ב-H שנמדדה ישירות. על מנת שההשוואה תהיה מדויקת לחלוטין הפעם, השתמשנו בטכניקת העלאת שדה זהה. באיור מס' 11 מוצגות תוצאות שתי המדידות: עקומת המגנטיזציה כתלות בשדה שנמדדה ישירות מיוצגת על ידי ריבועים שחורים חלולים ואילו עקומות המגנטיזציה שחולצו מתוך מדידות תלויות טמפרטורה מיוצגות על ידי כוכבים סגולים חלולים.

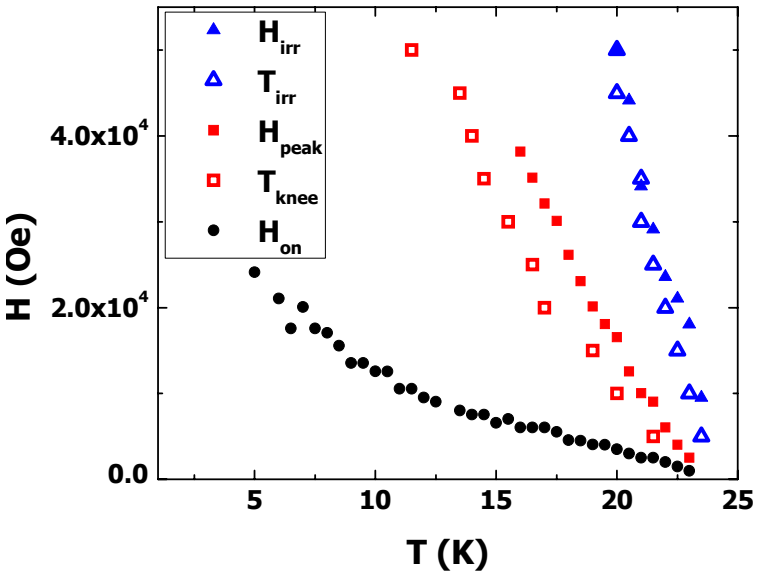


<u>איור 11:</u> עקומות מגנטיזציה כתלות בשדה חיצוני בארבע טמפרטורות שונות. ריבועים שחורים חלולים מייצגים את המדידה הישירה של M כתלות ב-H. כוכבים סגולים חלולים מייצגים את ערכי M כתלות ב-H שחולצו מתוך מדידות של M כתלות ב-T.

ניתן לראות כי העקומות חופפות בקרוב טוב מאוד, מה שמעיד על כך שהאנומליות H_{peak} (ממדידות תלויות שדה) ו-T_{Knee} (ממדידות תלויות טמפרטורה), הן למעשה תופעה אחת הבאה לידי ביטוי באופן עקבי בשתי טכניקות מדידה שונות.

על מנת לקבל תמונה כללית יותר נציג כעת את נקודות האנומליה בדיאגראמת H-T אחת משולבת באיור מס' 12. את העקומות שמקורן במדידות תלויות שדה נייצג בעיגולים מלאים ואילו את העקומות שמקורן במדידות תלויות טמפרטורה נייצג בעיגולים חלולים. הצבעים המבדילים בין האנומליות השונות זהים עבור שני סוגי המדידות. לעקומת ה-H_{Onset} אין מקבילה במדידות M כתלות ב-T, אך ניתן לראות שעקומת H_{Peak} ועקומת H_{knee} קרובות מאוד זו לזו, והסיבה שאינן "דורסות" זו את זו נובעת כאמור משימוש בטכניקת העלאת שדה שונה, כאשר במדידות תלויות טמפרטורה טכניקת העלאת השדה הייתה איטית יותר ולכן נקודת האנומליה הוסטה ימינה יותר. הוכחנו קודם לכן באיור מס' 11 כי שימוש בטכניקת העלאת שדה זהה מתקנת את ההסטה שבין השתיים. גם עקומות H_{irr} ו- T_{irr} קרובות דיין זו לזו בכדי שנוכל להניח התאמה בין השתיים.

כעת נוכל לומר כי האנומליות כולן תלויות בשדה המגנטי החיצוני ובטמפרטורת המערכת באותה מידה, דהיינו, אם אכן מתקיימים מעברי פאזה בשריג הפלקסונים, הם מתרחשים באופן דומה בתנאי מדידה שונים והמערכת שומרת על עקביות.



<u>איור 12:</u> דיאגראמת H-T משולבת מדידות כתלות ב-H ומדידות כתלות ב T. העיגולים המלאים מייצגים מדידות תלויות שדה והעיגולים החלולים מייצגים מדידות תלויות טמפרטורה. העקומה השחורה מייצגת את H_{on}, העקומה האדומה את T_{knee}, H_{peak} והכחולה את H_{irr} ו - T_{irr} .

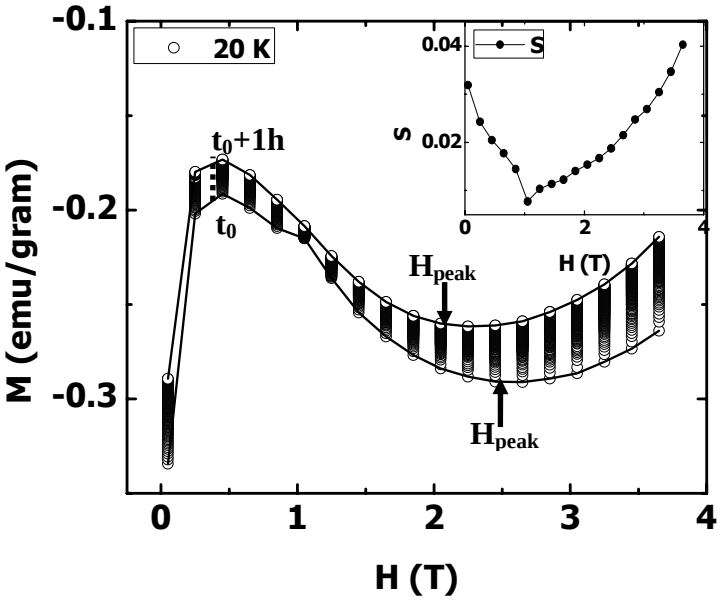
ד. <u>מדידות רלקסציה מגנטית</u>

מדידות רלקסציה מגנטית נערכו כאשר המגנטיזציה נמדדה כתלות בזמן בלבד. השדה המגנטי החיצוני וכמו כן גם הטמפרטורה נותרים קבועים בכל זמן המדידה. כעת משאנו יודעים כי האנומליות המגנטיות תלויות באופן דומה בשדה ובטמפרטורה, נותר רק לבדוק אם התלות בזמן תחשוף התנהגות חדשה? האם האנומליות שנמצאו כתלות בפרמטרים האחרים ייעלמו בזמן? או אולי יתחדדו?
בפרק זה נציג את המדידות התלויות בזמן ונחשוף היבטים נוספים שטרם עסקנו בהם בעבודה זו.

i. לולאות מגנטיזציה תלויות בזמן

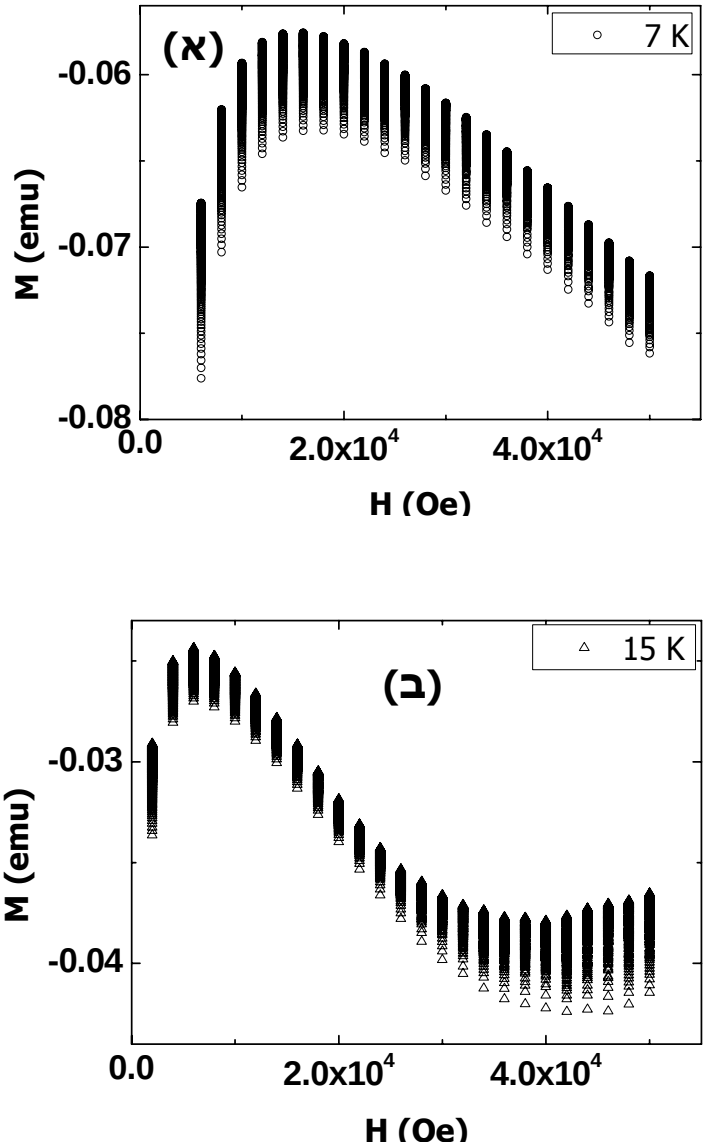
תהליך המדידה נעשה באופן הבא: הדגם קורר לטמפרטורה רצויה בשדה חיצוני אפס. לאחר מכן, הושם שדה מגנטי חיצוני - קבוע, טמפרטורת המערכת – קבועה, והמגנטיזציה נמדדה במהלך זמן של שעה.
באיור מס' 13 בחרנו להציג את לולאת הרלקסציה המגנטית בטמפרטורה של 20 K כיוון שבטמפרטורה זו ניתן להבחין בשני שדות בקשורים לאנומליה של השיא השני: ה-Onset וה-peak. כל עמודה מייצגת את המגנטיזציה בשדה חיצוני קבוע, כאשר כל עיגול מייצג את M בזמן אחר. הנקודה התחתונה בכל עמודה מייצגת את M בזמן תחילת המדידה והנקודה העליונה ביותר מייצגת את M כעבור זמן של שעה בקירוב. כבר ממבט ראשון ניתן להבחין כי קצב הרלקסציה שונה סביב אנומליה אחת מאשר סביב אנומליה אחרת. ליתר דיוק נוכל לומר כי הרלקסציה

onset איטית יותר מאשר באזור ה-peak, אך מהירה יותר מאשר באזור המעבר שבין ה-onset וה-peak.



איור 13: מדידות רלקסציה מגנטית בטמפרטורה קבועה של 20K ושדות קבועים. ניתן לראות כי קצב הרלקסציה משתנה מאנומליה אחת לאחרת.

כעת נשאלת השאלה כיצד נראית הרלקסציה בטמפרטורות אחרות. לשם כך בחרנו שתי טמפרטורות נוספות שתייצגנה את הרלקסציה בטווח הטמפרטורות הנמוכות וטווח הטמפרטורות הבינוניות, שכן 20K נחשבת טמפרטורה המשתייכת לטווח הטמפרטורות הגבוהות (ביחס לטמפרטורת המעבר T_c). מדידה בשתי הטמפרטורות המייצגות את שני הטווחים הנוספים תסייע לנו בקבלת תמונה שלמה יותר של תלות הרלקסציה בטמפרטורה. באיורים מס' א-14 ו-ב-14 מוצגות לולאות רלקסצית המגנטיזציה בשתי הטמפרטורות הנותרות: 7 K, 15 K.



איור 14: א) עקומת רלקסציה מגנטית בטמפרטורה של 7 K כתלות בשדה חיצוני קבוע, (עמודות עיגולים). ב) עקומת רלקסציה מגנטית בטמפרטורה של 15 K כתלות בשדה חיצוני קבוע, (עמודות משולשים). כל עמודה מייצגת זמן מדידה של שעה בקירוב.

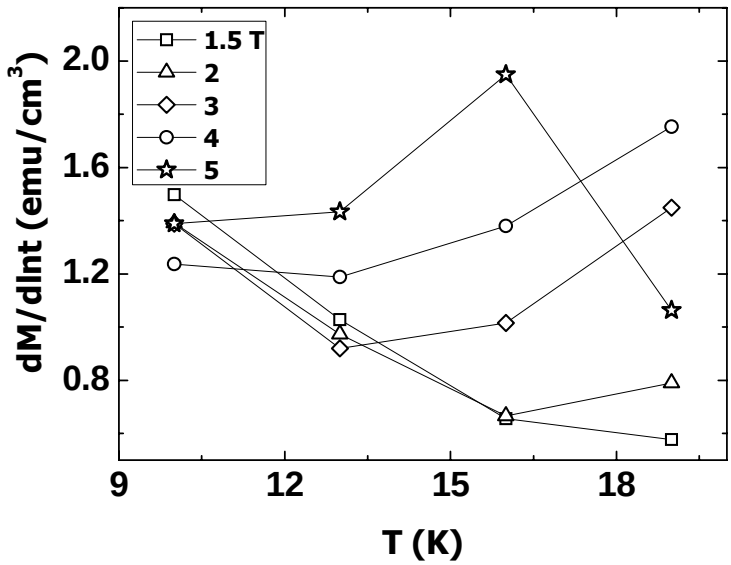
יש לשים לב, כי באופן בלתי צפוי ושונה לחלוטין ממחקרים שנערכו ב-cuprates, קצב הרלקסציה בטווח הטמפרטורות הנמוכות גבוה מזה של הטמפרטורות

,(Thermally Activated Flux Creep) TAFC

על פיה עם עלית הטמפרטורה נצפה לעליה בקצב הרלקסציה כתוצאה מזחילת שטף מוגברת הנובעת מהאקטיבציה התרמית [22]. ממצא זה דורש התמקדות במדידות הרלקסציה ולכן בפרק הבא נוסיף מדידות שיתארו את קצב הרלקסציה של המערכת באופן פרטני יותר.

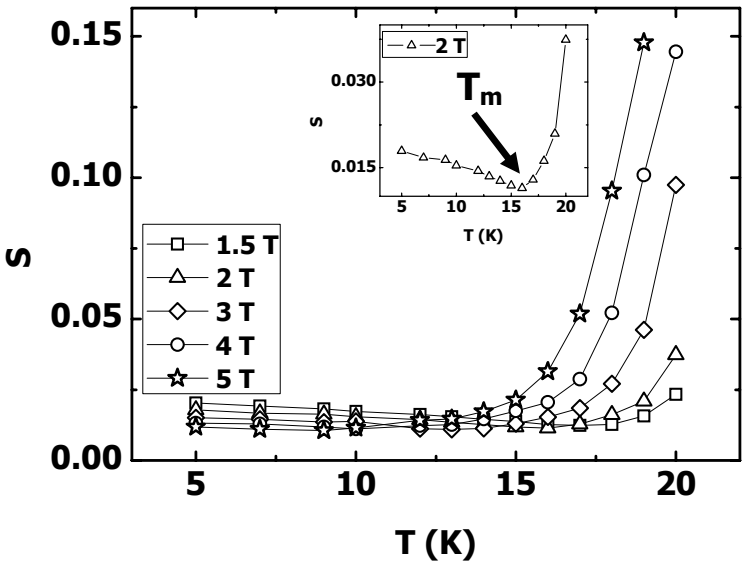
ii. קצב הרלקסציה ואנרגית הלכידה כתלות בטמפרטורה

לצורך אפיון מדויק יותר נמדדה הרלקסציה בנקודות טמפרטורה ושדה נוספות. הפעם המגנטיזציה נמדדה במשך 20 דקות בקירוב בכל נקודת שדה ו/או טמפרטורה. באיור מס' 15 אנו מציגים את קצב הרלקסציה: dM/dln(t) כתלות בטמפרטורה, במספר שדות מגנטים שונים. העקומה הנמוכה ביותר (ריבועים) מייצגת את ערכו של השדה המגנטי הנמוך ביותר 1.5 T ואילו העקומה הגבוהה ביותר (כוכבים) את הגבוה ביותר 5.0 T. העקומות שהתקבלו הן קעורות באופן כללי, ככל שערכו של השדה נמוך יותר כך העקומה קעורה יותר. בשדה המקסימאלי של 5 T העקומה מציגה התנהגות קמורה וניתן לשער את מיקומה של המקסימום. תוצאה זו (למעט העקומה שנמדדה ב-5T) אינה צפויה שכן כפי שדווח על ידי Yeshurun *et-al.* [23],[24] נצפה לעקומה בעלת מקסימום הנובעת מהציפייה כי עם עליית הטמפרטורה, עולה קצב הרלקסציה, אך החל מטמפרטורה גבוהה מספיק קצב הרלקסציה כל כך מהיר שבחלון המדידה שבאפשרותנו למדוד



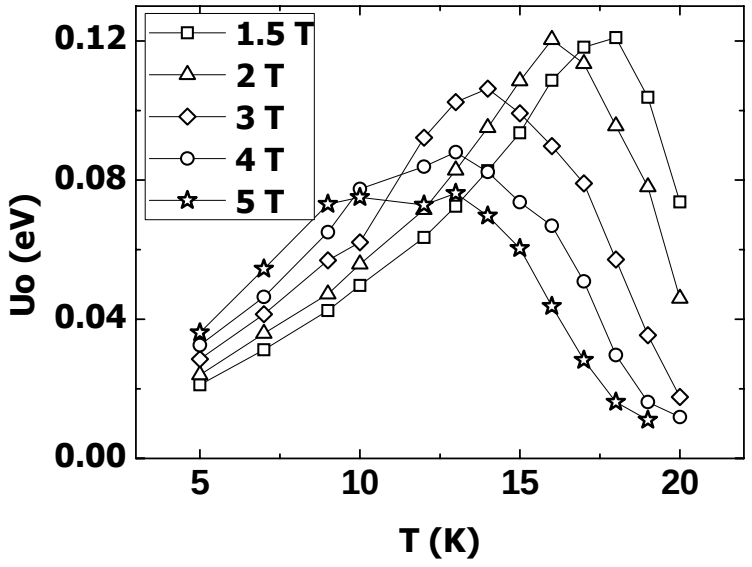
<u>איור 15:</u> העקומות מייצגות את dM/dlnt כתלות בטמפרטורה במספר שדות מגנטים שונים. העקומה התחתונה ביותר ריבועים) מייצגת את ערכו של השדה המגנטי הנמוך ביותר (1.5 T) ואילו העקומה הגבוהה ביותר (כוכבים) את ערכו הגבוה ביותר (5 T).

לשם השוואה מלאה נביט באיור מס' 16 המציג את קצב הרלקסציה המנורמל, דהיינו: $S = d\ln(M)/d\ln(t)$ כתלות בטמפרטורה. במדידות מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות נצפה כאמור לעלית קצב הרלקסציה כתלות בטמפרטורה, אך כפי שניתן לראות באיור, S יורד עם עליית הטמפרטורה עד לנקודת מינימום בטמפרטורה T_m וממנה מתחילה עליה קיצונית. בשדות הנמוכים הירידה של S כתלות ב-T בולטת יותר. את קטע העלייה ב-S עם T ניתן להסביר כתופעת לוואי של TAFC אך קטע הירידה נחשב כתעלומה בה נדון בהמשך.



איור 16: קצב הרלקסציה המנורמל S כתלות בטמפרטורה בשדות מגנטים שונים. ניתן לראות כי S יורד עם עלית הטמפרטורה עד לנקודת מינימום T_m שמעליה רואים עליה מהירה.

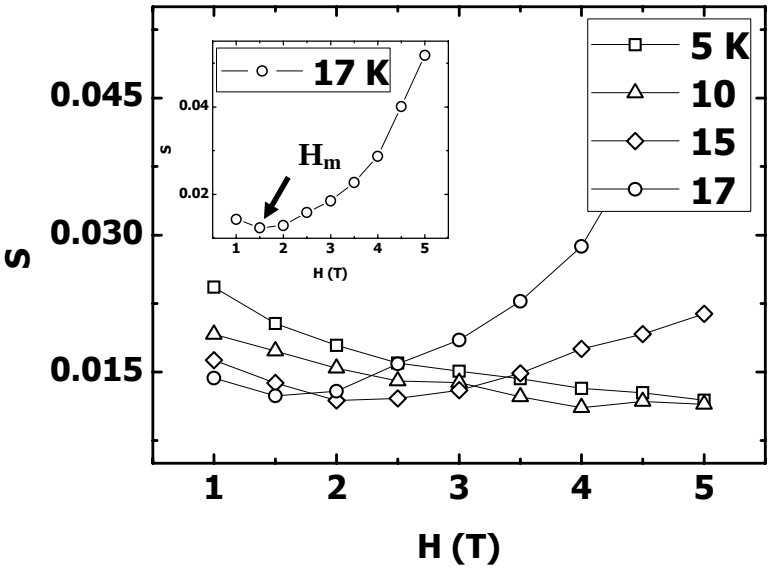
כיוון שקצב הרלקסציה כתלות בזמן מתנהג באופן לוגריתמי נוכל להשתמש בקשר שבין קצב הרלקסציה ואנרגית הלכידה על פי התיאוריה של קים-אנדרסון: $U_0=-kT/S$ [25]. באיור מס' 17 אנו מציגים את תלות אנרגית הלכידה בטמפרטורה בכמה ערכי שדות שונים. ניתן לראות שככל שערך השדה גבוה יותר כך גם העקומה רחבה יותר. קיימת נקודת מקסימום באנרגית הלכידה המקבילה לנקודת המינימום בקצב הרלקסציה.



<u>איור 17:</u> תלות אנרגית הלכידה בטמפרטורה בכמה שדות שונים. ככל שערך השדה גבוה יותר כך העקומה רחבה יותר. ניתן להבחין באזור מקסימום בעקומה.

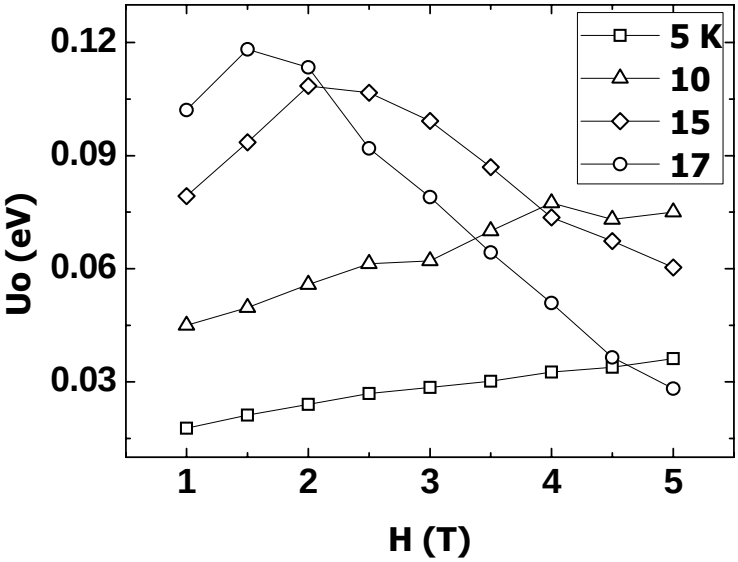
iii. קצב הרלקסציה ואנרגית הלכידה כתלות בשדה

באיור מס' 18 מוצג קצב הרלקסציה המנורמל S כתלות בשדה בכמה טמפרטורות נבחרות. ניתן לראות כי עבור טמפרטורות נמוכות יחסית, S יורד מונוטונית עם H, בטווח טמפרטורות הביניים מתפתחת נקודת מינימום ו-S משנה את תלותו ב-H ועולה מונוטונית.



איור 18: תלות קצב הרלקסציה המנורמל S בשדה המגנטי החיצוני, בכמה טמפרטורות נבחרות.

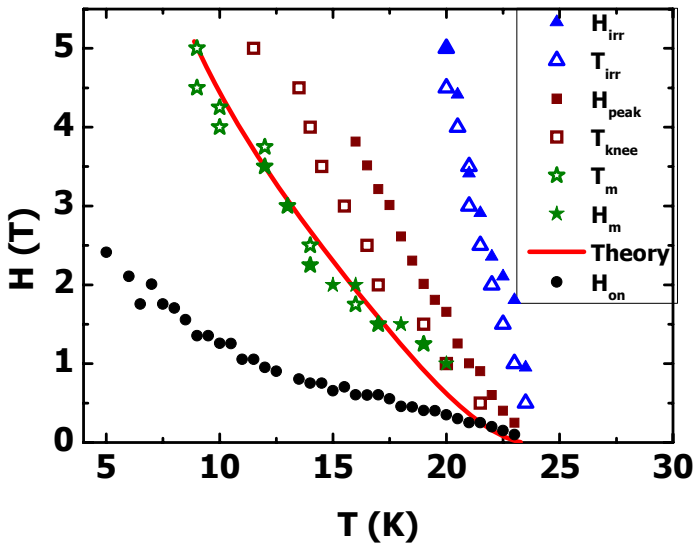
באיור מס' 19 אנו מציגים את אנרגית הלכידה U_0 שחושבה כתלות בשדה, עקומות אלו מהוות תמונת ראי לתלות S בשדה החיצוני.



איור 19: תלות אנרגית הלכידה בשדה המגנטי החיצוני בכמה טמפרטורות נבחרות. גרף זה מהווה תמונת ראי לתלות קצב הרלקסציה S בשדה החיצוני.

ה. דיאגראמת H-T - תמונת סיכום

כעת משבחנו את תופעת הרלקסציה בדגם זה ראינו כי מופיעה נקודת מינימום הן בעקומות S כתלות ב-H וכתלות ב-T. נקודת מינימום שכזו, מגדירה היטב את הנקודה בה אופי הרלקסציה המגנטית משתנה. שינוי קיצוני ברלקסציה עשוי להצביע על שינוי המתרחש בשריג הפלקסונים. בשלב זה לא נעסוק עדיין בסוג השינוי או במשמעות הפיסיקלית שלו ונשאיר זאת לפרק הדיון, אך כיוון ונקודת מינימום זה מהווה אנומליה נוספת, שנכנה אותה כ- H_m (S כתלות ב-H), ו- T_m (S כתלות ב-T), נשבץ גם אותה בדיאגראמת H-T של הדגם. באיור מס' 20 מוצגת הדיאגראמה הכוללת, המכילה את כל האנומליות שנצפו עד כה: (צורות מלאות) H_{on}, H_{peak}, H_m ו – H_{irr} שלוקטו ממדידות תלויות שדה, (צורות חלולות) T_{knee}, T_m ו – T_{irr} שלוקטו ממדידות תלויות טמפרטורה.



<u>איור 20:</u> דיאגראמת שדה-טמפרטורה הכוללת המציגה את נקודות שדה האנומליה כתלות בטמפרטורה. העיגולים המלאים מייצגים את המדידות תלויות השדה ואילו העיגולים החלולים את המדידות תלויות הטמפרטורה. H_{on} בשחור, $T_m\backslash H_m$ בירוק, H_{peak}/T_{knee} באדום ו- $H_{irr}\backslash T_{irr}$ ובכחול.

5. דיון

טרם נעסוק באופייה הייחודי של דיאגראמת H - T שמציג הדגם $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, יש להבין את מקורן של האנומליות שעל בסיסן נבנתה דיאגראמה זו. אחת האנומליות להן נתנו משקל כבד בעבודה זו היא אנומלית השיא השני במגנטיזציה. אנומליה זו לרוב משתייכת למעבר פאזה מן הסוג מוצק מסודר למוצק לא-מסודר, שכן משמעותו של שיא במגנטיזציה מקביל להגדלה בצפיפות הזרם שמקורה בהילכדות שטף מגנטי בפגמים בגביש היוצרים אי-סדר במערכת. תלות שדה המעבר בטמפרטורה תהיה לרוב חלשה בטווח הטמפרטורות הנמוכות כיוון שהאנרגיה האלסטית וכמו כן אנרגית הלכידה תלויות ב-λ ו-ξ ואלו כמעט ואינם משתנים בטווח הטמפרטורות הנמוכות. בחומר $Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})_2As_2$, לשדה השיא השני תלות חזקה בטמפרטורה, בכל טווח הטמפרטורות. האם השיא השני בחומר זה מסמל מעבר פאזה? או אולי יתכן כי מקורו בדינאמיקה גרידא?

בכדי לענות על שאלות אלו יש לבדוק את מידת השפעת הדינאמיקה על ההתנהגות המגנטית של החומר, וזאת על ידי שיחזור התנהגותו המגנטית בהעדר רלקסציה. פרט זה יעשה בנספח לדיון זה, בו אנו מראים כי ההתנהגות הקעורה המופיעה ב-j בטווח הטמפרטורות הנמוכות נעלמת ב- j_c, אך יחד עם זאת, אנומלית הברך עדיין נוצרת ב- j_c. עובדה זו הובילה אותנו לבדוק את האפשרות למעבר בסוג מכניזם הלכידה, אך מצאנו כי ככל הנראה רק מכניזם אחד שולט בלכידת הפלקסונים, כנראה מסוג δT_c. במילים אחרות, לדינאמיקה השפעה על ההתנהגות המגנטית של החומר, אך היא אינה זו שיוצרת אנומלית הברך בתלות המגנטיזציה בטמפרטורה או את אנומלית ה-peak בתלות המגנטיזציה בשדה. מקורן של אנומליות אלו הוא ככל הנראה במעבר פאזה בשריג הפלקסונים.

עבודות קודמות שנעשו בתרכובות דומות של $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ [26-28], הציעו כי מקור האנומליה של השיא השני היא, במעבר של זחילת שטף מגנטית אלסטית לפלסטית כפי שנצפה בעבר ב-$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (ממשפחת ה-cuprates) [29]. איננו פוסלים אפשרות זו, אך אנו מציעים שהתופעות הדינאמיות נלוות למעבר פאזה תרמו-דינאמי כפי שנצפה בעבר ב- $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [8, 29].

הדמיון בין $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ לבין $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ הבא לידי ביטוי במספר אופייניים, כמו למשל, התלות החזקה של שדות אנומלית ה-SMP בטמפרטורה, מרמז כי יתכן מעבר פאזה במבנה שריג הפלקסונים מסידור מעוין בשדות נמוכים וטמפרטורות נמוכות לסידור ריבועי בשדות גבוהים וטמפרטורות גבוהות. בתת הפרק הבא נרחיב בעניין זה.

מעבר פאזה מבני

כאשר פלוקטואציות תרמיות של המערכת ואי-סדר שמקורו בפגמים בשריג הגביש ניתנים להזנחה – המערכת תארגן את הפלקסונים שבה בצורת שריג מסודר. נוכחותם של הפלוקטואציות התרמיות וכמו-כן פגמים בשריג משבשים את הסדר במערכת ויוצרים שתי פאזות נוספות: פאזת מוצק לא מסודר ("vortex glass") ופאזת נוזל ("vortex liquid"), בהתאמה. את המעבר מן הפאזה המסודרת לאחת מבין הפאזות הלא מסודרות, יאפיין קו מעבר במישור H-T: מעבר שמקורו במוקדי לכידה כמעט ולא יהיה תלוי בטמפרטורה ומעבר שמקורו בפלוקטואציות תרמיות יהיה תלוי חזק בטמפרטורה (נקרא גם "melting line"). האנומליה המגנטית היוצרת התנהגות שכזו בדיאגראמת הפאזות, היא אנומלית השיא השני של המגנטיזציה,

מקובל לכנות קו Cu-O

מעבר זה כקו סדר-אי סדר. התנהגות שכזו נצפתה בחומרים כגון: YBCO [7-9, 29-31], BSCCO [5], NCCO [6] ועוד.

יוצא דופן הינו קו המעבר של החומר $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [10], שבניגוד לכל שאר החומרים, הציג תלות חזקה בטמפרטורה עבור כל טווח הטמפרטורות. אחת הפרשנויות לקו המעבר בחומר $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, הינה מעבר פאזה מבני של מערך הפלקסונים, ממבנה מעוין בשדות מגנטיים נמוכים אל מבנה ריבועי בשדות מגנטיים גבוהים משדה המעבר H_{SPT}, על פי Rosenstein *et al.* [11],[32-34] . מדידות פיזור נויטרונים בחומר $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, שנעשו על ידי Gilardi *et al.* [35], הוכיחו כי אכן מתקיים מעבר מסידור מעוין לסידור ריבועי של שריג הפלקסונים. שני מבנים אלו (סידור מעוין וסידור ריבועי) מתואמים עם סימטרית ה-fourfold (סימטרית סיבוב ב-°90) של השריג האטומי של החומר. לרוב, סימטרית השריג האטומי לא משפיעה על מאפייניו של שריג הפלקסונים, כיוון שהאינטראקציות בין הפלקסונים הן איזוטרופיות למדי וכתוצאה שריג הפלקסונים מקבל צורת משושה (hexagonal vortex lattice – Abrikosov lattice). אניזוטרופיה במהירות פרמי [32-34] או באנרגית ה-gap [36] מייצרים אניזוטרופיה באינטראקציה בין הפלקסונים. במקרה כזה, תישבר הסימטריה ההקסגונלית של שריג הפלקסונים, ובמקומו תיווצר סימטריה מעוינת, ובשדות גבוהים יותר כאשר המרחק בין הפלקסונים מתקצר והאינטראקציות ביניהם חזקות יותר, יכול להתרחש מעבר מבני לסימטריה ריבועית. הסטייה של פוטנציאל אינטראקציות הפלקסונים מן הסימטריה ההקסגונלית מתוארת באמצעות פרמטר האניזוטרופיה η במישור ab.

פלוקטואציות תרמיות בסקאלה המאזוסקופית, מסייעות בשבירת הסימטריה המעויינת, ובכך מקטינות את ערכו של שדה המעבר H_{SPT}, עם עליית הטמפרטורה.

עם התקרבות המערכת לנקודת מעבר הפאזה, קבוע ה"מעיכה" האלסטי, $C_{sq} = 2(C_{11} + C_{12}) - C_{66}$, הולך ונעלם [11], גורם בכך את התרכוכתו של שריג הפלקסונים, ומאפשר להם להילכד במוקדי הלכידה שבחומר. לכידה זו מאופיינת בהגדלה של צפיפות הזרם הקריטית בחומר באזור H_{SPT}, וכמו כן הופעת שיא שני במגנטיזציה, וקצב רלקסציה מגנטית איטי יותר, דהיינו הופעת מינימום בעקומות קצב הרלקסציה המנורמל.

קו המעבר ממבנה ריבועי למעוין, מתקבל מתוך חישובי מינימיזציה של האנרגיה החופשית בסידור ריבועי ביחס לקבועים האלסטיים: C_{11}, C_{66} ו-C_{sq}. כאשר C_{11} הוא מודול הדחיסה (compression), C_{66} הוא מודול הגזירה (shear) ו-C_{sq} הוא מודול המעיכה. כתוצאה נקבל את תלות שדה המעבר H_{SPT} בטמפרטורה [11]:

$$H_{SPT} = A(\eta)\frac{T_0(\eta) - T}{C^{\upsilon-1}T^{\nu}}, \qquad C = \frac{4\pi^3\lambda^2}{L_z\phi_0^2} \tag{5i.1}$$

כאשר A ו- $T_0 < T_C$ הם קבועים התלויים ב- η ובפרמטר גינצבורג-לנדאו κ. λ הוא עומק החדירה של לונדון במישור ab, ϕ_0 הוא יחידת שטף מגנטי קוונטית, ו- L_z הינו פרמטר נומרי המגדיר את עובי השכבה מוליכת-העל האפקטיבית עליה פועלות הפלוקטואציות התרמיות.

בחומר $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, מקורה של האניזוטרופיה באינטראקציות שבין הוורטקסים היא בבליטות (nodes) שבסימטרית הd-wave (אופיינית למוליכי-על ממשפחת הcuprates) באנרגית הgap [37]. בחומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, לא נמצאו עד כה עדויות לסימטרית d-wave וככל הנראה הוא משתייך לסימטרית s-wave. נראה שבחומר זה, האניזוטרופיה שבאינטראקציות בין הפלקסונים מקורה

fourfold במהירות פרמי [38], המתאימה לסימטריה הטטרגונלית של שריג הגביש [39].

אנו מציעים את נקודות האנומליה: H_m ו- T_m כתלות ב-T, הממוקמות בין H_{on} ו-H_{peak}, כנקודות המציינות את קו מעבר הפאזה המבני. קו ההתאמה האדום באיור מס' 20 (פרק 4d.iv) הינו קו התאמה תיאורטי לנקודות אנומליה אלו, המבוסס על משוואה (5i.1), כאשר A, ν ו-T_0 הם פרמטרי ההתאמה. התאמה זו מניבה: T_0 =23 K ~ 0.92 T_c, ו - ν = 0.95. כפי שמתואר במקור [11], פרמטר האניזוטרופיה η, ניתן לחישוב מתוך התאמת הפרמטרים A ו-T_0. מתוך חישוב זה נמצא כי ערכו של פרמטר האניזוטרופיה η = 0.04. ההשוואה בין ערכי T_0/T_c ו- η בחומר $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ובחומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ מניבה ערכים דומים, שכך ב- $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ T_0 = 0.9 T_c, η = 0.03, ν = 0.95 [11]. דמיון נוסף נמצא בפרמטרים נוספים של השניים, כגון: טמפרטורת מעבר של 30 ו- 25 K (בהתאמה), ופרמטר גינצבורג-לנדאו: 75 ו- 65 (בהתאמה).

מעבר מבני מן הסוג מעוין-ריבוע, נצפה בעבר במוליכי-על ממשפחת ה-borocarbides הידועים כבעלי סימטרית s-wave באנרגית הgap, אך סימטרית fourfold במהירות פרמי [12, 36, 40-41]. בניגוד למתרחש ב-borocarboids, קו המעבר ב- $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ וב-$Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, בעל שיפוע שלילי, בהתאם לצפייה התרמו דינאמית כי הפאזה הסימטרית יותר (ריבוע) תתרחש בטמפרטורות גבוהות יותר. השיפוע החיובי של קו המעבר בחומרי borocarboids, משויך עם אי-הסדר המצוי בחומרים אלו, מכאן ניתן להסיק כי $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ו-$Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, ככל הנראה חומרים "נקיים" יותר. מה גם, שפלוקטואציות תרמיות בסקאלה המאזוסקופית דומיננטיות יותר בHTS.

אנו מניחים כי בחומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ מתרחש מעבר פאזה מבני משריג מעוין לשריג ריבועי, בהתבסס על נקודות הדמיון הרבות שהזכרנו ל-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$, ובעיקר על הדמיון בעקומות המגנטיזציה וכמו-כן על העקומות במישור H-T, על פיהן מתקיים ב-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ מעבר פאזה מבני. כתמיכה נוספת, אנו מביאים את עבודות המחקר שנעשו לאחרונה באמצעות small angle neutron scattering (SANS) [12], Bitter decoration [12] ו- scanning tunneling microscope (STM) [13] בחומרים בעלי תרכובת דומה $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$. עבודות מחקר אלו הראו כי למבנה שריג הפלקסונים תלות בשדה המגנטי החיצוני. במקור [12] דווח על סידור משושה של שריג פלקסונים בשדות נמוכים יחסית בטווח של 4 mT ~, ובמקור [13] דווח כי בשדות גבוהים בטווח של 9 T ~ מתקיים שריג פלקסונים בעל סדר קצר טווח. המבנה המתואר במקור [13] מראה מבנה שונה מזה שנצפה בשדות נמוכים [12] והוא קרוב בצורתו למבנה ריבועי לא מסודר.

6. סיכום

עבודה זו התמקדה בחקר האנומליות המגנטיות גביש אחיד $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ שנתגלו במדידות מגנטיזציה כתלות בשדה מגנטי חיצוני, טמפרטורה וזמן. מדידות אלו הראו שיא שני בעקומות המגנטיזציה, נקודת פיתול בתלות של המגנטיזציה בטמפרטורה, ונקודת מינימום בתלות קצב הרלקסציה המנורמל בשדה חיצוני ובטמפרטורה.

מיקום האנומליות במישור H-T, מציג עקומות קעורות, בעלות שיפוע שלילי ותלות חזקה בטמפרטורה. תלות חזקה כזו בטמפרטורה שוללת את האפשרות לקשר את האנומליות עם מעבר סדר – אי-סדר במערך הפלקסונים כמקובל ברוב ה-cuprates. לעומת זאת, קיים דמיון רב נמצא בין ההתנהגות של האנומליות שנצפו ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ ובזו של מוליך-העל $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ממשפחת ה-Cuprates. כמו כן נמצא דמיון רב גם בין פרמטרים אחרים של שני החומרים כגון טמפרטורת המעבר ופרמטר גינצבורג-לנדאו. האנומליות שנצפו ב-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ פורשו בעבר כקשורים למעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים משריג בעל סידור מעוין לשריג בעל סידור ריבועי כתוצאה מהתרכזותו של הקבוע האלסטי – C_{squash} [11]. בעבודה זו הראינו שהתיאוריה אשר פותחה לתיאור המעבר המבני ב-$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ מתאימה היטב לתיאור המעבר ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ כאשר הוא מזוהה כמתרחש בנקודת המינימום של הרלקסציה המגנטית – נקודה הנמצאת בין ה-onset והשיא השני של ה-SMP. רמז למעבר כזה אפשר למצוא במדידות פיזור ניוטרונים ו-STM אשר הצביעו על מבנה שונה בשדות נמוכים ובשדות גבוהים.

$Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ על מנת לבדוק את המסקנות של המדידות המגנטיות.

לסיכום, עבודה זו הדגישה את ייחודיותו המגנטית של החומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ המשתייך למשפחת ה- Pnictides, וכמו כן גם את הדמיון בין תכונות מסוימות בינו לבין $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (טמפרטורת מעבר, פרמטר גינצבורג לנדאו, SMP רחב, סימטרית fourfold, ותלות חזקה של שדה בטמפרטורה בדיאגראמת T-H). התנהגותו של ה-SMP ב- $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ נמצאה כאמור, קונסיסטנטית עם תחזיות תיאורטיות למעבר פאזה מבני מסוג מעוין-ריבוע: תלות חזקה בטמפרטורה של שדה המעבר והתאפסותו בטמפרטורה $T_0 < T_c$.

7. ביבליוגראפיה

.1 Ertas, D. and D.R. Nelson, *Irreversibility, mechanical entanglement and thermal melting in superconducting vortex crystals with point impurities.* Physica C, 1996. **272,** 79-86.

.2 Giamarchi, T. and P. Le Doussal, *Phase diagrams of flux lattices with disorder.* Phys. Rev. B, 1997. **55,** 6577.

.3 Olson, C.J., G.T. Zimányi, A.B. Kolton, and N. Grønbech-Jensen, *Static and Dynamic Coupling Transitions of Vortex Lattices in Disordered Anisotropic Superconductors.* Phys. Rev. Lett., 2000. **85,** 5416.

.4 Vinokur, V ,.B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, and P.H. Kes, *Lindemann criterion and vortex-matter phase transitions in high-temperature superconductors.* Physica C, 1998. **295,** 209-217.

.5 Khaykovich, B., E. Zeldov, D. Majer, T.W. Li, P.H. Kes, and M. Konczykowski, *Vortex-Lattice Phase Transitions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Crystals with Different Oxygen Stoichiometry.* Phys. Rev. Lett., 1996. **76,** 2555.

.6 Giller, D., A. Shaulov, R. Prozorov, Y. Abulafia, Y. Wolfus, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, E. Zeldov, V.M .Vinokur, J.L. Peng, and R.L. Greene, *Disorder-Induced Transition to Entangled Vortex Solid in Nd-Ce-Cu-O Crystal.* Phys. Rev. Lett., 1997. **79,** 2542.

.7 Deligiannis, K., P.A.J. de Groot, M. Oussena, S. Pinfold, R. Langan, R. Gagnon, and L. Taillefer, *New Features in the Vortex Phase Diagram of $YBa_2Cu_3O_{7-\,delta}$.* Phys. Rev. Lett., 1997. **79,** 2121.

.8 Giller, D., A. Shaulov, Y. Yeshurun, and J. Giapintzakis, *Vortex solid-solid phase transition in an untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\,delta}$ crystal.* Phys. Rev. B, 1999. **60,** 1.06

.9 Nishizaki, T., T. Naito, and N. Kobayashi, *Anomalous magnetization and field-driven disordering transition of a vortex lattice in untwinned $YBa_2Cu_3O_y$.* Phys. Rev. B 1998. **58,** 11169

.10 Radzyner, Y., A. Shaulov, Y. Yeshurun, I. Felner, K. Kishio, and J. Shimoyama, *Disorder and thermally driven vortex-lattice melting in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ crystals.* Phys. Rev. B, 2002. **65,** 100503.

.11 Rosenstein, B., B.Y. Shapiro, I. Shapiro, Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Peak effect and square-to-rhombic vortex lattice transition in $La_{2-x}\,Sr_x\,CuO_4$.* Phys. Rev. B, 2005. **72,** 144512.

.12 Eskildsen, M.R., L.Y. Vinnikov, T.D. Blasius, I.S. Veshchunov, T.M. Artemova, J.M. Densmore, C.D. Dewhurst, N. Ni, A. Kreyssig, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, and A.I. Goldman, *Vortices in superconducting $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ studied via small-angle neutron scattering and Bitter decoration.* Phys. Rev. B, 2009. **79,** 100501.

.13 Yin, Y., M. Zech, T.L. Williams, X.F. Wang, G. Wu, X.H. Chen, and J.E. Hoffman, *Scanning Tunneling Spectroscopy and Vortex Imaging in the Iron Pnictide Superconductor $BaFe_{1.8}Co_{0.2}As_2$.* Phys. Rev. Lett., 2009. **102,** 097002.

.14 Bednorz, J.G. and K.A. Muller, Z. Phys., 1986. **B64,** 189.

.15 Kamihara, Y., T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *Iron-Based Layered Superconductor La[$O_{1-x}F_x$]FeAs (x = 0.05−0.12) with Tc = 26 K.* Journal of the American Chemical Society, 2008. **130,** 3296-3297.
.16 Ishida, K., Y. Nakai, and H. Hosono, *To What Extent Iron-Pnictide New Superconductors Have Been Clarified: A Progress Report.* J. Phys. Soc. Jpn., 2009. **78,** 062001.
.17 Abrikosov, A.A., Soviet Physics - JETP, 1957. **5,** 1174.
.18 McElfresh, M., S. Li, and R. Sager, *Effects of Magnetic Field Uniformity on the Measurements of Superconducting Samples*. 1996, Quantum Design.
.19 Sefat, A.S., R. Jin, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.J. Singh, and D. Mandrus, *Superconductivity at 22 K in Co-Doped $BaFe_2As_2$ Crystals.* Phys. Rev. Lett., 2008. **101,** 117004.
.20 Bean, C.P., *Magnetization of Hard Superconductors.* Phys. Rev. Lett., 1962. **8,** 250.
.21 Bean, C.P., *Magnetization of High-Field Superconductors.* Rev. Mod. Phys., 1964. **36,** 31.
.22 Blatter, G., M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Vortices in high-temperature superconductors.* Rev. Mod. Phys., 1994. **66,** 1125.
.23 Yeshurun, Y. and A.P. Malozemoff, *Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model.* Phys. Rev. Lett., 1988. **60,** 2202.
.24 Yeshurun, Y., A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Magnetic relaxation in high-temperature superconductors.* Rev. Mod. Phys., 1996. **68,** 911.
.25 Anderson, P.W. and Y.B. Kim, *Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines.* Rev. Mod. Phys., 1964. **36,** 39.
.26 Prozorov, R., N. Ni, M.A. Tanatar, V.G. Kogan, R.T. Gordon, C. Martin, E.C. Blomberg, P. Prommapan, J.Q. Yan, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, *Vortex phase diagram of $Ba(Fe_{0.93}Co_{0.07})_2As_2$ single crystals.* Phys. Rev. B, 2008. **78,** 224506.
.27 Prozorov, R., M.A. Tanatar, E.C. Blomberg, P. Prommapan, R.T. Gordon, N. Ni, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, *Doping - Dependent irreversible magnetic properties of $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ single crystals.* Physica C, 2009. **469,** 667-673.
.28 Shen, B., P. Cheng, Z. Wang, L. Fang, C. Ren, L. Shan, and H.-H. Wen, arXiv:0910.3600v2 2009.
.29 Abulafia, Y., A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, H. Wühl, V.B. Geshkenbein, and V.M. Vinokur, *Plastic Vortex Creep in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Crystals.* Phys. Rev. Lett., 1996. **77,** 1596.
.30 Daemling, M., J.M. Seutjens, and D.C. Laralestier, Nature (London), 1990. **346,** 332.
.31 Krusin-Elbaum, L., L. Civale, V.M. Vinokur, and F. Holtzberg, *''Phase diagram'' of the vortex-solid phase in Y-Ba-Cu-O crystals: A crossover from single-vortex (1D) to collective (3D) pinning regimes.* Phys. Rev. Lett., 1992. **69,** 2280 - 2283.
.32 Kogan, V.G., M. Bullock, B. Harmon, P. Miranovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, P.L. Gammel, and D.J. Bishop, *Vortex lattice transitions in borocarbides* Phys. Rev. B 1997. **55,** R8693 - R8696.

.33 Kogan, V.G., A. Gurevich, J.H. Cho, D.C. Johnston, Ming Xu, J.R. Thompson, and A. Martynovich, *Nonlocal electrodynamics and low-temperature magnetization of clean high-κ superconductors* .Phys. Rev. B 1996. **54,** 12386 - 12396.

.34 Miranović, P. and V.G. Kogan, *Elastic Moduli of Vortex Lattices within Nonlocal London Model.* Phys. Rev. Lett. , 2001. **87,** 137002

.35 Gilardi, R., J. Mesot, A. Drew, U. Divakar, S.L. Lee, E.M. Forgan, O. Zaharko, K. Conder, V.K. Aswal, C.D. Dewhurst, R. Cubitt, N. Momono, and M. Oda, *Direct Evidence for an Intrinsic Square Vortex Lattice in the Overdoped High- Tc Superconductor* $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_{4+\ delta}$. Phys. Rev. Lett., 2002. **88,** 217003.

.36 Nakai, N., P. Miranović, M. Ichioka, and K. Machida, *Reentrant Vortex Lattice Transformation in Fourfold Symmetric Superconductors.* Phys. Rev. Lett., 2002. **89,** 237004.

.37 Momono, N., M. Ido, T. Nakano, M. Oda, Y. Okajima, and K. Yamaya, *Low-temperature electronic specific heat of* $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ *and* $La_{2-x}Sr_xCu_{1-y}Zn_yO_4$. *Evidence for a d wave superconductor.* Physica C, 1994. **233,** 395-401.

.38 Ding, H., P. Richard, K. Nakayama, T. Sugawara, T. Arakane, Y. Sekiba, A. Takayama, S. Souma, T. Sato, T. Takahashi, Z. Wang, X. Dai, Z .Fang, G.F. Chen, J.L. Luo, and N.L. Wang, *Observation of Fermi-surface-dependent nodeless superconducting gaps in* $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$. Europhys. Lett., 2008. **83,** 47001

.39 Ni, N., S.L. Bud'ko, A. Kreyssig, S. Nandi, G.E. Rustan, A.I. Goldman, S. Gupta, J.D .Corbett, A. Kracher, and P.C. Canfield, *Anisotropic thermodynamic and transport properties of single-crystalline* $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ *(x = 0 and 0.45).* Phys. Rev. B, 2008. **78,** 014507.

.40 Li, D.P., P.-J. Lin, B. Rosenstein, B.Y. Shapiro ,and I. Shapiro, *Influence of quenched disorder on the square-to-rhombohedral structural transformation of the vortex lattice of type-II superconductors.* Phys. Rev. B, 2006. **74,** 174518.

.41 Eskildsen, M.R., P.L. Gammel, B.P. Barber, U. Yaron, A.P. Ramirez, D.A. Huse, D.J. Bishop, C. Bolle, C.M. Lieber, S. Oxx, S. Sridhar, N.H. Andersen, K. Mortensen, and P.C. Canfield, *Observation of a Field-Driven Structural Phase Transition in the Flux Line Lattice in* $ErNi_2B_2C$. Phys. Rev. Lett., 1997. **78,** 1968.

.42 Schnack, H.G., R. Griessen, J.G. Lensink, and H.-H. Wen, *Generalized inversion scheme for the determination of activation energies from flux-creep experiments in high-Tc superconductors.* Phys. Rev. B, 1993. **48,** 13178.

.43 H.-h. Wen, H. G. Schnack, R. Griessen, B. Dam, and J. Rector, *Critical current, magnetization relaxation and activation energies for* $YBa_2Cu_3O_7$ *and* $YBa_2Cu_4O_8$ *films.* Physica C, 1995. **241,** 353.

נספח:

צפיפות הזרם הקריטית לפי Generalized Inversion Scheme

במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, מקובל להניח כי קצב הרלקסציה בחומר מהיר ביחס לקצב המדידה. Yeshurun *et al.* [23] הראו כי הזרמים הנמדדים במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, קטנים בעשרות אחוזים ביחס לצפיפות הזרם הקריטית. בניגוד למוליכי-על מהסוג השני (הקונבנציונאליים), למוליכי-העל בטמפרטורות גבוהות, טמפרטורת המעבר הגבוהה מאפשרת את קיומן של אקטיבציות תרמיות. כתוצאה מכך, חישוב צפיפות הזרם על פי מודל Bean [20-21], המתבסס על עובייה של לולאת ההיסטרזיס במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, בדרך כלל לא מניב את ערכי צפיפות הזרם הקריטית של החומר. לצורך חישוב צפיפות הזרם הקריטית $J_c(T)$ השתמשנו בשיטת ה- Generalized Inversion Scheme", שפותחה על ידי Schnack *et al.* [42] ומתבססת על מדידות רלקסציה של המגנטיזציה בדגם.

<u>שיטת ה- Generalized inversion scheme:</u>

ניתן לבטא את אנרגית האקטיבציה התרמית בעזרת שני ביטויים:

1. שינוי צפיפות הזרם בזמן בשדה מגנטי חיצוני קבוע: $\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\Delta v_0 B}{\mu_0 \Omega} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$

v_0 – מהירות ניסיון הקפיצה, Δ - פקטור גיאומטרי, Ω - היחס הקבוע בין צפיפות הזרם j למומנט המגנטי הנמדד.

הפעלת $\ln$ ובידוד U תניב את המשוואה הסופית הבאה:

$$U(j, B; T) = CKT \qquad (5a.1)$$

כאשר הפרמטר C: $C = \ln\left(\frac{\Delta U_0 H}{\mu_0 \Omega \frac{\partial j_c}{\partial T}}\right)$ אינו תלוי בטמפרטורה.

את $\frac{\partial j}{\partial T}$ יש לבחור כך שערכו זהה בכל הטמפרטורות.

2. אנרגית האקטיבציה ניתנת לכתיבה באנליזה זו כביטוי כללי מן הסוג הבא:

$$U(j, B; T) = g(T; B) f(j) \qquad (5a.2)$$

כאשר $j = \frac{j}{j_c}$. j_c - צפיפות הזרם הקריטית האמיתית, עבורה $U_c = 0$.

במקרה זה $f(1) = 0$. כיוון שרק למכפלה של g ו- f יש משמעות פיזיקאלית נוכל לקבוע כי $g(0, H) = 1$.

השוואה בין ביטוי 1 לביטוי 2 וגזירתו של $\ln(u)$ לפי $\ln(T)$ תניב את הביטוי הבא:

$$1 = \frac{\left[\frac{d\ln(j_c)}{d\ln(T)} - \frac{d\ln(j)}{d\ln(T)}\right]}{\left[C\frac{d\ln(j)}{d\ln(T)}\right]} + \frac{d\ln(g)}{d\ln(T)} \qquad (5a.3)$$

בתחום הטמפרטורות הנמוכות, ניתן להזניח את g ואת j_c ולכן מכל הביטוי הנ"ל נקבל ביטוי לקבוע C: $C = \lim_{T\to 0} \frac{-1}{R} \times \frac{d\ln(M)}{d\ln(T)}$ כאשר R הוא קצב הרלקסציה המנורמל. את ערכם של R ו-C ניתן לחלץ מתוך מדידות רלקסציה מגנטית בטמפרטורות שונות על ידי אקסטרפולציה לטמפרטורה אפס.

לפי מקור [43] את אנרגית הלכידה U_c, ניתן לבטא באופן הבא:

$U_c \propto \left[\frac{j_c(T,H)}{j_c(0,H)}\right]^p G(T)$ כאשר $G(T) = \left[1 + \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^l \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m$. p, l ו – m הם פרמטרים הנקבעים על פי ממדיות הפלקסונים (תלת-מימדים עבור שפורפרות שטף ודו-מימדים עבור חביתיות) ועל פי אופן השתחררותם ממוקדי הלכידה (כפלקסון בודד, כמאגד קטן של פלקסונים וכמאגד גדול).

כעת, את $j_c(T)$ נוכל למצוא בשני שלבים: רגרסיה ואינטגרציה. בטווח הטמפרטורות שנמדדו נגדיר צעדי טמפרטורה כ - T_i כאשר i הוא פרמטר הריצה (i=0,1,2.....n). ועל פי נוסחת הרגרסיה הבאה נוכל למצוא את ערכה של $j_c(T_1)$:

$$j_c(T_{i+1}) = j_c(T_i)\exp\frac{\ln\left(\frac{j(T_{i+2})}{j(T_i)}\right)+\left[\ln\left(\frac{T_{i+2}}{T_i}\right)-\ln\left(\frac{C(T_{i+2})}{C(T_i)}\right)\right]\frac{C}{2}\left[Q(T_{i+2})-Q(T_i)\right]}{2+\frac{C}{2}\left[Q(T_{i+2})+Q(T_i)\right]} \qquad (5a.4)$$

כאשר $Q = -\frac{d\ln j}{d\ln t} = R$ כעת נותר לנו רק למצוא את הערכים המקוריים של $j_c(0)$ ו - $j_c(T_0)$. בשלב זה יש לבצע אקסטרפולציה מתאימה ל-$Q(T)$ ו-$j(T)$ בטווח שבין $T = 0$ ו – $T = T_0$. בטמפרטורה אפס, ערכו של J שווה לערכו של J_c , ולכן נוכל להשלים את הפעולה על ידי שימוש באינטגרל:

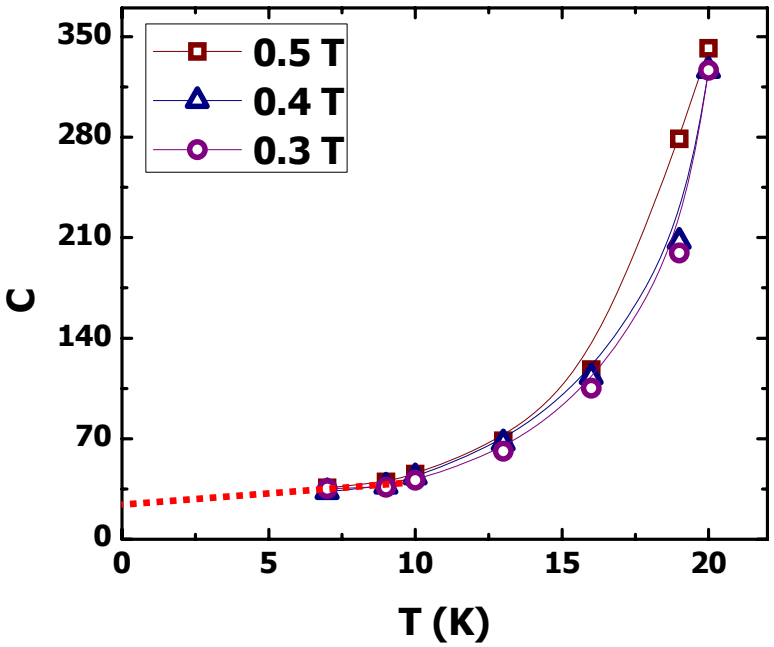
$$j_c(T) = j(0)\exp^{\int_0^{T_0}\frac{CQ(T')\left(2-\frac{d\ln\theta}{d\ln T'}\right)+\frac{d\ln j}{d\ln T'}}{2+CQ(T')}\frac{dT'}{T'}} \qquad (5a.5)$$

<u>ישום שיטת GIS בחומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$:</u>

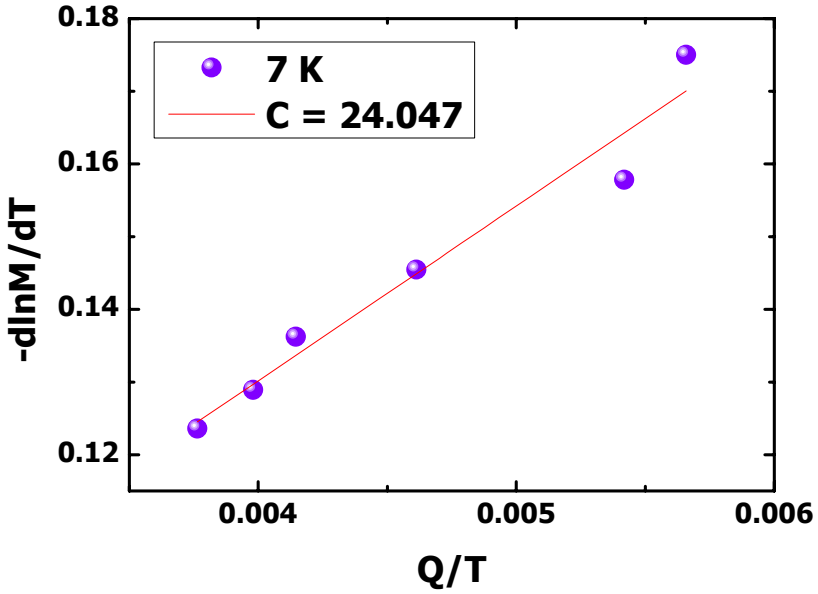
לצורך ישום שיטה זו, נמדדה הרלקסציה המגנטית בטמפרטורה ושדה מגנטי חיצוני קבועים. זמן המדידה הוגבל ל-20 דקות בקצב דגימה של דקה. את הקבוע C, וכמו-כן את פרמטרי הרלקסציה ניתן לאמוד אם מקיימים את התנאי בו קצב העלאת השדה לאורך כל הניסוי קבוע עבור כל הטמפרטורות והשדות הקיימים. שימוש במגנטומטר SQUID אינו מאפשר קביעת קצבי העלאת שדה קבועים ולכן הפיתרון לבעיה זו, על פי מקור [43] הוא קביעת ערך נגזרת $\frac{\partial j}{\partial t}$ קבוע לאורך כל התהליך. עבור החומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, נמצא כי על מנת לשמור על תנאי זה יש לבחור ערך נגזרת בטווח האמצע על מנת לאפשר שימוש בשיטה זו בטווח טמפרטורות רחב ככל האפשר, ולכן ערכי הטמפרטורה הנמוכים ביותר

7 – 20 K. נשאלת השאלה, אם כן,

מדוע לא למדוד בטמפרטורות נמוכות יותר כגון 2 K? התשובה לשאלה זו היא שמטרתנו ללמוד על מקורו של השיא השני במגנטיזציה, וזה מופיע בטווח הטמפרטורות הגדול מ- 15 K בקירוב. בנוסף, אחת הבעיות הנוספות עימן התמודדנו הייתה העובדה שבטווח הטמפרטורות הנ"ל קצב הרלקסציה המנורמל S (R לפי תיאוריית GIS) אינו שואף לאפס עם ירידת הטמפרטורה, אלא אף גדל ולכן לא ניתן היה לקבוע בערכים אלו באיזו נקודה מתחילה הירידה חזרה לאפס. בתנאים אלו החלטנו לעשות שימוש בתיאורית GIS למרות כל המכשולים, בקירוב טוב עדיין נוכל לקבל מושג האם מקורו של השיא השני במגנטיזציה בדינאמיקה. באיור מס' 21 מוצגת תלות הקבוע C בטמפרטורה, בטווח הטמפרטורות המקיים את התנאי $\frac{\partial f}{\partial t} = const$. ניתן לראות שעל ידי אקסטרפולציה ידנית לאפס, יהיה ערכו של 24 C בקירוב. את ערכו של C ניתן למצוא גם על ידי שיפוע הקו של $-\frac{d\ln f}{dT}$ vs. $\frac{C}{T}$ בטמפרטורות נמוכות מאוד. כיוון שהטמפרטורה הנמוכה ביותר שהייתה ברשותנו הינה 7 K אין טעם להציג שיפוע זה בטמפרטורות גבוהות יותר. באיור מס' 22 מוצגת עקומה זו, עם שיפוע ליניארי של 24 בקירוב טוב גם כן.

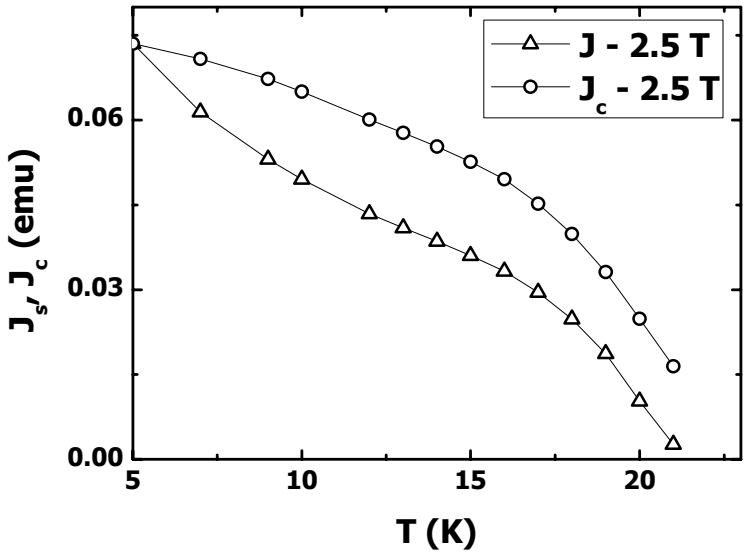


איור 21: תלות הקבוע C בטמפרטורה בטווח הטמפרטורות המקיימות את ערך הנגזרת קבוע, בשדות מגנטים שונים. אקסטרפולציה ידנית לטמפרטורת האפס, מומחשת על ידי קו מקוקו אדום, תניב 24 בקירוב טוב.



איור 22: תלות הגודל $-\frac{d\ln M}{dT}$ ב- $\frac{Q}{T}$, בשדות שונים בטווח שבין 0.8 T – 0.3.

ערכיהם של l, m ו-p נבחרו עבור מערכת תלת-מימדית של פלקסונים, בשל האניזוטרופיה הנמוכה של החומר $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ (γ~2). תוצאות הגיוניות של j_c התקבלו רק עבור הנחת הפלקסון הבודד. מכיוון ולא היה באפשרותנו להשלים את שלב האקסטרפולציה של Q, ניחשנו את ערכו של $j_c(T_J)$ וקיבלנו התנהגות משוערת של j_c כתלות בטמפרטורה. באיור מס' 23 אנו מציגים את עקומות j_c ו – j כתלות בT בשדות מגנטים שונים. ניתן לראות שההתנהגות הקעורה המופיעה ב-j בטווח הטמפרטורות הנמוכות נעלמת ב- j_c, אך יחד עם זאת, אנומלית הברך עדיין נוצרת ב- j_c גם כן.



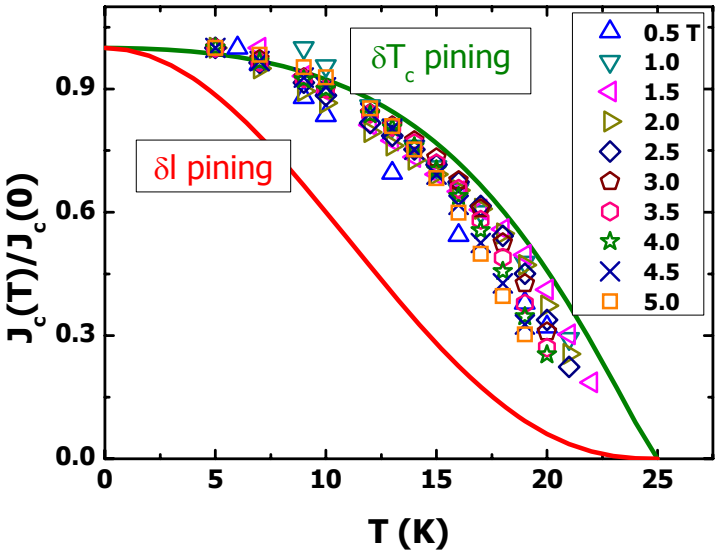
איור 23: תלות j_c ו – j בטמפרטורה בשדה של 2.5 T.

משמעות הדבר היא כי יתכן ומתרחש כאן סוג של מעבר ממכניזם לכידה אחד למכניזם לכידה אחר. לכידת פלקסונים במוקדי לכידה מובילה ברוב המקרים למצב של אי-סדר בשריג הפלקסונים. את אי הסדר בגביש נתאר בעזרת פרמטר חסר יחידות המכונה פרמטר אי-הסדר (δ).

קיימים שני מנגנוני לכידה של שטף מגנטי שמקורם בפגמים נקודתיים בחומר [22]:

1. לכידת δT_c - אזורים בחומר בהם ישנן פלוקטואציות בטמפרטורת המעבר. תלות j_c ב-T:
2. לכידת δl – שינויים באורך המסלול החופשי של נושאי המטען לידי פגמים נקודתיים בגביש.

מציאת סוג מנגנון הלכידה הפעיל, נעשית על ידי התאמת תלות צפיפות הזרם הקריטית (מנורמלת ל-$j_c(0)$) בטמפרטורה לתלות התיאורטית על פי מודל [43] המתארים את $j_c(T)$ עבור כל אחד משני מנגנוני הלכידה האפשריים. באיור מס' 24 מתואר הזרם הקריטי המנורמל שחושב לפי GIS והתאמתו לאחד משני מנגנוני הלכידה הנ"ל.



<u>איור 24:</u>תלות הזרם הקריטי המנורמל לפי GIS בטמפרטורה בשדות מגנטיים שונים (סמלים ריקים). הקווים המלאים מציינים את התחזית התיאורטית ל- J_c בלכידת δT_c (ירוק) ולכידת δl (אדום).

מכיוון ו - J_c הוא ניחוש, נוכל רק להניח כי אם אכן מתקיים בקירוב כי $j_c(T_i) \sim j(T_i)$ אזי מתקיים, ככל הנראה, מכניזם לכידה מסוג δT_c.

לסיכום, בנספח זה הראנו כי ככל הנראה לדינאמיקה יש השפעה על עקמומיותו של j כתלות בטמפרטורה, אומנם היא מבטלת את הקעירות הקודמת לאנומליית הברך אך היא אינה מבטלת את האנומליה עצמה. מכאן, שלאנומליית הברך מעקומות המגנטיזציה כתלות בטמפרטורה, התואמת (כפי שהראינו בפרק התוצאות) לאנומליית ה-peak מעקומות המגנטיזציה כתלות בשדה מסמלת ככל הנראה מעבר פאזה במבנה שריג הפלקסונים. במעבר פאזה זה דנו בפרק הקודם לנספח. בנוסף, בדקנו את האפשרות למעבר במנגנון הלכידה, אך מן התוצאות נראה כי מכניזם אחד שולט, קרוב לוודאי מן הסוג δT_c.

Abstract

Recently, a new family of superconductors has been discovered, the iron-pnictides, characterized by superconducting planes of iron and a pnictogen atom group like arsenic. First studies of the iron-pnictides family have been performed in polycrystalline samples, therefore vortex lattice studies were impeded. With the recent availability of single crystal growing, it is now possible to study the nature of the vortex phase diagram of the pnictides, and comparing it to that of superconducting cuprates. This research is focused on the study of the vortex phase diagram of the iron pnictide $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ single crystal ($T_c \sim 25$ K), exploiting Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) magnetometer. Our measurements have revealed anomalies in the magnetization dependence on field, temperature and time, which in this work has been interpreted as indicating a thermodynamic structural phase transition in the vortex lattice.

Measurements of the magnetization *vs.* external magnetic field, at constant temperature, revealed a second magnetization peak (SMP), characterized by a minimum point at field H_{on}, defining the onset of the SMP, and a maximum point at field H_{peak}.

The magnetization measurements *vs.* temperature, at constant external magnetic field, have shown a monotonic decrease of M while temperature is rising. However at temperature $T_{knee}(H)$, the curve is changing from a concave

shape to a convex one. The field and temperature (H-T) parameters of T_{knee} coincide with those of the peak derived from the hysteresis loops.

Magnetization measurements *vs.* time, at constant external magnetic field and temperature yielded another anomaly. Usually, one expects a monotonic increase of the normalized relaxation rate $S=dlnM/dlnt$ with temperature. However, in $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, we find a monotonic decrease of S as temperature increases. S reaches a minimum at $T_m(H)$ and then increases sharply.

Assembling all the anomalies found in the H-T diagram of $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, yields unusual behavior, different from that observed in the cuprates. In the latter, the SMP anomalies in the H-T plane are weakly temperature dependent, for the relatively low temperatures (till ~ 0.5 T_c). Such weak temperature dependence is consistent with theoretical predictions for an order-disorder vortex phase transition [1-4]. Such a transition have been reported in many of the superconducting cuprates, e.g. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8-\delta}$ [5] $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ [6] and $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [7-9]. In $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$, the SMP fields characteristics are completely different as they are strongly temperature dependent, in all temperatures range. Such temperature dependence has been reported in the past, only in one HTS cuprate, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, and was interpreted as signifying another thermodynamic phase transition – a structural phase transition in the vortex lattice, from a rhomb lattice at low fields and low temperatures, into a square lattice at high temperatures and high fields [11].

In this work, we point out on the resemblance of $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ and $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, in many respects. For example, both materials exhibit a tetragonal crystal structure, their transition temperature T_c and their Ginzburg-Landau parameter κ are similar (25 and 30 K, and 75 and 65, respectively). Based on the similar behavior of the SMP in both materials, we suggest that a vortex structural phase transition takes place also in $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$. Theoretical calculations based on the structural phase transition scenario, are predicting a strong temperature dependence of the transition line, which can be well fitted to the experimental transition line found in $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$.

Our work calls for direct studies of the vortex lattice structure in $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$ using, for example, neutron scattering measurement technique. Recent studies of similar superconducting compound $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ provide an hint that such a structural phase transition exists. Small angle neutron scattering (SANS) measurements, have shown an hexagonal arrangement of vortex lattice, in relatively low fields [12], while scanning tunneling microscope (STM) studies, have shown a different structure, possibly a square lattice in relatively high fields [13]. More studies are needed for confirmation of the transition suggested in this work.

This work was carried out under the supervision of

Prof. Yosef Yeshurun

and

Prof. Avner Shaulov

Department of Physics

Bar-Ilan University

Bar-Ilan University

Magnetic anomalies in superconducting $Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})_2As_2$

Revital Kopeliansky

Submitted in partial fulfillment of the requirements for the Master's Degree in the Department of Physics, Bar-Ilan University

Ramat-Gan, Israel December, 2009