# La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> אנומליות מגנטיות בגבישי כאינדיקטורים למעבר ממדיות ולמעבר פאזה של מבנה בשריג הפלקסונים

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה" מאת ישי ברוקנטל המחלקה לפיזיקה

הוגש לסנט של אוניברסיטת בר-אילן

טבת ה'תשס"ז

רמת-גן

עבודה זו נעשתה בהדרכתם של פרופ' יוסף ישורון ופרופ' אבנר שאולוב מן המחלקה לפיזיקה של אוניברסיטת בר-אילן ברצוני להודות לפרופ' יוסי ישורון ולפרופ' אבנר שאולוב על אשר הנחו אותי בשבילי המחקר המדעי. בעבודתם המשותפת – בבחינת שני תלמידי חכמים המחדדים זה את זה בהלכה - בחשיבתם הבהירה והמקורית ובניסיון החיים שלהם, עזרו לי להתגבר על הקשיים והקנו לי דרכי חשיבה והבעה שילוו אותי בהמשך דרכי.

תודה לפרופ' בוריס שפירא אשר דלתו תמיד היתה פתוחה ותרם רבות לעבודה זו. תודה גם לפרופ' ברוך רוזנשטיין אשר הדיונים עימו היו פוריים ומקדמים.

עבודה זו נעשתה במעבדה למוליכות-על באוניברסיטת בר-אילן. ברצוני להודות לכל צוות המעבדה, בעבר ובהווה, על האווירה הנעימה והתומכת שהיא הבסיס לעבודת מחקר מוצלחת. תודה מיוחדת לדורון ברנס ולבינה קליסקי על העזרה הן בעצה והן במעשה, וליעל רדזינר אשר ליוותה אותי בשלבים ההתחלתיים של המחקר. לאבי סנטו, מנחם כץ, סמיון נתליאשווילי ואלי פרל, תודה על עזרתם בפתרון הבעיות הניסיוניות.

לסיום אני מודה למשפחתי היקרה ובמיוחד למירב אשר ליוותה ותמכה גם בתקופות קשות. "שלי ושלכם - שלה הוא" (בבלי, נדרים נע"א).

# תוכן העניינים

א	תקציר
1	I. הקדמה
9	II. המערכת הניסיונית והדגמים
9	SQUID. מגנטומטר 1.II.
12	La <sub>2-x</sub> Sr <sub>x</sub> CuO₄ דגמיLa
	III. שיא אנומלי בלולאות המגנטיזציה בשדות הנטויים
17	<i>ab</i> למישורי
17	1.III. הקדמה
19	2.III. תיאור הניסוי
20	3.III. תוצאות ניסיוניות
27	4.III. דיון.
36	5.III. סיכום ומסקנות
37	IV. מעבר ממוליך-על דו-ממדי לתלת-ממדי
37	1.IV. הקדמה
44	2.IV. תיאור הניסויים
45	3.IV. תוצאות ניסיוניות
45	.3.IV.א. מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה בזויות וטמפרטורות שונות.
49	3.IV.ב. מגנטיזציה וקטורית בשדה נטוי כתלות בזמן
51	ג. מגנטיזציה וקטורית שיורית כתלות בזמן
52	<i>ab</i>
53	4.IV דיון
53	4.IV.א. מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה בזויות וטמפרטורות שונות.
57	3.IV.ב. מגנטיזציה וקטורית בשדה נטוי כתלות בזמן
59	ג. מגנטיזציה וקטורית שיורית כתלות בזמן
61	ab. מגנטיזציה כתלות בשדה המקביל למישור ab

62	5.IV סיכום הפרק
	V. גישה חדשה בהבנת תופעת שיא המגנטיזציה השני ב-
65	LSCO
65	1.V. הקדמה
72	2.V. מעבר בין מנגנוני לכידה ב LSCO
74	
74	2.V.ב. תוצאות ניסיוניות
76	(GIS) Generalized Inversion Scheme ג. שיטת.2.V
80	LSCO בדגמי GIS בדגמי.2.V
85	2.V.ה. דיון
87	3.V. מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים
89	3.V.א. סקירת התיאוריה של מעבר פאזה מבני
96	.LSCO ב. הערכה ניסיונית של פרמטר האנאיזוטרופיה $\eta$ בגבישי.
100	ג. דיון ומסקנות
101	4.V. סיכום הפרק
103	VI. סיכום ומסקנות
107	VII. רשימת מקורות
116	נספח: רשימת פרסומים - ישי ברוקנטל

# רשימת טבלאות

14	<b>טבלה 1.II:</b> ערכים פיזיקאליים אופייניים של דגמי LSCO בעלי כמות Sr משתנה. (נלקח מ [53]).
15	<b>טבלה La<sub>2-x</sub>Sr</b> <sub>x</sub> CuO₄ <b>טבלה ב</b> חרים פיזיקאליים נבחרים של דגמי (x) Sr בגבישים דווחו על ידי היצרן. המרחק ביו השכבות <i>d</i> נלקח מ בטבלה זו נמדדו על ידינו.

## רשימת איורים

### II. המערכת הניסיונית והדגמים

10	איור 11:11: תיאור של מערכת SQUID. סלילי המגנט בחלק החיצוני וסלילי הגלאי ממוקמים בפנים. הדגם נע לאורך הציר המרכזי של המערכת [51]
11	SQUID איור <b>II-1:</b> הקונפיגורציה של סלילי הגלאי האורכי (א) והרוחבי (ב) במערכת
13	La₂CuO₄ איור 3-II איור 3-II איור 3-II איור 10-
13	
16	איור 5-II: מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה חיצוני קבוע (Oe 100 Oe) בדגם (מצוין באיור). FC (מצוין באיור). LSCO3 (ריבועים שחורים) כאשר המדידה נעשתה בפרוצדורת FC (מצוין באיור). הטמפרטורה בה שני הקווים מגיעים לאפס היא הטמפרטורה הקריטית. הוצאנו את ערך האנאיזוטרופיה.
17	<b>איור E-II</b> מגנטיזציה רוחבית כפונקציה של זווית השדה החיצוני (30 kOe) בדגמים LSCO1 (ריבועים שחורים) ו LSCO4 (עיגולים אדומים). הקו השחור והקו האדום הם קוי ההתאמה לפי משוואה 1.II שמהם הוצאנו את ערך האנאיזוטרופיה.
	III. שיא אנומלי בלולאות המגנטיזציה בשדות הנטויים למישורי <i>ab</i>
20	איור 1-111 הצגה סכמאתית של השדה מגנטי החיצוני $\vec{H}$ ושל השטף המגנטי $\vec{B}$ ביחס לצירים הקריסטלוגרפיים של הדגם.
21	(עיגולים c איור 20 K איור שנמדדה ב 20 K איור מקביל לציר (א) עקומת מגנטיזציה שנמדדה ב $c$ איור 20 K בשדה מקביל לציר (שול $M$ הרכיב שחורים) ומקביל ל $b$ (משולשים אדומים). (ב) גרף חצי לוגריתמי של הגודל של $M_L$ הרכיב $M_L$ והרכיב $M_L$ שנמדדו ב 20 K בשדה הנטוי בזוית $M_T$

איור 20 K בשדות הנטויים בזוית  $\theta_{H} = 0.5^{\circ}$  עקומת מגנטיזציה שנמדדה ב 20 K בשדות הנטויים בזוית **3-III** איור 3-III איור מאד בענף היורד.  $\theta_{A}$  איור מראה שיא מגנטיזציה בחור בענף היורד. ab

איור 20K הנמדד ב 20K איור המגנטיזציה כפונקציה של שדה הנמדד ב 20K בשדות AMP המופעלים בזויות שונות  $\theta_{\rm H}$  . השדות האופייניים מסומנים: שדה ההתחלה של AMP המופעלים בזויות שונות (משולשים השדות האופייניים מסומנים), משולשים ריקים), משולשים משולשים ריקים), השבר (עיגולים ריקים) וה SMP (ריבועים ריקים). השבר (עיגולים ריקים) וה SMP (ריבועים ריקים).

23	איור AMP בזוית נטייה קבועה $ heta_{H}$ = 12 <sup>0</sup> , שנמדד בטמפרטורות שונות. החצים AMP <b>:5-III</b> מסמנים את שדה התחלת ה
24	<b>איור 6-III</b> התלות בזמן של ה AMP: שדה התחלת ה AMP והשדה של השיא עצמו זזים עם הזמן לשדות נמוכים יותר.
25	$\vec{B}$ איור 7-III: הצגה של לכידה בכוון המישור וסיבוב של השטף: (א) זווית $ heta_{ heta}$ , בין $\vec{B}_{ heta}$ למישור $d_{ heta}$ , שנמדד ב 20 K, כפונקציה של שדה חיצוני <i>H</i> , המופעל בזויות $ heta_{ heta}$ שונות. (ב) $ heta_{ heta}$ (ב) כפונקציה של $ heta_{ heta}$ לשדות שונים.
25	איור 19.5 חצי לולאה של $ heta_B$ כנגד $H$ הנמדד ב 20 K בשדות הנטויים ב $0.5^{\circ}$ ביחס למישור <i>ab.</i> בענף העולה, השטף חודר במקביל למישור <i>ab</i> ומסתובב לעבר כוון השדה החיצוני. בענף היורד השטף המגנטי מסתובב באופן חלקי לכוון <i>ab.</i>
26	איור <b>9-III</b> התלות בטמפרטורה של תופעת סיבוב השטף המוצגת במדידות של $ heta_{\mathcal{B}}$ כנגד <b>9-III</b> בטמפרטורות שונות, לשדות המופעלים בזוית נטויה קבועה של 12 <sup>0</sup>
27	איור 10-III: רלקסציה בזמן של הזוית $ heta_{\mathcal{B}}$ לשלוש שדות שונים המופעלים בזוית $ heta_{\mathcal{H}}=10^0$
28	איור 11-III: השוואה בין התלות בשדה של <i>M</i> ושל $ heta_{ heta}$ , ששניהם נמדדו בשדה הנטוי בזוית <b>11-III:</b> השוואה בין התלות בשדה של $ heta_{ heta}$ באיר התחלה של ה AMP
28	איור 12-III: שדה ההתחלה של ה AMP (עיגולים) ושל תחילת סיבוב השטף (משולשים) שיור 12-III שדה ההתחלה של הכפונקציה של זווית הנטייה $ heta_{\mathcal{H}}$ . שדה המקסימום של ה
29	איור 13-III: התלות בטמפרטורה של שדה התחלת ה AMP (עיגולים), השדה השיי לתחילת סיבוב השטף (משולשים), ושדה המקסימום של ה AMP (ריבועים), הנמדד בשדה הנטוי בזוית $-\theta_{H} = 12^{\circ}$ .
30	(קו מלא) איור 14-III היחס הנמדד $M_{T}/M_{L}$ כנגד $ heta_{H}$ (עיגולים) וההתאמה התיאורטית (קו מלא) המבוססת על משוואה 1.III, נותנת אנאיזוטרופיה של 17.3 - $\gamma$
31	<b>איור 15-III:</b> השדה של השבר (kink) בלולאת המגנטיזציה כפונקציה של זווית (ריבועים), ביחד עם ההתאמה התיאורטית (קו מלא) המבוסס על משוואה 2.III. הקו השבור מראה ניסיון התאמה לא מוצלח להפעיל את אותה משוואה על שדה AMP (עיגולים)
	(ריבועים) $H$ נתונים נסיוניים של (א) $M_{\tau}$ כנגד $H$ (עיגולים), ו (ב) $M_{L}$ כנגד $H$ (ריבועים) <b>16-III</b> נתונים נסיוניים של (א) $M_{\tau}$ (א) $H_{\tau}$ כנגד $H$ (חיבועים), ו (ב) $H_{L}$ נתונים בזוית פון $\theta_{H}$ = 19 <sup>0</sup> ו $\theta_{H}$ בכתוער הקו השבור והקו המלא הם התאמות

המבוססות על משווא 3.III ומשוואה 4.III, בהתאמה. הקו השבור כמעט ולא ניתן להבחנה. מהקו המלא באיור 16-III(א). .....

### IV. מעבר ממוליך-על דו-ממדי לתלת-ממדי

40	איור 1-IV התלות של $\xi_c$ בטמפרטורה (קו שחור). $d/\sqrt{2}$ (קו אדום) הוא הערך התיאורטי למעבר בין התחום הדו ממדי לתלת ממדי.
46	איור 2-IV המגנטיזציה $M_{ab}$ כפונקציה של שדה $H_{ab}$ בשבעה זוויות שונות: 0, 0.2 <sup>0</sup> , 0.2 <sup>0</sup> , 1, איור 2-IV המגנטיזציה $M_{ab}$ כפונקציה של שדה $H_{ab}$ בשבעה זוויות שונות: 0, $M_{ab}$ כפונקציה איור $1^{9}$ , $1^{10}$ , $1^{10}$
47	איור $0.3^0$ שדה $0.3^0$ כפונקציה של טמפרטורה בשלוש זוויות: $0.3^0$ (ריבועים <b>3-IV</b> שיור $0.3^0$ (עיגולים אדומים), $1^0$ (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה שחורים), $0.5^0$ (עיגולים אדומים), $1^*$ (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב $H^*$ יותר $H^*$ יותר אפס.
48	איור 4-IV גרף לוגריתמי המציג את התלות של $H^*$ בזוית $\theta_H$ בארבע בטמפרטורות שונות: <b>4-IV</b> (עיגולים ריקים). 8 K (ריבועים מלאים), 8 K (עיגולים מלאים), 20 K (ריבועים ריקים) ו 22 K (עיגולים ריקים). 6 K הקווים הכחולים הם ההתאמה הליניארית לתחום הטמפרטורות הנמוכות והקווים האדומים הקווים הכחולים הם ההתאמה הליניארית לתחום הטמפרטורות הנמוכות והקווים האדומים לטמפרטורות גבוהות. איור פנימי: השיפוע של קווי ההתאמה ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורות הנמו עין שנית איור איור איור איור איור איור איור איור
49	איור AMP איור 5- <b>IV</b> שדה ה AMP כפונקציה של טמפרטורה בזווית $ heta_{\mathcal{H}} = 12^0$ . התנהגות לא מונוטונית 5- <b>IV איור 5-IV</b> נראית בין 10 K ל 10 K ל 15 K. איור פנימי: דוגמא של ה
50	איור <b>6-IV:</b> גרף חצי לוגריתמי של הזווית של $ heta_B$ של האינדוקציה המגנטית כפונקציה של הזמן כאשר מופעל שדה של 2 kOe בזווית $ heta_H = 9^0$ בטמפרטורות המצוינות באיור. השיפוע של הקווים הניסיוניים מגלה התנהגות לא מונוטונית (ראה איור 7-IV).
50	$ heta_{\mathcal{H}} = \beta_{\mathcal{H}}$ קצב הרלקסציה הסיבובית לוח $ heta_{\mathcal{B}}/d$ וnt קצב הרלקסציה של הטמפרטורה בזווית (גבוה שיא איז באזור של K פונקציה של אחד באזור של K פונקציה שיאים. שיא אחד באזור של K פונסף באזור של K נוסף באזור של 25 ג
51	איור של האינדוקציה המגנטית השיורית של $ heta_B$ של האינדוקציה המגנטית השיורית <b>:8-IV איור 118:</b> גרף חצי לוגריתמי של הזווית של כפונקציה של הזמן כאשר לפני הורדת השדה, הדגם קורר בשדה של 500 OP שהופעל בפונקציה של הזמן כאשר לפני הורדת השדה, הדגם קורר בשדה של $ar{B}$ 8 איור $ar{B}$ 8 איור $ar{B}$ 8 איור $ar{B}$ 8 איור $ar{H}$ = 9 <sup>0</sup> גווית של $ar{B}$ 8 איור $ar{H}$
52	איור <b>9-IV:</b> קצב הרלקסציה הסיבובית של המגנטיזציה השיורית כפונקציה של טמפרטורה $c$ לכיוון ציר $c$ כשהשדה החיצוני הופעל בשתי זויות: $10^{\circ}$ ו $10^{\circ}$ . מעל X 12 הרלקסציה לכיוון ציר כשהשדה, וב-X מרלקסציה הופכת כיוון לעבר מישור $ab$ .
53	<b>איור 10-IV:</b> מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה חיצוני קבוע (kOe 2.5 – 2.5) כשהשדה החיצוני מופעל במקביל למישור <i>ab</i> . <b>איור פנימי:</b> לולאות מגנטיזציה בשדה מקביל למישור <i>ab</i> בטמפרטורות שונות.
57	<b>איור 11-IV:</b> שדה AMP כפונקציה של 1/T (נקודות שחורות). שני הקווים השחורים הם ההתאמות התיאורטיות לפי המשוואות 3.IV.

**איור 12-IV:** איור הממחיש את ההבדל בין הפלקסון בתחום הדו-ממדי לבין התלת-ממדי. בתחום הדו-ממדי הפלקסון מורכב מ"חביתיות" שבהעדר שדה חיצוני נוטות לשבת אחת מעל השנייה. בתחום התלת-ממדי הפלקסון הוא אובייקט תלת ממדי ובהעדר שדה חיצוני

זתובב ככיוון המקביכ כמישורים 61	הוא מס
---------------------------------	--------

#### V. גישה חדשה בהבנת תופעת שיא המגנטיזציה השני ב LSCO

איור 1-V: דיאגראמת פאזות סכמאתית של מערך הפלקסונים. מעבר סדר-אי סדר (קו שחור): בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה תלות חלשה בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה תלות חלשה בטמפרטורות עם שיפוע חיובי. בטמפרטורות גבוהות קו המעבר מפאזה מסודרת לפאזה מסודרת מראה מסודרת מראה הלות חלשה בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה מסור): בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה מראה מסור): בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה מסודרת מראה הלות חלשה בטמפרטורות גבוהות קו המעבר מפאזה מסודרת מסודרת לפאזה נוזלית (קו ההתכה) הוא בעל שיפוע שלילי חזק. הקו האדום מייצג מעבר פאזה מסודרת המסודרת.

איור 2-V: השוואה בין  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  ל $Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  לש). קו שדה התחלת השיא השני: ב *YBCO* הקו בעל תלות חלשה בטמפרטורה בטמפרטורות הביניים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבוהות יותר. ב *LSCO* קו מעבר קמור בעל תלות חזקה בטמפרטורה. (ב) הזרמים ב *YBCO* קטנים יותר מהזרמים ב *LSCO* באותה טמפרטורה יחסית *SCO*. כלומר, דגם *YBCO* נקי יותר מ *LSCO* בניגוד להסבר שניתן לקו המעבר המיוחד של *LSCO*.

איור על תלות בעל תלות חלשה המעבר בדגמי x=0.a.  $YBa_{2-x}Sr_xCu_4O_8$  קו מעבר קמור בעל תלות חלשה בטמפרטורה בטמפרטורות נמוכות. b. x=0.64.b. בטמפרטורה [100].

איור 4-V: דיאגרמת הפאזות של דגם 4-*La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO*4. קו מעבר סדר-אי סדר (נקודות שחורות), הנמדד בטכניקת SR, הוא בעל שיפוע חיובי ברוב תחום הטמפרטורה כמו שנצפה במוליכי-על אחרים. בניגוד לכך, הקו של שדה התחלת השיא השני (נקודות אדומות) מראה תלות חזקה בטמפרטורה [47].

**איור 5-V**: מומנט מגנטי של La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO₄ כפונקציה של טמפרטורה בשדות המצויינים באיור. שדה תחילת השיא השני (onset), השבר (kink) והשיא השני (peak) מצויינים על ידי ריבועים מלאים, עיגולים מלאים ומשולשים מלאים, בהתאמה. איור פנימי: לולאות

מגנטיזציה בטמפרטורות המצויינות. לסמלים אותה משמעות כמו באיור המרכזי. ........

איור V-9: קצב הרלקסציה dnM/dnt כפונקציה של שדה בטמפרטורות המצוינות באיור.
איור פנימי: השוואה בין קצב הרלקסציה לבין המגנטיזציה בטמפרטורה T = 32 K.........

75

0 – 5 kOe בתחום שדות R/T בתחום - dnj/dnT בתחום שדות - 3 kOe הגודל - 7/T בתחום שדות - 3 solution בטמפרטורות המצוינות באיור. כל הנקודות יושבות על קו לינארי בעל שיפוע בגודל - 25.5.

**איור V-8**: הזרם הקריטי ב T = 0 K, המחושב על ידי אקסטרפולציה, כפונקציה של שדה

איזר ע-ס. רחום רוקו יסי ב איס = 7, המחושב על ידי אקוסטו פולציה, כפונקציה של שרה (ריבועים שחורים). הקו האדום והכחול מראים את התלות בשדה של j<sub>c</sub> (לפי התאוריה) ל small bundle ו large bundle בהתאמה.

איור 9-V: (א) אנרגית הלכידה כפונקציה של שדה בטמפרטורות שונות. נקודת המקסימום יורדת עם הטמפרטורה. (ב) אנרגית הלכידה (כוכבים) והמגנטיזציה (קו אדום)
81 כפונקציה של שדה ב 3 2 ג, מראים התנהגות דומה והם בעלי ערך מקסימום דומה........

איור 10-Y: (א) הזרם הקריטי כפונקציה של שדה לא מראה שיא בכל הטמפרטורות המצוינות באיור. (ב) הזרם הקריטי (משולשים) והמגנטיזציה (קו שחור) כפונקציה של שדה ב 32 K
מראים התנהגות שונה. בעקומת המגנטיזציה קיים שיא בעוד שהזרם הקריטי כפונקציה של שדה יורד באופן מונוטוני.

איור 49. GIS, מחושב לפי Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>, איור 49. גרם קריטי מנורמל של Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>, מחושב לפי 30. (עיגולים כחולים) המתאימים טמפרטורה בשדות 220 Oe (ריבועים אדומים) ו 700 Oe (עיגולים כחולים) המתאימים לשדות לפני ואחרי השיא השני, בהתאמה. הקווים השחורים המלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל $f_c$  ו ללכידת  $\delta T_c$  שני הקווים מראים תלות המתאימה ללכידת  $\delta T_c$ .

איור 4-31: אנרגיית הלכידה הקולקטיבית ( $U_c$ ) המנורמלת של La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>, מחושבת לפי GIS, כפונקציה של טמפרטורה בשדות המצוינים (סמלים ריקים). הריבועים, עיגולים (שי GIS, כפונקציה של טמפרטורה בשדות המצוינים (סמלים ריקים). הריבועים, עיגולים ומשולשים מלאים מציינים את שדה התחלת השיא השני, שדה העיקול והשיא השני, ומשולשים מלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל  $j_c$  ללכידת (קו ירוק) ו $\delta T_2$  (קו אדום). העלייה של  $U_c$  אדום). העליים המלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל מעבר ממנגנון לכידה אחד לשני.

איור 14-V: שתי אפשרויות למבני שריג במוליך-על בעל סימטרית סיבוב של <sup>9</sup>00: (א) שני שריג ריבועי המכוון לאורך הציר הקריסטלוגרפי [110] של השריג האטומי. (ב) ו (ג) שני מבני שריג מעוינים באזור הטמפרטורה הנמוכה בדיאגרמת הפאזות. (ב) מסובב ב<sup>9</sup>00 ביחס ל (ג).....

איור 15-V. קו המעבר בטמפרטורה אפס המפריד בין שריג המעוין ושריג ריבועי. התלות b איור  $b_c$  (הפרמטר הקריטי של האנאיזוטרופיה של סימטרית סיבוב של  $\eta_c$ ) ב  $b_c$ , כאשר  $b_c$  של  $\eta_c$  (הא שדה מגנטי חסר ממדים......

 $b = 4\pi^2 B \lambda^2 / \Phi$  מעבר פאזה ריבוע-מעוין במישור *B-T*. השדה המגנטי **16-V**: מעבר פאזה ריבוע-מעוין במישור  $\kappa$  העקבלו בחישוב נומרי ל  $\kappa$  הטמפרטורה  $\Theta = \alpha T / T_c$  כאשר  $\Theta = \alpha T / T_c$  קווי המעבר התקבלו בחישוב נומרי ל  $\Theta = \alpha T / T_c$  וטמפרטורה  $\Theta = \alpha T / T_c$  (מלמעלה למטה, מצויינים בעיגולים) והם תואמים  $\eta = 0.003, 0.0165, 0.03, 0.05 = 75$  לפונקציה  $\eta = 0.9$  (של כאשר 0.9 = 0.9 לא תלוי בפרמטר האנאיזוטרופיה  $\eta$ .

איור 17-V ב under doped איור 17-V זרם קריטי כפונקציה של שדה מגנטי. הכוכבים שייכים לדגם under doped ב T = 12 א איור T = 12 K עיגולים לדגם over doped ב T = 12 א ומשולשים לדגם T = 12 K ב T = 14 K איור אמים על ידי הפונקציה *J*.

איור 18-V עם קו המעבר ריבוע-מעויין La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> התיאורטי.יהלומים, משולשים וריבועים מייצגים את שדה השיא השני בדגמי under doped: התיאורטי.יהלומים, משולשים וריבועים מייצגים את שדה השיא השני בדגמי over doped ו optimally doped  $\kappa = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1$  under doped i קווים התיאורטיים (קוים שחורים), כולם עם  $\eta = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1$  under doped i optimal doped  $\eta = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1$  under doped i optimal doped (= 272,  $s_2 = 139$  over doped i ( $\eta = 0.02$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $s_1 = 200$ ,  $s_2 = 123$ ) optimally doped (= 272,  $s_2 = 139$  ( $\eta = 0.01$ ,  $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-4}$ ,  $s_1 = 469$ ,  $s_2 = 165$ )

#### תקציר

La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO₄ עבודה זו עוסקת בחקר תופעות מגנטיות ייחודיות בגבישי (LSCO) הקשורות למעבר ממדיות ולמעברי פאזה של שריג הפלקסונים בגבישים אלה. העבודה מתמקדת בשתי אנומליות בלולאות המגנטיזציה: שיא המגנטיזציה השני בשדה מקביל לציר הקריסטלוגראפי *c*, ושיא מגנטיזציה נוסף אשר מתקבל בין השיא הראשון והשני כאשר השדה החיצוני נטוי לצירי הגביש. מדידות וקטור המגנטיזציה נעשו במגנטומטר SQUID המאפשר מדידה של שני רכיבי המגנטיזציה והפעלת שדה בזויות שונות לצירי הגביש.

שיא המגנטיזציה השני, אשר מופיע ב-LSCO כמו במוליכי-על אחרים, מוסבר בדרך כלל כחותם מגנטי של מעבר שריג הפלקסונים מפאזה מסודרת לפאזה לא מסודרת. קו מעבר זה תלוי באורך הקוהרנטיות (a) ובעומק החדירה המגנטית ( $\lambda$ ) ולכן אמור להראות תלות חלשה בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות, כפי שנצפה במספר מוליכי-על. יוצא דופן הוא קו שדה השיא השני ב-LSCO שהוא קו קעור המראה תלות חזקה בטמפרטורה, גם השיא השני ב-LSCO שהוא קו קעור המראה תלות חזקה בטמפרטורה, גם בטמפרטורות נמוכות. הסבר קודם שניתן לקו זה הוא שבגבישים נקיים, בהם בטמפרטורות נמוכות. הסבר קודם שניתן לקו זה הוא שבגבישים נקיים, בהם יכול להיות קעור בדומה לקו ההתכה. בעבודה זו אנו מראים, מתוך מדידות מגנטיות, שגביש LSCO המראה קו קעור, אינו נקי יותר מגבישי המראים קו מעבר נורמטיבי. בנוסף, מדידות בטכניקת SR המראים קו מעבר נורמטיבי. בנוסף, מדידות בטכניקת אות שפורסמו לאחרונה הראה שקו המעבר סדר-אי סדר ב-LSCO עובר בשדות גבוהים משמעותית הראה שקו המעבר סדר-אי סדר ב-LSCO עובר בשדות גבוהים משמעותית

בעבודה זו אנו מציגים מדידות מגנטיות חדשות שמובילות לגישה חדשה בהבנת השיא השני ב-LSCO שאינה קשורה למעבר סדר-אי סדר. בגישה זו

Х

השיא השני הוא תוצאה של מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים משריג מעוין לשריג ריבועי. מעבר זה מאופיין בהתרככות של קבוע המעיכה האלסטי  $C_{sq}$  מעוין לשריג ריבועי. מעבר זה מאופיין בהתרככות של קבוע המעיכה האלסטי  $C_{sq}$  האינ גורם לעליה אנומלית של המגנטיזציה. השתמשנו בפוטנציאל האינטראקציה בין פלקסונים במוליך-על בעל סימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup> כדי לחשב את קו מעבר הפאזה כתלות בפרמטר האנאיזוטרופיה במישור ( $\eta$ ). אנו מראים שקו המעבר המחושב נותן התאמה טובה לקו הניסיוני, שנקבע משדה מראים שקו המעבר המחושב נותן התאמה טובה לקו הניסיוני, שנקבע משדה השיא השני בכמה דגמי  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ . התאמות אלו שנעשו תוך שימוש בפרמטר חופשי אחד, מאפשרות הערכה של פרמטר האנאיזוטרופיה איזוטרופיה  $\eta$ , כפונקציה של א.

עבור העוני La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> השני שערכנו בגביש La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> השני קורה גם מעבר בין מנגנוני לכידה שונים של פלקסונים בחומר. מנגנוני השני קורה גם מעבר בין מנגנוני לכידה שונים של פלקסונים בחומר. מנגנוני הלכידה שזיהינו בגביש זה הם מנגנון  $\delta T_c$  הנובע מתנודות מקומיות של הלכידה הלכידה שזיהינו בגביש זה הם מנגנון  $\delta T_c$  הנובע מתנודות מקומיות של אורך המהלך הטמפרטורה הקריטית, ומנגנון  $\delta$  הנובע מתנודות מקומיות של אורך המהלך הסופשי של נושאי המטען. מנגנון הלכידה קובע את התלות בטמפרטורה של החופשי של נושאי המטען. מנגנון הלכידה קובע את התלות בטמפרטורה של הזרם הקריטי  $j_c$  ואנרגית הלכידה הקולקטיבית  $U_c$ , מה שמאפשר את זיהויו. על מנת למצוא את  $j_c$  ו  $j_c$  אנו משתמשים בשיטת ה Generalized Inversion Scheme המאפשרת קביעה של ערכים אלו מתוך מדידות רלקסציה. התוצאות שקיבלנו עבור  $j_c$  ו  $j_c$  ו  $j_c$  ו  $j_c$  ו  $j_c$  ו כשיכורה מראות מעבר ממנגנון לכידה המאפשרת קביעה של ערכים אלו מתוך מדידות הנקסציה. התוצאות שקיבלנו עבור המאפשרת קביעה של ערכים אלו מתוך מדידות המסציה. התוצאות שקיבלנו גבור כשור מגנון לכידה  $\delta$  בטמפרטורות ושדות גבוהים.

שיא אנומלי נוסף בעקומת המגנטיזציה שנחקר בעבודה זו, מופיע כאשר מפעילים שדה חיצוני הנטוי בזווית קטנה יחסית למישור *ab*. בעבודה זו מדדנו את וקטור המגנטיזציה כפונקציה של שדה, זווית הנטייה, טמפרטורה וזמן. מדידות אלה מראות שהאינדוקציה המגנטית נלכדת בין המישורים כל עוד

ב

השדה וזווית נטייתו נמוכים מערכים קריטיים אשר תלויים בטמפרטורה. מעל ערכים אלו וקטור האינדוקציה יוצא מהמישורים ומסתובב לכיוון השדה. הראנו קשר ברור בין השדה שבו מתחיל להופיע השיא הנוסף לבין השדה שבו האינדוקציה המגנטית יוצאת מכיוון מישור *ab.* אנליזה תיאורטית שלנו הראתה שהמקור לעלייה במגנטיזציה הוא סיבוב מישור הזרימה כתוצאה מהסיבוב של האינדוקציה המגנטית בדגם. בניגוד להסברים קודמים לפיהם היציאה של וקטור האינדוקציה מהמישורים גורמת לירידה במגנטיזציה, הראנו כי יציאה זו גורמת לעלייה במגנטיזציה. סימולציות תיאורטיות הראו התאמה יפה לעקומת איא המגנטיזציה הנוסף בתחום זוויות רחב.

מתוך ההבנה של שיא המגנטיזציה הנוסף, פיתחנו שיטה המאפשרת את מציאת השדה הקריטי (H) שבו האינדוקציה המגנטית מתחילה לצאת ממישור *ab*. בעבודה זו גילינו אנומליה משמעותית בעקומה של H כפונקציה של lock- באפיון של אפקט ה-12 של נצפתה בעבר באפיון של אפקט ה-lock טמפרטורה, באזור של 15 K – 12, שלא נצפתה בעבר באפיון של אפקט ה-co-ו. כמו כן, גילינו אנומליה נוספת בתלות של H בזוית הנטייה; התלות המעריכית שמצאנו,  $\theta_{\rm H} \propto \theta_{\rm H}$ , מראה קפיצה בחזקה  $\alpha$  מערך של 0.75 ל-2-המעריכית שמצאנו,  $\mu^{*} \propto \theta_{\rm H}$ , מראה קפיצה בחזקה  $\alpha$  מערך של 15.6 ל-2-באזור של 15 K באזור של 15 המחקר שלנו מראה שאנומליות אלה מבטאות מעבר באזור של 15 K – 12. המחקר שלנו מראה שאנומליות אלה מבטאות מעבר ממדיות מהתחום הדו-ממדי בטמפרטורות נמוכות לתחום הקווזי תלת-ממדי של מוליכות-העל בדגם, והוא מהווה אינדיקטור פשוט ונח לגילוי מעבר הממדיות. כמו כן, אנו מראים את קיומו של תחום קווזי תלת-ממדי שבו קיימת הממדיות. כמו כן, אנו מראים את קיומו של תחום קווזי תלת-ממדי שבו קיימת תופעת lock-in חזקה, למרות ש

את קיומו של מעבר ממדיות ב-LSCO הראנו בעבודה זו גם במדידות מגנטיות אחרות, כגון מדידות רלקסציה מגנטית בנוכחות שדה הנטוי לצירי הגביש, מדידות רלקסציה של המגנטיזציה השיורית הנטויה לצירי הגביש

ומדידות מגנטיזציה בשדה המקביל למישור *ab.* מדידות אלו מראות אנומליה באותו תחום טמפרטורות של מעבר הממדיות כפי שנקבע ממדידות של *H*<sup>\*</sup>, ואנו מסבירים אותם כנובעים ממעבר של פלקסוני ג'וזפסון לפלקסוני אבריקוסוב.

לסיכום, בניגוד למקובל, עבודה זו מראה ששיא המגנטיזציה השני ב-LSCO אינו מציין מעבר סדר-אי סדר במערך הפלקסונים אלא מציין מעבר פאזה של מבנה במערך זה. מצאנו שהדינאמיקה של חומר הפלקסונים מעצבת את צורת השיא בעוד שמיקומו בשדה כפונקציה של טמפרטורה נקבע על ידי התרמו-דינאמיקה של מעבר המבנה. כמו כן, מצאנו כי שיא המגנטיזציה הנוסף התרמו-דינאמיקה של מעבר המבנה. כמו כן, מצאנו כי שיא המגנטיזציה הנוסף המתקבל בשדות נטויים למישור *ab* הוא תוצאה של סיבוב וקטור האינדוקציה המגנטית ממישור *bb* לכיוון השדה. תופעה זו רגישה לממדיות מוליך-העל ויכולה לשמש לחקר מעברי ממדיות במשפחות אחרות של מוליכי-על.

#### I. הקדמה

מוליכי על בטמפרטורות גבוהות, בהשוואה למוליכי-על קונבנציונאליים, מאופיינים על ידי שדה קריטי עליון ( $H_{c2}$ ) וטמפרטורה קריטית ( $T_c$ ) גבוהים, שדה קריטי תחתון ( $H_{c1}$ ) נמוך, אורך קוהרנטיות ( $\zeta$ ) קטן ועומק חדירת שדה ( $\lambda$ ) גדול [1]. בנוסף לכך, מוליכי-על אלו מורכבים משכבות Cu-O כאשר מוליכות העל נוצרת בשכבות אלו. לכן ניתן לתאר אותם כמישורים מוליכי-על אשר ביניהם קיים צימוד חלש יחסית [1]. הערכים הפיזיקאליים המיוחדים של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, והמבנה השכבתי שלהם מהווים מקור לתופעות מגנטיות ייחודיות הקיימות רק במוליכי-על אלו.

תופעות אלו מתבטאות, בין השאר, בדיאגראמת פאזות עשירה יותר של "חומר הפלקסונים" (vortex matter) [2] יחסית למוליכי-על קונבנציונאליים, כאשר המעבר בין הפאזות השונות נעשה על ידי שינוי הטמפרטורה או השדה. הפלקסונים הם מערבולות זרם המורכבות מליבה נורמאלית שרדיוסה שווה (עומק חדירת השדה)  $\lambda$  לאורך הקוהרנטיות  $\xi$  ומסביבה זרמים הדועכים במרחק (עומק חדירת השדה) מהליבה. כל מערבולת כזו מייצרת יחידת שטף (פלקסון) בגודל של ניתן להתייחס לפלקסונים כאל מיתרים [2].  $\phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7} G \cdot cm^2$ אלסטיים אשר אינטראקצית הדחייה ביניהם יוצרת שריג פלקסונים משושה [3]. דיאגרמת הפאזות של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות כוללת את הפאזות העיקריות הבאות: (א) פאזת השריג המסודר שבה האנרגיה האלסטית (אינטראקצית דחייה בין פלקסונים) היא הדומיננטית. (ב) פאזה לא מסודרת הנוצרת כתוצאה מהאינטראקציה בין ליבת הפלקסון לבין פגמים במבנה הגבישי של החומר. אינטראקציה זו גורמת להרס שריג הפלקסונים המסודר מכיוון שהפלקסונים 'מעדיפים' להתמקם באזור פגום על פני המיקום שלהם בשריג הפלקסונים [4, 5]. (ג) פאזה נוזלית הנוצרת כתוצאה מהטמפרטורה

הקריטית הגבוהה במוליכי-על אלו וכן גודל הליבה הקטן של הפלקסונים. התנודות התרמיות של הפלקסונים גורמות ליציאה שלהם מנקודות שיווי המשקל בשריג וכן ממרכזי הלכידה עד כדי 'התכה' של שריג הפלקסונים המסודר [5-7].

מחקרים שנעשו בשנים האחרונות על ידי טכניקות מדידה שונות, כגון פיזור נויטרונים [8, 9] ו STM [0] STM [8, 9] ו פיזור נויטרונים [8, 9] ו STM [0] STM [8, 9] ו פיזור נויטרונים [8, 12] (Rhombic phase) (Rhombic phase) (Rhombic phase) במוליכי-על שריג ריבועית ופאזת שריג מעוינת (Nd<sub>1.85</sub>Ce<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>, YBCO) YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-6</sub> נצפו במוליכי-על שונים כמו La<sub>1.83</sub>Sr<sub>0.17</sub>CuO<sub>4+6</sub> ו Nd<sub>1.85</sub>Ce<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>, אינטראקציה בין פלקסונים במוליכי-על שבהם הללו הם תוצאה של האינטראקציה בין פלקסונים במוליכי-על שבהם ההתפלגות המרחבית של פרמטר הסדר (כתוצאה מהמבנה הגבישי) היא אנאיזוטרופית במישור *da* ובעלת סימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup> (fourfold symmetry).

המבנה השכבתי של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות ואורך הקוהרנטיות (3D) הקצר מאפשרים מעבר ממדיות בחומרים אלו. בתחום התלת ממדי (3D) הצימוד בין השכבות מספיק חזק והאנאיזוטרופיה מבוטאת דרך טנזור המסה האפקטיבית בפונקציונאל גינזבורג-לנדאו. בתחום זה ניתן לקשר את הערכים הפיזיקאליים הנמדדים האפקטיבית בפונקציונאל גינזבורג-לנדאו. בתחום זה ניתן לקשר את הערכים הפיזיקאליים הנמדדים הפיזיקאליים הנמדדים (גבישי מסוים, לערכים הפיזיקאליים הנמדדים הפיזיקאליים הנמדדים (גבישי מסוים, לערכים הפיזיקאליים הנמדדים הפיזיקאליים הנמדדים לאורך כוון גבישי מסוים, לערכים הפיזיקאליים הנמדדים בכל כוון אחר על ידי יחס מתמטי פשוט (scaling law) [16]. בתחום הדו-ממדי (2D) שבו השכבות הדו-ממדיות מצומדות בקשר חלש כך שלא ניתן למצע את השנויים בגודל של פרמטר הסדר לאורך ציר *ז*. תחום זה מתואר היטב על ידי מודל לורנס-דוניאך (LD model) [17] והוא תקף כאשר המרחק בין השכבות בין המצבות בין המצב הדו ממדי הוא:  $\zeta_c = d/\sqrt{2}$ . במוליכי על בהם  $\zeta_c = 2/\sqrt{2}$  בטמפרטורה 0 קטן מהמרחק בין השכבות, הציפייה היא שניתן לראות מעבר בטמפרטורה 0 קטן מהמרחק בין השכבות, הציפייה היא שניתן לראות מעבר

 $\xi_c$  עם עלית הטמפרטורה. למרות שנעשו 2D – 3D מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מספר מחקרים שמראים את מעבר הממדיות, ישנם קשיים בזיהוי וודאי של מספר מספר מחקרים שמראים את מעבר זה בגלל השפעות של הגיאומטריה של הדגם (19]. כמו כן, בדגמים מעבר זה בגלל המפעות להגיאומטריה של הדגם לוחקר מעבר הממדיות קרובה מאד מאד אנאיזוטרופיים (כמו BSCCO) טמפרטורת מעבר הממדיות קרובה מאד לטמפרטורה הקריטית (0.997, 11) ולא ניתן לאתר אותה בניסוי.

התחום הדו-ממדי מאופיין על ידי היווצרותם של פלקסוני ג'וזפסון בין השכבות והיווצרות פלקסוני אבריקוסוב דו-ממדיים בשכבות (pancakes). שני סוגי פלקסונים אלו יוצרים מגוון רחב של מצבי פלקסונים נוספים כגון: (א) סוגי פלקסונים אלו יוצרים מגוון רחב של מצבי פלקסוני ג'וזפסון מחוברים ביניהם על ידי מערבולות אבריקוסוב (pancakes) [20]. (ב) שריגים חוצים על ידי מערבולות אבריקוסוב (ב) שריגים חוצים (crossing lattices) – מבנה הכולל שריג אבריקוסוב מאונך לשכבות ושריג ג'וזפסון מקביל לשכבות [21-23]. (ג) מצב השרשרת (chain state) [21] הנוצר ג'וזפסון מקביל לשכבות [21-23]. (ג) מצב השרשרת (chain state) [21] הנוצר כתוצאה מאינטראקציה בין שריגי אבריקוסוב וג'וזפסון הגורמת לריכוז מערבולות אבריקוסוב באזור שבו עוברים פלקסוני ג'וזפסון. מבנה זה מתגלה Bitter , Hall probe microscopy המראים פלקסונים המסודרים בשרשרת ולא בשריג משושה [24] 24]. (ד) מצב השרשרת המעורב (mixed chain state) אשר בו בין שרשרות הפלקסונים נמצאים פלקסונים המסודרים בשריג משושה (mixed chain state) (22, 25, 29].

המבנה השכבתי של מוליכי-על מהווה מקור לתופעה ייחודית נוספת הידועה בשם אפקט ה 'lock-in' [30, 30, 31]. כאשר שדה חיצוני מופעל בזוית למישורי *ab* הפלקסונים חודרים לדגם במקביל למישורים אלה ונלכדים שם עד הגעת השדה לערך קריטי או כאשר זווית ההטיה של השדה גדולה מזווית קריטית מסויימת. כאשר השדה ו/או הזווית עוברים את ערכם הקריטי הפלקסונים יוצאים מהמישורים ומתקרבים לכוון של השדה החיצוני.

מדידות מגנטיות הם אחד הכלים החשובים המאפשרים גילוי ואפיון של מעברים בין מצבי פלקסונים שונים במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות. בדרך כלל מעברים אלה משאירים חותם מגנטי, קרי, אנומליה בעקומות המגנטיזציה. לדוגמא, המעבר בין הפאזה המסודרת לפאזה הנוזלית משתקף בקפיצה במגנטיזציה ההדירה כפונקציה של שדה או טמפרטורה [6][7]. המעבר מפאזה מוצקה מסודרת לפאזה מוצקה שאינה מסודרת [32-34] מתבטאת, במגוון רחב של מוליכי-על, בהופעה של שיא בעקומות המגנטיזציה, אנומליה הידועה בשם של מוליכי-על, בהופעה של שיא בעקומות המגנטיזציה, אנומליה הידועה בשם שיא המגנטיזציה השני (SMP) [7, 35-43]. קיומם של מעברים אלה בין הפאזות השונות בתחומי טמפרטורה ושדה שנקבעו על ידי המדידות המגנטיות, אושרו בטכניקות מדידה אחרות של פיזור נויטרונים ורוטציית הספין של מיואונים (μSR).

כאשר מפעילים שדה חיצוני הנטוי לצירי הגביש, אזי בנוסף לשיא השני מופיעות בעקומות המגנטיזציה שיאים אנומליים נוספים. שיאים כאלה אשר נצפו ב BSCCO [44-46] הוסברו כמציינים מעברים בין מצבי פלקסונים המשלבים פלקסוני אבריקוסוב ופלקסוני ג'וזפסון (שריגים חוצים [21-23], מצב השרשרת פלקסוני אבריקוסוב ופלקסוני ג'וזפסון (שריגים חוצים [21-23], מצב השרשרת [21], וכו'). מדידות בטכניקות אחרות, כגון SANS, מדידות מגנטו אופטיות ו decoration, מאמתות את העובדה שב-BSCCO קיימים שריגים חוצים היוצרים מגוון מצבי פלקסונים כתוצאה מהאינטראקציה בין השריגים [24-26, 28].

עבודה זו מתמקדת במחקרים שנעשו בדגמים מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות מסוג LSCO) La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO₄ (גבוהות מסוג יש מספר תכונות ייחודיות שמאפשרות בדיקה שיטתית של השפעת האנאיזוטרופיה וכיוון השדה על מערך הפלקסונים. המחקרים שלנו הובילו לתובנות חדשות במעבר הממדיות ובמעבר מבני של שריג הפלקסונים בגביש כפי שנדון בהמשך. ראשית נציין כי האנאיזוטרופיה של חומרים אלו

 $(\gamma > 100)$  BSCCO אלו נמצאים בתווך שבין חומרים מאד אנאיזוטרופיים כמו FBCO ( $\gamma \sim \gamma$ ). שינוי של רמת הזיהומים לבין חומרים אנאיזוטרופיים חלשים כמו YBCO ( $\gamma \sim \gamma$ ). שינוי של רמת הזיהומים (x) בדגם משנה את האנאיזוטרופיה ומאפשר השוואה בין חומרים בעלי מבנה (x) בבישי זהה ואנאיזוטרופיה שונה. יתרון נוסף הוא שבגבישים אלה אין הגבלה ליחס שבין הממדים הגיאומטריים בדגם, בניגוד לרוב מוליכי העל בטמפרטורות ליחס שבין הממדים הגיאומטריים בדגם, בניגוד לרוב מוליכי העל בטמפרטורות גבישי זהה שבמדים הגיאומטריים בדגם, בניגוד לרוב מוליכי העל בטמפרטורות גבישים שבין הממדים הגיאומטריים בדגם, בניגוד לרוב מוליכי העל בטמפרטורות גבוהות שהממד שלהם בכוון ציר *c* קטן בסדר גודל ויותר מהממדים בכוון *ab.* גביש שכל ממדיו הגיאומטריים מאותו סדר גודל מאפשר מדידות מגנטיות גם בכוון מקביל ל *db* ומקטין את השגיאה הנגרמת מאנאיזוטרופיה גיאומטרית (דמגנטיזציה).

אנומליית שיא המגנטיזציה השני מופיעה גם בדגמי LSCO אך ההסבר המקובל ששיא זה מציין מעבר סדר-אי סדר במערך הפלקסונים בחומר זה הוא עדיין בגדר תעלומה. בניגוד למוליכי-על אחרים, קו המעבר המתקבל ממדידת השיא השני הוא קו קעור המראה תלות חזקה בטמפרטורה גם בתחום הטמפרטורות הנמוכות [41-43]. זאת בניגוד לתיאוריה של קו מעבר סדר-אי סדר הצופה שקו זה תלוי בפרמטרים *k* ו ξ אשר התלות שלהם בטמפרטורה חלשה בתחום הטמפרטורות הנמוכות [41, 36, 36]. ואכן, קו המעבר הנמדד חלשה בתחום הטמפרטורות הנמוכות [34, 36, 40]. ואכן, קו המעבר הנמדד חלשה בתחום הטמפרטורות הנמוכות [35, 40]. ואכן, קו המעבר הנמדד משדה השיא השני של מוליכי-על אחרים מראה קו קמור עם תלות חלשה יחסית בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות [35]. לאחרונה התגלה קושי נוסף ביישום ההסבר המקובל של שיא המגנטיזציה השני ל-LSCO: מדידות גנסף ומדידות של פיזור ניוטרונים [47] הראו שקו המעבר סדר-אי סדר בדגמי LSCO ומדידות גבוהים משמעותית משדה השיא השני ותלותו בטמפרטורה נורמטיבית בדומה למוליכי-על אחרים.

,LSCO בעבודה זו נציג גישה חדשה להבנת שיא המגנטיזציה השני ב לפיה אנומליה זו אינה תוצאה של מעבר סדר-אי סדר במערך הפלקסונים, אלא

תוצאה של מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים משריג מעוין לשריג ריבועי. בעבודה זו נציג תיאוריה של מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים, המבוסס על פוטנציאל האינטראקציה בין פלקסונים במוליך-על חד צירי, ונחשב את קו מעבר הפאזה המבני כפונקציה של שדה וטמפרטורה. תוצאות המדידות המגנטיות שערכנו בכמה סוגים של דגמי LSCO (בעלי ערכים שונים של x), מראות התאמה יפה בין הקו של שדה השיא השני לבין קו המעבר המבני התיאורטי שקיבלנו. כמו כן נציג התאמה בין עקומות שיא המגנטיזציה השני בטמפרטורות שונות לקו המתקבל מהתיאוריה של מעבר פאזה מבני.

נוני La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> הראו שבאזור שיא במגנטיזציה השני קורה גם מעבר בין מנגנוני לכידה שונים של פלקסונים המגנטיזציה השני קורה גם מעבר בין מנגנוני לכידה שונים של פלקסונים בחומר. מנגנונים אלה [48] קשורים לתנודות מקומיות של הטמפרטורה הקריטית (מנגנון לכידה ' $\delta T_c$ ') או לתנודות מקומיות של אורך המסלול החופשי הממוצע של נושאי המטען ליד הפגמים בגביש (מנגנון לכידה ' $\delta'$ ). מנגנונים אלו גורמים לתלות שונה של הזרם הקריטי ואנרגיית הלכידה בטמפרטורה – מה שלו גורמים לתלות שונה של הזרם הממוצע של נושאי המטען ליד הפגמים בגביש (מנגנון לכידה ' $\delta'$ ). מנגנונים אלו גורמים לתלות שונה של הזרם הקריטי ואנרגיית הלכידה בטמפרטורה – מה שלו גורמים לתלות שונה של הזרם הקריטי ואנרגיית הלכידה הלכידה ' $\delta'$ ) אלו גורמים לתלות שונה של הזרם הקריטי ואנרגיית הלכידה בטמפרטורה – מה שמאפשר את זיהויים. בעבודה זו מצאנו שב-SCO קיים מעבר מסוג לכידה ' $\delta'$ , עם עליית השדה והטמפרטורה בתחומים המתאימים לשיא הסוג לכידה ' $\delta'$ , השני השני. הדינאמיקה של הפלקסונים באזור זה מעצבת את צורת השיא השני.

במסגרת עבודה זו ערכנו גם מדידות שיטתיות של וקטור המגנטיזציה בשדה נטוי למישור *ab* בדגם La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO₄ כפונקציה של שדה טמפרטורה Additional ( מדידות אלו מראות שיא מגנטיזציה נוסף ( Additional ) וזווית הנטייה. מדידות אלו מראות שיא מגנטיזציה נוסף ( Additional ) לעיל, אנומליה כזו נצפתה בחומרים מאד אנאיזוטרופיים, כמו BSCCO, והוסברה BSCCO, והוסצינת מעברים בין מצבים שונים של השריגים החוצים. בניגוד ל-BSCCO,

האנאיזוטרופיה של LSCO נמוכה יחסית ולא ברור כלל אם קיימות תופעות דו ממדיות ב LSCO. בעבודה זו נראה מקור השיא הנוסף ב-LSCO קשור ללכידה של האינדוקציה המגנטית בכיוון המישורים (lock-in effect) וסיבוב שלה לעבר כיוון השדה החיצוני כאשר השדה או זווית נטייתו גדולים מערכים קריטיים התלויים בטמפרטורה. ניתוח תיאורטי של תוצאות המדידות שלנו הראה שהעלייה במגנטיזציה היא תוצאה של יציאה של וקטור האינדוקציה המגנטית מבין המישורים וסיבוב שלו לכיוון השדה. סיבוב זה מלווה בסיבוב מישור הזרימה מהמישור ה"קשה" (מאונך ל *db*) למישור ה"קל" (מקביל ל *db*), וגורם לעלייה במגנטיזציה. הפרדיקציות התיאורטיות שלנו תואמות את עקומות שיא

ההבנה של המנגנון הפיזיקאלי של השיא הנוסף מאפשרת לנו למצוא את השדה הקריטי (h) של התחלת הסיבוב של וקטור האינדוקציה המגנטית לעבר כיוון השדה כתלות בטמפרטורה וזווית הנטייה ( $\theta_i$ ) של השדה. בעבודה זו גילינו אנומליה משמעותית בעקומה של h כפונקציה של טמפרטורה, באזור של גילינו אנומליה משמעותית בעקומה של h כפונקציה של טמפרטורה, באזור של א 12 – 12, שלא נצפתה בעבר באפיון של אפקט ה lock-in. כמו כן, גילינו  $h^* \propto 100$ , שלא נוספת בתלות של h בזוית הנטייה; התלות המעריכית שמצאנו,  $\infty h^{*}$ אנומליה נוספת בתלות של  $h^*$  בזוית הנטייה; התלות המעריכית שמצאנו,  $\theta_{\mu}^{\alpha}$ , אנומליה נוספת בתלות של  $h^*$  מערך של 2.5 באזור של אפרטרית שמצאנו,  $\theta_{\mu}^{\alpha}$ , על ידי התאמה לתיאוריה, שאנומליה זו מבטאת מעבר ממדיות מהתחום דו-על ידי התאמה לתיאוריה, שאנומליה זו מבטאת מעבר ממדיות מהתחום דו-ממדי בטמפרטורות נמוכות לתחום תלת-ממדי בטמפרטורות גבוהות. בנוסף לאנומליות הנזכרות לעיל, ערכנו סידרה של מדידות מגנטיות בלתי תלויות המראות אנומליות באותו תחום טמפרטורה (15 K) ומוסברות היטב על ידי מעבר ממדיות. עבודה זו מציבה אתגרים תיאורטיים להסבר הערכים של החזקה מעבר ממדיות. שנום ולהסבר השיא הגבוה של h

העבודה בנויה באופן הבא:

בפרק הבא, פרק II, מוצגות המערכות וטכניקות המדידה הניסיוניות בהם השתמשתי. כמו כן מוצגת בו סקירה של הערכים הפיסיקאליים של גבישי LSCO כפי שנמדדו בעבודה זו ובעבודות אחרות.

LSCO פרק III מתאר את תופעת השיא הנוסף בלולאת המגנטיזציה של LSCO נציג אפיון נרחב של השיא הנוסף כתלות בשדה, זווית, טמפרטורה וזמן על ידי נציג אפיון נרחב של השיא הנוסף כתלות בשדה, זווית, טמפרטורה וזמן על ידי מדיד מגנטיות וקטוריות. בפרק זה נדגיש את הקשר שמצאנו בין השיא הנוסף לבין תופעת ה 'Iock-in' וסיבוב הפלקסונים ממישורי db לעבר  $\ddot{H}$ .

בפרק IV נדון במעבר הממדיות בדגמי LSCO ונתאר את הגישה הייחודית שלנו בחקר מעבר זה באמצעות מדידות של שיא המגנטיזציה הנוסף. נתאר בפירוט שתי אנומליות שנתגלו בעבודה זו בתלות של שדה הסף לסיבוב הפלקסונים, *H*<sup>\*</sup>, כפונקציה של טמפרטורה וזווית הנטייה של השדה החיצוני. נראה כי ההתנהגות שונה של *H*<sup>\*</sup> מעל ומתחת ל – 15, תואמת למצופה ממוליך-על 3D ו 2D, בהתאמה. בנוסף, נציג סידרה של ניסויים מגנטיים בלתי תלויים המראים התנהגות אנומלית בסביבות 15 K. תוצאות ניסויים אלה תומכים

בפרק V נתמקד בשיא המגנטיזציה השני של LSCO. נציג בהרחבה את השאלה המחקרית לגבי המשמעות של שיא זה ב LSCO ונוכיח שבניגוד למקובל שיא זה אינו קשור למעבר סדר-אי סדר במערך הפלקסונים. כהסבר אלטרנטיבי נציג גישה חדשות להבנת המקור של שיא זה הקשורה למעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים משריג ריבועי למעוין. בנוסף נתאר גם מדידות רלקסציה אשר מראות שבאזור השיא השני קורה גם מעבר בין מנגנוני לכידה שונים.

פרק VI מסכם את ההישגים של המחקרים המוצגים בעבודה זו, והנספח מסכם את העבודות שפורסמו במסגרת עבודה זו.

#### II. המערכת הניסיונית והדגמים

Superconducting - בחלק הראשון של פרק זה נציג את מערכת ה SQUID) Quantum Interference Device (SQUID) Quantum Interference Device Vibrating המוצגות בעבודה זו. נציין שבמהלך המחקר השתמשנו גם במערכת To<sup>-4</sup> 10<sup>-4</sup> מחקר השתמשנו גם במערכת ישרישה (עד 10<sup>-4</sup>) ארישה (עד 10<sup>-4</sup>) (VSM) Sample Magnetometer (עד 10<sup>-4</sup>) של חברת Oxford שהיא פחות רגישה (עד 10<sup>-4</sup>) (emu (עד 10<sup>-4</sup>) ותחום השדות החיצוניים שלה נמוך יחסית (עד 10<sup>-6</sup>), אך יתרונה בכך שהמדידות מהירות וחסכוניות יותר מהמדידות ב SQUID), אך יתרונה בכך לצורך אפיון ראשוני וחסכוניות יותר מהמדידות ב SQUID. השתמשנו במערכת זו לצורך אפיון ראשוני ואימות של התופעות אותם אנו מציגים כאן. מערכת מדידה לצורך אפיון ראשוני ואימות של התופעות אותם אנו מציגים כאן. מערכת מדידה ההתפלגות המקומית של האינדוקציה המגנטית בדגם. החסרונות של מערכת זו ההתפלגות המקומית של האינדוקציה המגנטית בדגם. החסרונות של הערכת זו השדה החיצוני. השתמשנו במערכת זו על מנת להבין ולאמת את התוצאות הגלובאליות (SQUID) מתוך מדידות לוקאליות.

בחלק השני של הפרק אנו מאפיינים את דגמי LSCO שנמדדו בעבודה זו.

### SQUID מגנטומטר 1.II

#### (Superconducting Quantum Interference Device)

שבדגם משרה זרמים בסלילים. ה SQUID מתפקד כממיר ליניארי של זרם למתח, ולכן שינויים בזרמים המושרים בסלילי הגלאי מייצרים שינויים תואמים במתח היוצא של ה SQUID.



**איור 1-II:** תיאור של מערכת SQUID. סלילי המגנט בחלק החיצוני וסלילי הגלאי ממוקמים בפנים. הדגם נע לאורך הציר המרכזי של המערכת [51].



SQUID איור 2-II הקונפיגורציה של סלילי הגלאי האורכי (א) והרוחבי (ב) במערכת SQUID.

מערכת סלילי הגלאי האורכי מורכבת מתיל מוליך-על יחיד המלופף בצורת שלוש טבעות בקונפיגורציה של גרדיומטר מסדר שני. בגיאומטריה הזו, הסליל העליון מורכב מטבעת אחת המסובבת בכיוון השעון, הסליל האמצעי מורכב משתי טבעות מסובבות נגד כיוון השעון, והטבעת התחתונה מורכבת מסיבוב אחד עם כיוון השעון (איור 2-II). הקונפיגורציה הזו מונעת רעשים הנגרמים על ידי תנודות של שדה מגנטי גבוה המיוצר על ידי המגנט מוליך-העל, ומקטינה רעשים שמקורם בסביבת ה SQUID . הקונפיגורציה של מערכת סלילי הגלאי הרוחבי שונה בכך שכל טבעת של סליל מורכבת משתי חצאי טבעות המלופפות בכיוון אחד וחוזרת בכיוון שני (איור 3-II). שני הגלאים (אורכי ורוחבי) ממוקמים כך שיש להם אותה נקודת מרכז ואין צורך למרכז מחדש כשעוברים ממדידה אורכית לרוחבית ולהפך.

בפועל, המדידה מתבצעת על ידי מדידת המתח היוצא מסליל הגלאי כשהדגם נמצא מספר מקומות נפרדים, המרוחקים באופן שווה אחד מהשני, הממוקמים לאורך הציר שעובר במרכז סלילי הגלאי. על מנת לוודא שהתנועה המכאנית של מחזיק הדגם לא יוצרות רעש תנודתי במערכת הגלאים של ה SQUID, המתח היוצא נלקח כאשר הדגם מוחזק קבוע במספר נקודות לאורך

ציר הסריקה, היוצרות מדידה אחת שלימה הנקראת סריקה. אחרי שכל סריקה כזו מתבצעת המומנט המגנטי של הדגם מחושב, מתוך מדידות המתח שנלקחו, על ידי אלגוריתם מתמטי.

מכיוון שסלילי הגלאי (גם האורכי וגם הרוחבי) הוא חלק מלולאה סגורה של מוליך-על, הזרם המושרה לא דועך עם הזמן, לכן השטף הנמדד במספר מקומות לא תלוי במהירות התנועה של הדגם, מה שגורם לכך שתרומת השדה שבאה מהסביבה היא קבועה לכל אורך המדידה.

מדידות מגנטיות במוליכי-על דורשות יצירה של מצב קריטי בדגם. על מנת שמצב כזה ייווצר, צריך לשנות את השדה המגנטי באופן מונוטוני והוא צריך להיות קבוע במהלך המדידה. אם אורך הסריקה של המדידה גדול מדי, הדגם יהיה חשוף לשדה מגנטי משתנה במהלך הסריקה, בגלל אי ההומוגניות של השדה המגנטי לאורך הסליל שיוצר אותו. חשיפה של הדגם לשדה באופן לא מונוטוני יכול לגרום לירידה ואפילו להריסה של המצב הקריטי בדגם. לכן אורך מונוטוני יכול לגרום לירידה ואפילו להריסה של המצב הקריטי בדגם. לכן אורך הסריקה צריך להיבחר בקפידה. בעבודה זו אנחנו מדווחים על תוצאות של מדידות שנלקחו באורך סריקה של m 4. התוצאות נמצאו מתאימות למדידות שנעשו באורך של 2 ו cm 1. הרגישות של המדידה מגיעה עד 10<sup>-8</sup>

#### La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> דגמי 2.II

בעבודה זו אנו מציגים תוצאות מדידות מגנטיות שנעשו בדגמי La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO₄. גבישים אלו שייכים למשפחה של תרכובות קרמיות המבוססות על לנתן (La), נחושת (Cu) וחמצן (O), שבהם התגלתה לראשונה תופעת מוליכות-על בטמפרטורות גבוהות על ידי Bednorz ו Bednorz [52]. גבישי מוליכות-על בטמפרטורות גבוהות על ידי גביחי על ידי בין המישורים מורכבים משכבות Cu-O היוצרים מישור אנטי-פרומגנטי כאשר בין המישורים נמצאים אטומי ה La (ראה איור 3-II).



.La₂CuO₄ **איור 1II** איור של גביש 3-**II** 



.La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> איור גביש **4-II** איור **14-II** איור

כאשר מחליפים חלק מאטומי ה La ב Sr ב La כאשר מחליפים חלק מאטומי ה  $(T_c)$  אך במקביל הולכת ונבנית פאזת מוליכות-על (איור II-1). מוליכות העל

מתחילה כאשר  $T_c$  ומגיעה לשיא ב 0.15 א (גרך זה  $T_c$  יורד שוב x = 0.15 (under doped נקרא 0.05 (גר א 1.5 (גרא 1.5 גר א 2.5 א גרך של גרשנעלם ב 0.15 (גרא 2.5 א גרחום 0.15 (גרא 1.5 גרך של קרוי optimally doped הערך של optimally doped והתחום 0.15 (גר גרחום 2.5 גרך של גררים הפיזיקאליים של מוליך-העל, כגון:  $T_c$ ,  $\chi$ , ואנאיזוטרופיה א משפיע על הערכים הפיזיקאליים של מוליך-העל, כגון:  $\lambda_c$ ,  $\chi$  ואנאיזוטרופיה ( $\gamma$ ). טבלה 1.5 מראה דוגמאות של ערכים נבחרים לכל אחד מהתחומים (ב51). ניתן לראות ש  $\lambda_{ab}$  יורד עם העלייה ב ג ו  $\xi_{ab}$  נשאר באותו תחום (ראה גם (ב10)). האנאיזוטרופיה יורדת עם א (ראה טבלה 2.5 גרחום (ב10)).

<i>ξ<sub>ab</sub></i> (Ă)	λ <sub>ab</sub> (Ă)	<i>Т</i> <sub>с</sub> (К)	Sr כמות
32	4400	28	0.1
38	3730	32	0.125
32	2545	34	0.17
33	2830	30	0.2

**טבלה 1.II:** ערכים פיזיקאליים אופייניים של דגמי LSCO בעלי כמות Sr משתנה (נלקח מ [53]).

בעבודה זו אנו מציגים תוצאות של מדידות מגנטיות בארבע דגמים המופיעים בטבלה הבאה (טבלה 2-II):

γ	d	$T_c$	х	ממדים ( <i>mm</i> )		שם דגם	
	(Ă)	(K)		а	b	С	
43	6.6	27	(under doped) 0.1	0.6	1.1	1.4	LSCO1
24	6.6	32	(under doped) 0.126	1.7	2.03	1.05	LSCO2
17	6.6	37	(optimally doped) 0.154	0.72	1.22	1.93	LSCO3
14	6.6	32	(over doped) 0.194	0.85	0.96	2.08	LSCO4

Sr סב**לה L**a<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO₄ ערכים פיזיקאליים נבחרים של דגמי La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO₄ אמוצגים בעבודה זו. אחוז ה(x) בגבישים דווחו על ידי היצרן (T. Sasagawa). המרחק ביו השכבות *d* נלקח מ [55]. שאר הערכים בטבלה זו נמדדו על ידינו.

בדגמים אלו מדדנו את הטמפרטורה הקריטית על ידי מדידות מגנטיזציה באופן הבא: לאחר ירידה בטמפרטורה בשדה אפס (מטמפרטורה שהיא מעל הטמפרטורה הקריטית), העלינו את השדה לשדה קבוע (מ 0 עד 50 kOe) (zero field cooling ומדדנו את המגנטיזציה על טמפרטורה (פרוצדורת zero field cooling)) עד לטמפרטורה שהיא מעל  $T_c$ . לאחר מכן מדדנו את המגנטיזציה גם בטמפרטורה יורדת בנוכחות אותו שדה (field cooling). הטמפרטורה שבה שתי העקומות מגיעות לאפס (או לערך קבוע קרוב לאפס) היא הטמפרטורה הקריטית (איור 5-II).



LSCO3 איור 100 Oe: מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה חיצוני קבוע (100 Oe) בדגם (ריבועים שחורים) כאשר המדידה נעשתה בפרוצדורת ZFC ו FC (מצוין באיור). הטמפרטורה בה שני הקווים מגיעים לאפס היא הטמפרטורה הקריטית.

את פרמטר האנאיזוטרופיה, הקשור ליחס בין המסות האפקטיביות: את פרמטר האנאיזוטרופיה, הקשור ליחס בין המסות האפקטיביות:  $\gamma = \sqrt{m_c / m_{ab}}$  (transverse measurements). לפי Kogan *et al.* לפי (transverse measurements) הרוחבית בזווית היא:

$$\varepsilon(\theta_{H}) = (\sin^{2}\theta_{H} + \gamma^{2}\cos^{2}\theta_{H})^{0.5} , M_{T} = \frac{C_{1}\sin(2\theta_{H})}{\varepsilon(\theta_{H})}\ln(\frac{C_{2}}{\varepsilon(\theta_{H})})$$
(1.II)

כאשר  $\theta_{H}$  היא הזווית בין השדה החיצוני למישור *ab*,  $c_{2}$ ,  $c_{1}$  ו  $\gamma$  הם פרמטרי ההתאמה שאינם תלויים בשדה, ומכאן ניתן לקבל את פרמטר האנאיזוטרופיה. איור (6-II) מראה את עקומות המגנטיזציה הרוחבית של שניים מהדגמים המופעים בטבלה (LSCO1 ו LSCO1), כאשר הקווים המלאים הם ההתאמה התיאורטית שממנה הוצאנו את  $\gamma$ . ערכי האנאיזוטרופיה קרובים לערכים המדווחים בספרות [55, 54] וגם לפי התוצאות שלנו האנאיזוטרופיה יורדת עם הגדלת x. בפרק III נציג מדידות מגנטיות אחרות שמהם ניתן להוציא פרמטר האנאיזוטרופיה כאשר פרמטר זה הוא הפרמטר החופשי היחיד [16, 56]. המדידות שנעשו בדגם LSCO3 נותנת תוצאות דומות לאנאיזוטרופיה שקיבלנו כאן. נציין שבעבודה זו רוב המדידות נעשו בדגם דגם LSCO3 שהוא בעל ה *T<sub>c</sub>* הגבוה ביותר.



**איור 16-II** מגנטיזציה רוחבית כפונקציה של זווית השדה החיצוני (30 kOe) בדגמים LSCO1 (עיגולים אדומים). הקו השחור והקו האדום הם קוי ההתאמה לפי (ריבועים שחורים) ו LSCO4 (עיגולים אדומים). הקו השחור והקו האדום הם קוי ההתאמה לימשוואה 1.II שמהם הוצאנו את ערך האנאיזוטרופיה.

# III. שיא אנומלי בלולאות המגנטיזציה בשדות הנטויים למישורי *ab*

#### 1.III הקדמה

מחקרים ניסיוניים [24-28, 44-46, 57-62] ותיאורטיים [16, 20-23, 31, 56 63-65] רבים עוסקים באנאיזוטרופיה המגנטית של מוליכי על בטמפרטורות גבוהות. מחקרים אלו מציגים מגוון של תופעות חדשות שלא ניתן לשייך אותן רק לאנאיזוטרופיה של המסה האפקטיבית של האלקטרונים. לדוגמא, מגוון פאזות חדשות של מערך הפלקסונים נחזו באופן תיאורטי [20-23, 31, 63-65] ונצפו באופן ניסיוני [24-28, 60, 62] כאשר כיוון השדה המגנטי סוטה מהצירים הראשיים של הגביש. מצבים אלו כוללים את מצב 'הפלקסונים השבורים' (kinked vortex state), שבו קטעים של פלקסוני ג'וזפסון מחוברים על ידי פלקסוני אבריקוסוב (pancake vortices) [20], ואת מצב ה"שריגים החוצים" c בו שריג של פלקסוני אבריקוסוב בכוון ציר (crossing lattices) (cossing lattices) נחצה על ידי שריג של פלקסוני ג'וזפסון בכוון *ab.* האינטראקציות בין שני השריגים יוצרות מצבי פלקסונים חדשים כמו מצב השרשרת (chain state) ומצב שריג-שרשרת מעורב (mixed chain lattice state) [21, 22, 24]. תופעה מגנטית ייחודית נוספת בשדות נטויים היא תופעת ה"lock-in" [31] אשר נצפתה כאשר שדה חיצוני קטן מופעל בזוית קטנה  $\theta_H$  למישורי *ab.* במצב זה קיימת זווית סופית ווי השטף לכודים בין השכבות בכוון  $\partial_{\theta} < \theta_{H}$  קווי השטף לכודים בין השכבות בכוון  $\partial_{\theta}$ נחזתה באופן תיאורטי [20, 31] ונצפתה בכמה ניסויים [19, 66-68]. שדות מגנטיים נטויים לצירי הגביש גם מהווים מקור ללולאות מגנטיזציה ייחודיות [44, 46, 49, 62]. למשל, לולאות מגנטיזציה בעלות מספר שיאים נמדדו לאחרונה

בדגמי  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  שיאים אלו יוחסו למעבר פאזה בחומר הפלקסונים. המורכב משריג אבריקוסוב ושריג ג'וזפסון (crossing lattices) [46, 44]. באופן (46, 44]. בשריג אבריקוסוב ושריג ג'וזפסון (Additional Magnetization Peak, AMP) הממוקם בין דומה, שיא מגנטיזציה נוסף (192.  $XSr_xCuO_4$  השיא הראשון והשני, נצפה בגבישי AMP שויך ללכידה השטף במקביל למישורי *ab* בשדות נמוכים, ולסיבוב AMP שויך לכידה החיצוני בשדות גבוהים יותר [49].

בפרק זה אנו בוחנים את תופעת השיא הנוסף בדגם LSCO3 (x = 0.15), וחוקרים בפירוט את היחס בינו לבין לכידת השטף בין השכבות והסיבוב של השטף. המחקר שלנו מראה שלקיחה בחשבון של הלכידה וסיבוב השטף בלבד אינם יכולים להסביר את התוצאות הניסיוניות, ויש צורך להתחשב גם בנטייה של מישור הזרימה הקשור לסיבוב השטף המגנטי. תחרות בין עליית הזרם על מישור הזרימה הקשור לסיבוב השטף המגנטי. תחרות בין עליית הזרם יוצאה מהסיבוב של מישור הזרימה לבין ירידת הזרם כתוצאה מעליית השדה, יוצרת את השיא הנוסף. בפרק זה נבחן באופן נרחב את המתאם בין סיבוב השטף לבין שיא המגנטיזציה הנוסף כפונקציה של זווית, טמפרטורה וזמן. פרק

#### 2.III תיאור הניסוי

דגם בצורת תיבה בעלת ממדים 20.072  $\times 0.072 \times 0.072 \times 0.073$  באנס 0.193 א בצורת תיבה בעלת ממדים 2-II מגביש 2-II (גראה געכין גראה געכין גראה געסין געטין געטין געסין געטין געסין געטין גע

 $\vec{M}$  רכיבי המגנטיזציה מאפשרים לנו לקבוע את הגודל והכוון של הוקטורים  $\vec{M}$  ו  $\vec{B}$ . הצגה סכמאתית של השדה החיצוני  $\vec{H}$  ושל האינדוקציה המגנטית  $\vec{B}$ מוצגת באיור מספר 1-III.



איור  $\vec{B}$  הצגה סכמאתית של השדה מגנטי החיצוני  $\vec{H}$  ושל השטף המגנטי ביחס לצירים הקריסטלוגרפיים של הדגם.

המדידות נעשו אחרי קירור של הדגם עד לטמפרטורה הרצויה בלי שדה חיצוני (ZFC). השדה החיצוני הועלה מ 0 ל 50 kOe וחזרה בצעדים של 500 Oe מדידות רלקסציה מגנטית נעשו באופן הבא: נלקחו 30 מדידות מגנטיזציה עוקבות כאשר מרווח הזמן בין כל שתי מדידות הוא 60 שניות בשדות מגנטיים קבועים ושונים אחרי פרוצדורת ZFC.

#### 3.III תוצאות ניסיוניות

איור 2-III מציג עקומות מגנטיזציה שנמדדו ב 20 C כאשר השדה מופעל 20 K בכוון צירים ראשיים ובסטייה מצירים אלו, וממחיש את ההבדל הייחודי ביניהם. בכוון צירים ראשיים ובסטייה מצירים אלו, וממחיש את ההבדל הייחודי ביניהם. עקומות המגנטיזציה המוצגות באיור 2-III(א) נמדדו כאשר השדה החיצוני בכוון ציר c (עיגולים שחורים) ובכוון b (משולשים אדומים) [71]. בעקומת המגנטיזציה שבה c (עיגולים שחורים) ובכוון d (משולשים אדומים) (c (עיגולים שחורים) בייר d (משולשים אדומים) (c (עיגולים שחורים) בייר d (משולשים אדומים) (c (עיגולים שחורים) המגנטיזציה את שיאי המגנטיזציה הקונבנציונאליים המגנטיזציה שבה f (השיא הראשון והשני). בעקומת המגנטיזציה אשר בה d (השיא הראשון והשני). בעקומת המגנטיזציה אשר בה d (השיא הראשון כאשר השיה) (c כחום המגנטיזציה אשר בה d (חשיא הראשון כאשר השיה המגנטיזציה המגנטיזציה המניע בתחום השדות f (c כחום השיח רק את השיא הראשון כאשר השיה המגנטיזציה מתקבלות כאשר השדה סוטה מהצירים הראשיים. במקרה זה, כתוצאה מהאנאיזוטרופיה,  $\bar{M}$  לא בהכרח מקביל ל  $\bar{H}$  וצריך למדוד את שני רכיבי המגנטיזציה (M ( $R_{1}$  ( $R_{1}$  )) על מנת לקבוע את  $\bar{M}$ .



איור 2.111 (א) עקומת מגנטיזציה שנמדדה ב K במדה מקביל לציר (עיגולים שחורים) (א) איור 2.111 (א) עקומת מגנטיזציה שנמדדה ב  $M_L$  ומקביל ל  $b_{\ell_L}$  (משולשים אדומים). (ב) גרף חצי לוגריתמי של הגודל של  $M_{\tau}$  הרכיב  $M_{\tau}$  והרכיב  $b_{\ell_{\ell}} = 17^0$  והרכים אוד ב 20 K שנמדדו ב 20 K

איור 2-III איור (ב) הוא תרשים חצי לוגריתמי של שני רכיבי המגנטיזציה M ביחד עם 2-III איור 2(ב) הוא תרשים חצי לוגריתמי של שני רכיבי המגנטיזציה ל $\vec{H} = 17^0$  שנמדדו בזוית  $|\vec{H}|$  המגנטיזציה הרגילים (ראשון ושני), המאפיינים את עקומת המגנטיזציה ל $\vec{H} = c$  מופיע שיא נוסף ב M בין השיא הראשון ותחילת השיא השני. נציין שרכיב

המגנטיזציה הרוחבי ( $M_7$ ) הוא משמעותי באזור של השיא הנוסף והוא משקף סטייה גדולה של  $\overline{M}$  מהכוון של  $\overline{H}$ . מחוץ לתחום זה  $M_7$  מתקרב ל 0 ו  $\overline{M}$ כמעט מקביל  $\overline{H}$ . עובדה מעניינת נוספת היא שבענף היורד של לולאת המגנטיזציה נמדדו ערכים נמוכים יותר של  $M_7$  הגורמים להופעת שיא נוסף מאד שטחי שכמעט לא ניתן להבחין בו (ראה איור 3-11).



*א*יור *B*<sub>*H*</sub> = 0.5<sup>0</sup> עקומת מגנטיזציה שנמדדה ב 20 K בשדות הנטויים בזוית  $\theta_{H}$  = 0.5<sup>0</sup> המראה שיא מגנטיזציה בענף היורד.



איור 20K הגודל של וקטור המגנטיזציה כפונקציה של שדה הנמדד ב 20K בשדות המופעלים **4-III** (משולשים מלאים), בזויות שונות  $\theta_H$  . השדות האופייניים מסומנים: שדה ההתחלה של AMP (משולשים מלאים), AMP (ריבועים מלאים), שדה ההתחלה של ה SMP (משולשים ריקים), השבר (עיגולים ריקים) וה SMP (ריבועים ריקים).
איור 4-III מראה את הגודל של וקטור המגנטיזציה כפונקציה של שדה AMP לשדות המופעלים בזויות נטייה שונות (heta). ניתן לראות שככל שheta גדל, ה מועתק לשדות נמוכים. כאשר heta קרוב ל 35<sup>0</sup> ה AMP מתאחד עם שיא המגנטיזציה הראשון. התלות בטמפרטורה של ה AMP מובאת באיור 5-III, אשר המגנטיזציה הראשון. התלות בטמפרטורה של ה AMP מובאת באיור 5-III, אשר מראה את ה AMP בזוית נטייה קבועה  $heta = 12^0$  לטמפרטורות שונות. ניתן לראות שעם עלית הטמפרטורה ה AMP מועתק באופן מונוטוני לשדות נמוכים יותר וגובהו קטן.



איור AMP בזוית נטייה קבועה  $heta_{H}=12^{0}$ , שנמדד בטמפרטורות שונות. החצים מסמנים AMP **:5-III** איור איור באיז התחלת ה

ה AMP מופיע באזור הלא הדיר של לולאת המגנטיזציה ולכן צפוי שיהיה תלוי בזמן. איור 6-III מראה עקומות של *M* כפונקציה של *H* הנמדדות באופן הבא: לאחר פרוצדורת ZFC והגעה לטמפרטורה של S = *T*, השדה הועלה לערך הרצוי. בכל צעד כזה, התלות של המגנטיזציה בזמן נמדדה במשך 40 דקות. הקו המלא באיור 6-III מחבר בין הנקודות שנמדדו בזמן הקצר ביותר (30 שניות) וכן בין הנקודות שנמדדו בזמן הארוך ביותר (40 דקות). האיור מראה שה AMP וכן שדה ההתחלה שלו (איור פנימי ב 6-III) זו באיטיות עם הזמן לכוון שדות נמוכים יותר.



איור AMP: התלות בזמן של ה AMP: שדה התחלת ה AMP והשדה של השיא עצמו זזים עם הזמן לשדות נמוכים יותר.

המדידות של רכיבי וקטור המגנטיזציה  $\overline{M}$  מאפשרות קביעה של וקטור המדידוקציה המגנטית  $\overline{B}$  לפי המשוואה  $\overline{H} + \overline{H} = 4\pi \overline{M} + \overline{H}$  איור 7.(א) האינדוקציה המגנטית  $\overline{B}$  לפי המשוואה  $\overline{B}$  ב 20 K ב 20 K, כפונקציה של שדה חיצוני מראה את הזווית  $\theta_{\theta}$ , בין  $\overline{B}$  ומישור ab, ב 20 K, כפונקציה של שדה חיצוני המושרה בזויות  $\theta_{\theta}$ , בין  $\overline{B}$  ומישור למ, ב 20 K מקבית המושרה בזויות  $\theta_{H}$  שונות. נקודות המדידה בתחום השדות הנמוכים מלמדות על המושרה בזויות  $\theta_{H}$  שונות. נקודות המדידה בתחום השדות הנמוכים מלמדות על המושרה בזויות  $\theta_{H}$  שונות. נקודות המדידה בתחום הזויות לתחום הזויות לוחשרה בזויות של מקביל למישור  $\theta_{H}$  <br/>כידת השטף בכוון השכבות: לתחום הזויות לוחשר זה. עם עליית השדה למישור למישור למ, כלומר השטף המגנטי נלכד בכיוון מישור זה. עם עליית השדה החיצוני השטף המגנטי לעוזב' את מישור למ ומסתובב לכוון  $\overline{H}$ . מאיור 7.(א) החיצוני השטף המגנטי לעוזב' את מישור למ ומסתובב לכוון  $\overline{H}$ . מאיור 7.(א) ניתן גם ללמוד שהסיבוב מתחיל בשדות נמוכים יותר ככל ש  $\theta_{\theta}$  גדל. עבור  $\theta_{\mu}$  ניתן גם ללמוד שהסיבוב מתחיל בשדות נמוכים יותר ככל ש השטף נצפה עד זווית  $\mu^{0}$  בקירוב.



*,ab* למישור *B* הצגה של לכידה בכוון המישור וסיבוב של השטף: (א) זווית  $\theta_{\theta}$ , בין למישור *B* למישור *B* שנמד ב-7-III שנמדד ב-7-III שנמד ב-7-III שנמדד ב-7-III שנמד -7-III שנמדד ב-7-III שנמדד ב-7-I



.*ab* הנמדד ב  $0.5^0$  ביחס למישור *B* איור **1III** חצי לולאה של  $\theta_B$  כנגד *H* הנמדד ב 20 K בשדות הנטויים ב **8-III** ביחס למישור *b* בענף היורד בענף העולה, השטף חודר במקביל למישור *ab* ומסתובב לעבר כוון השדה החיצוני. בענף היורד השטף המגנטי מסתובב באופן חלקי לכוון *ab*.

תופעת לכידת השטף בכוון המישור ('lock-in') [91, 20, 31, 20, 31] מוצגת באופן אחר באיור 7-III באופן אחר באיור של  $\theta_H$  לשדות שונים. ניתן לראות שלשדה 90  $\Theta_B = 0$ , H = 500 Oe עד לזווית 8°  $\theta_H \approx 8^0$ . ככל שהשדה גדל ו/או  $\theta_H = 500$  אדל מעבר ל  $\bar{B}$ , 11<sup>0</sup> מסתובב לכוון  $\bar{H}$ .

בשדה יורד גם רואים סיבוב שטף בחזרה לעבר מישור *ab*, אך השטף בשדה יורד גם רואים סיבוב שטף בחזרה לעבר מישור  $0^0$  שבה הוא מקביל למישור. איור 8-III אינו מגיע לזווית  $0^0$  שבה הוא מקביל למישור. איור H הנמדד ב H הנמדד ב  $\theta_{\mathcal{B}}$ 

העולה השטף חודר בקביל למישור *ab* ומסתובב לעבר כוון השדה החיצוני. בענף היורד השטף מסתובב לכוון מישור *ab* אך בשדה 0 הוא מגיע רק לזווית 0.25.



H כנגד  $\theta_B$  התלות בטמפרטורה של תופעת סיבוב השטף המוצגת במדידות של **9-111 איור 9-111** בטמפרטורות שונות, לשדות המופעלים בזוית נטויה קבועה של 12<sup>0</sup>.

התלות בטמפרטורה של תופעת סיבוב השטף מוצגת באיור 9-III, המציג  $\theta_H = 12^0$  את  $\theta_B$  כנגד H בטמפרטורות שונות לשדה המושרה בזוית קבוע  $\theta_B$ . איור 9-III כוגד חושף התנהגות הדומה להתנהגות של ה AMP (ראה איור 5-III), כלומר עם עליית הטמפרטורה סיבוב השטף מתחיל בשדות נמוכים יותר.

זחילת השטף המגנטי כתוצאה מאקטיבציה תרמית, משפיעה גם היא על סיבוב השטף. לשדה חיצוני קבוע המושרה בזוית קבוע,  $\vec{B}$  מסתובב עם הזמן סיבוב השטף. לשדה חיצוני קבוע המושרה בזוית קבוע, לשדה חיצוני קבוע הזו מוצגת באיור 10-III, המראה את  $\theta_{\theta}$  כפונקציה של לעבר הכוון של  $\vec{H}$ . תופעה זו מוצגת באיור 10-III, המראה את  $\theta_{\theta}$  כפונקציה של הזמן לשלושה שדות שונים המושרים בזוית  $\theta_{H} = 10^{0}$ . איור 10-III מראה עליה הזמן לשלושה שדות שונים המושרים בזוית המשינת שינוי הכוון של השטף  $\vec{B}$  לעבר הכוון של  $\vec{H}$ .



 $\theta_{H} = 10^{0}$  רלקסציה בזמן של הזוית  $\theta_{B}$  לשלוש שדות שונים המופעלים בזוית **10-III איור 10-III** איור

### דיון 4.III

התוצאות הניסיוניות המתוארות בסעיף הקודם מצביעות על יחסים קרובים בין שיא המגנטיזציה הנוסף לבין סיבוב השטף המגנטי ממישור *ab* לכוון השדה החיצוני עם עליית השדה. הקורלציה בין שתי התופעות באות לידי ביטוי השדה החיצוני עם עליית השדה. הקורלציה בין שתי התופעות באות לידי ביטוי בתלות שלהם בשדה, בזווית הנטייה ובטמפרטורה. איור 11-III מראה את בתלות שלהם בשדה, בזווית הנטייה ובטמפרטורה. איור 11-III מראה את התלות בשדה של *M* ו  $\theta_B$  כאשר שניהם נמדדו בשדה הנטוי בזוית  $\theta_H = 3^0$  ניתן לראות בבירור שההתחלה של ה AMP והתחלת הסטייה של  $\overline{B}$  ממישור *ab* מתרחשות באותו שדה (OP 00 ~).



 $\theta_{H} = \mu e_{B}$  השוואה בין התלות בשדה של *M* ושל  $\theta_{\theta}$ , ששניהם נמדדו בשדה הנטוי בזוית **11-III:** השיות השוואה בין התלות בשדה של *M*.  $^{30}$ . החצים מציינים את ההתחלה של סיבוב השטף ואת ההתחלה של ה



(משולשים) איור 12-III שדה ההתחלה של ה AMP (עיגולים) ושל תחילת סיבוב השטף (משולשים) איור 12-III שדה המתחלה של ה AMP מצוין בריבועים.  $\theta_{H}$ . שדה המקסימום של ה

איור 12-III משווה בין שדה ההתחלה של ה AMP (עיגולים) ושדה ההתחלה של סיבוב השטף (משולשים) לזוויות  $heta_{H}$  שונות, וניתן לראות שהם בעלי תלות זוויתית דומה עד לזווית  $extsfill heta_{H} = 11^{0}$  שיא המגנטיזציה מופיע בעדות הרבה יותר גבוהים שבהם כיוון השטף כמעט מקביל לכיוון של  $ilde{H}$ . נציין שגם זווית הסיבוב של השטף וגם ה AMP קטנים ככל שהזווית  $heta_{H}$  גדלה [ראה איורים AMP ו FIII (א)]. בנוסף, בענף של השדה היורד רואים רק AMP שטוח (ראה איור 3-III), תוצאה המתאימה לסיבוב חלקי בלבד של השטף לכיוון מישור *ab* בשדה יורד (ראה איור 8-III). הקורלציה בין סיבוב השטף לבין ה AMP באה לידי ביטוי גם בתלות שלהם בטמפרטורה. איור 13-III מראה שבתחום הטמפרטורה K לידי ביטוי גם בתלות שלהם בטמפרטורה. איור 13-III מראה שבתחום הטמפרטורה K ו- 5 שדה התחלת ה AMP (עיגולים) והשדה השייך לתחילת סיבוב השטף (משולשים) קרובים ושניהם מראים תזוזה לעבר שדות נמוכים יותר סיבוב השטף (משולשים) קרובים ושניהם מראים תזוזה לעבר שדות נמוכים יותר עם עליית הטמפרטורה. שדה השיא מופיע בשדות גבוהים בהרבה ומראה התנהגות אנומלית באזור S לג אנומליה זו קשורה למעבר 3D – 2D והיא נידונה בפרק IV.



איור השלות בטמפרטורה של שדה התחלת ה AMP (עיגולים), השדה השיי לתחילת איור **13-III:** התלות בטמפרטורה של שדה התחלת ה סיבוב השטף (משולשים), ושדה המקסימום של ה AMP (ריבועים), הנמדד בשדה הנטוי בזוית  $\theta_{\rm H}=12^0$ .

לסיבוב השטף, נזכיר ששתי התופעות AMP לסיבוב השטף, נזכיר ששתי התופעות קשורות לאנאיזוטרופיה של הגביש. על מנת למצוא את יחס האנאיזוטרופיה קשורות לאנאיזוטרופיה של הגביש. על מנת למצוא את יחס האנאיזוטרופיה  $\gamma = \sqrt{m_c / m_{ab}}$ 

:ליחס של רכיבי הווקטור  $M_{T}, \vec{M}$  ו $M_{T},$  כפונקציה של הזווית

$$\cdot \frac{M_{T}}{M_{L}} = (\gamma^{2} - 1) \frac{\sin \theta_{H} \cos \theta_{H}}{\cos^{2} \theta_{H} + \gamma^{2} \sin^{2} \theta_{H}}$$
(1.III)

ווסחה זו הופעלה באופן מוצלח במדידות של גבישי Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>y</sub> ננסחה זו הופעלה באופן מוצלח במדידות של גבישי YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-8</sub> YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-8</sub>  $M_L$  ונתנה יחסי אנאיזוטרופיה המתאימים לערכים שהתקבלו בשיטות YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-8</sub>  $M_L$  ו $M_T$  אחרות [59]. מכיוון שמשוואה 1.III תקיפה רק באזור ההדיר, מדדנו את 30 גבוה של 30 בדגם LSCO בטמפרטורה הקרובה ל $\theta_T$  (T = 36 K) ( $T_c = 36$  K) כנגד  $H_T$  כנגד  $H_T$  כנגד  $M_T$  /  $M_L$  כפונקציה של זווית  $H_T$ . התוצאות הניסיוניות של היחס kOe, כפונקציה של 30, וותנת (קו מלא) המבוססת על משוואה 1.III, מוצגות (עיגולים) וההתאמה התיאורטית (קו מלא) המבוססת על משוואה 1.III, מוצגות באיור 1.III הווא 2000, כפונקציה המתאמה המצוינת (כאשר פרמטר ההתאמה היחיד הוא  $\gamma$ ) נותנת (עיגולים) והסתאמה המצוינת (כאשר פרמטר ההתאמה היחיד הוא  $\gamma$ ) נותנת (סptimally doped).



(קו מלא) איור וההתאמה התיאורטית (קו מלא)  $\theta_H$  כנגד  $M_{T}/M_L$  כנגד 14-III היחס הנמדד 14-III המבוססת על משוואה 1.III, נותנת אנאיזוטרופיה של 17.3 -  $\gamma$ 

ערך דומה ליחס האנאיזוטרופיה התקבל מהפעלת חוק ההתאמה (scaling law) של scaling law] [16] Blatter *et al.* של האנאיזוטרופית (scaling law) ותלת ממדית של גינזבורג-לנדאו, הנותן את התלות הזוויתית של האפיינים (*H*<sub>f</sub>) בעקומת המגנטיזציה:

$$H_f(\theta_H) = H_f(0)(\sin^2 \theta_H + \gamma^{-2} \cos^2 \theta_H)^{-0.5}$$
(2.III)

משוואה (2.III) מבוססת על ההנחה שההבדל בין הכוון של  $\vec{B}$  ו  $\vec{H}$  הוא זניח, 2.III) ולכן ניתן להשתמש בה רק בתחום שדות גבוה, הרבה מעל ה משוואה (2) לשדה השבר בעקומת המגנטיזציה של השיא השני (kink), כיוון שהואה (2) לשדה היטב [ראה איור 2.III].



איור 15-III: השדה של השבר (kink) בלולאת המגנטיזציה כפונקציה של זווית (ריבועים), ביחד עם ההתאמה התיאורטית (קו מלא) המבוסס על משוואה 2.III. הקו השבור מראה ניסיון התאמה לא מוצלח להפעיל את אותה משוואה על שדה AMP (עיגולים).

איור 15-III מראה את השדה הנמדד של השבר בעקומה כפונקציה של זווית (ריבועים) ביחד עם קו ההתאמה התיאורטי (קו מלא) המבוסס על משוואה (2.III). לפי התאמה זו, יחס האנאיזוטרופיה 16.1 =  $\gamma$  קרוב מאד לתוצאה הקודמת. לעומת זאת, בניסיון ליישם חוק התאמה זה (scaling law) לשדה ה AMP (עיגולים) מתקבלת התאמה הרבה פחות מוצלחת, כמו שמוצג באיור III-11. ההתאמה הטובה ביותר ל AMP (קו שבור) נותנת יחס אנאיזוטרופי של 9.6, בעל שונות גדולה ביחס לערכים של  $\gamma$  שהתקבלו לדגמי LSCO בהתאמות הקודמות. לסיכום, האנאיזוטרופיה של דגם LSCO הנמדד הוא 17 בקירוב. חוק התאמה לשלושה ממדים (3D scaling law) יכול להיות מיושם על מנת לחזות את ההתנהגות האנאיזוטרופית של מספר אפיינים מגנטיים (כלומר, שדה השבר ושדה ההתחלה של השיא השני). לעומת זאת, ברור שחוק ההתאמה אינו יכול לחזות את הופעת שיא המגנטיזציה הנוסף בשדות נטויים, וכן לא את תופעת סיבוב השטף המגנטי.

היחס בין לכידת השטף והסיבוב שלו לבין שיא המגנטיזציה הנוסף נידון לראשונה על ידי Bugoslavsky *et al.* הם שייכו את העלייה במגנטיזציה לאיחור של כניסת שטף בכוון *c* כתוצאה מלכידת השטף במישור *ab,* והירידה במגנטיזציה נגרמת כתוצאה מחדירת שטף בכוון ציר c המלווה בסיבוב של לכידת Bugoslavsky *et al.* השטף לכוון השדה החיצוני. להלן נראה שבניגוד ל השטף והסיבוב לבדם אינם יכולים לתת הסבר מלא לתוצאות הניסיוניות, וחייבים לקחת בחשבון את הנטייה של מישור הזרימה (התלוי בסיבוב השטף המגנטי) אשר גורמת לעלייה בזרם. על מנת להציג את הטיעון שלנו חישבנו בשני אופנים את  $M_T$  ואת  $M_L$  כנגד H, בהנחה שלכידת השטף וסיבובו הם הגורמים להיווצרות ה AMP. בדרך הראשונה לא לקחנו בחשבון את התגברות הזרם כתוצאה מסיבוב מישור הזרימה ובדרך החישוב השנייה התחשבנו בגורם זה. השוואה של הקווים המחושבים לתוצאות הניסיוניות מראה שצריך לקחת בחשבון את סיבוב מישור הזרימה. הקווים השבורים באיור 16-III(א) ובאיור III 16(ב) מראים את העקומות המחושבות, כאשר לוקחים בחשבון רק את לכידת .ab השטף במישור והסיבוב שלו, לשדות הנטויים בזויות  $11^0$  ו  $ec{H}$  ל  $ec{B}$  העקומות הללו חושבו באופן הבא: התלות בשדה של הזווית בין בשדה M נלקחה מהנתונים הניסיוניים המוצגים באיור 7-III נלקחה מהנתונים הניסיוניים המוצגים באיור ( $\theta_H$  -  $\theta_B$ ) נלקחה מתוך הענף היורד בלולאת המגנטיזציה אשר בו ה AMP וסיבוב שטף הם זניחים. התאמה תיאורטית נותנת  $M \propto H^{0.15}$  בתחום נרחב של זוויות [ראה איור

פנימי באיור 16-III (א)]. הגודל של  $ar{B}$  מחושב מתוך רכיבי  $ar{H}$  ו  $ar{M}$  לאורך כוון $ar{B}$ , כלומר,

$$, B = H\cos(\theta_H - \theta_B) - \mathcal{C}[H\cos(\theta_H - \theta_B)]^{-0.15}$$
(3.III)

 $\bar{M}$  כאשר C הוא פרמטר התאמה. ידיעה של  $\bar{B}$  ו  $\bar{B}$  אמפשרת חישוב של  $\bar{M}$ , העקומות וממילא של  $T_L$  ו  $M_L$  ו  $M_L$  לזווית הנמדדת ( $\theta_H - \theta_B$ ) כפונקציה של H. העקומות המזילא של  $T_L$  ו  $M_L$  ו  $M_L$  חקווים המחושבות [הקווים השבורים באיור 16-III(א), קשה להבחין בינם לקווים המחושבות [הקווים השבורים באיור 18-10(א), קשה להבחין בינם לקווים המלאים] מתאימים מאד לנתונים הניסיוניים של  $M_T$  (עיגולים) כאשר  $C = -\alpha$  (עיגולים) כאשר  $C = -\alpha$  (עיגולים) כאשר  $C = -\alpha$  (עיגולים) מתאימים מאד לנתונים הניסיוניים של  $M_T$  (עיגולים) כאשר  $C = -\alpha$  (שיגום מתאים) מתאימים מאד לנתונים הניסיוניים של  $M_T$  (עיגולים) כאשר  $C = -\alpha$  (שיגום) מתאים מאד לנתונים הניסיוניים של של (עיגולים) המלאים (המלאים) מתאימים מאד לנתונים המחושבים ל $M_L$  (קוים שבורים באיור 10-10(ב)) אינם מתאימים כלל לנתונים הניסיוניים (ריבועים). הקווים המחושבים מראים שיאי מגנטיזציה הרבה יותר קטנים ובשדות נמוכים יותר מאשר שיאי המגנטיזציה שנצפו בניסוי. המסקנה היא שלכידת שטף במישור וסיבוב השטף לא מספיקים על מנת להסביר את ה



איור 16-III נתונים נסיוניים של (א)  $M_{\tau}$  כנגד H (עיגולים), ו (ב)  $M_{L}$  כנגד H (ריבועים) שנמדדו 16-III בשדות הנטויים בזוית  $\theta_{H} = 11^{\circ}$  ו  $\theta_{H} = 11^{\circ}$ . הקו השבור והקו המלא הם התאמות המבוססות על משווא 3.III ומשוואה 4.III, בהתאמה. הקו השבור כמעט ולא ניתן להבחנה מהקו המלא באיור 16-III (א).

התוצאות הניסיוניות מוסברות היטב כאשר לוקחים בחשבון גם את השינוי שחל ב  $ec{M}$  כתוצאה מסיבוב של מישור הזרימה הקשור לסיבוב של השטף המגנטי. האנאיזוטרופיה של המסה האפקטיבית גורמת לכך שלזרמים *יש* מישור זרימה "קל" ומישור זרימה "קשה", מקביל ומאונך למישור *ab*, בהתאמה. השוואה של רוחב לולאות המגנטיזציה באיור 2-III(א) מלמד שזרם הזורם במישור ה"קל" (זרימה במישור *ab*) יוצר מומנט מגנטי גדול יותר מאשר  $heta_{H}$  זרם הזורם במישור ה"קשה" (מאונך למישור ab). לכן, שינוי של  $heta_{B}$  מ  $^{0}$  ל עם עליית השדה שייך גם לשינוי של מישור הזרימה ממישור "קשה" לעבר מישור "קל" ומוביל לעלייה ב M. מצד שני, הזרם (ולכן גם המומנט המגנטי) בדרך כלל יורד עם עליית השדה. התחרות בין שני הגורמים הללו יוצרת שיא בעקומת המגנטיזציה שמזוהה כ AMP. לפי הסבר זה העלייה במגנטיזציה נגרמת Eugoslavsky et al. בעיקר בגלל הסיבוב של השטף, זאת בניגוד להסבר של [49] שלפיו לכידת השטף גורמת לעלייה במגנטיזציה וסיבוב השטף לכוון -III השדה החיצוני דווקא גורם לירידה במגנטיזציה. הקווים המלאים באיורים 16(א) ו 16-III(ב) חושבו באותה דרך שהובילה למשוואה 3.III, אך לקחנו בחשבון את העלייה ברכיב המגנטיזציה המקביל ל  $ilde{B}$  בפקטור של .[16]  $\theta_B$  בגלל הגידול בזרם כתוצאה מהעלייה ב $\varepsilon = \sqrt{(\cos(\theta_B)/\gamma)^2 + \sin^2 \theta_B}$ כלומר, משוואה 3.III הוחלפה ב:

$$.B = H\cos(\theta_H - \theta_B) - \varepsilon C [\varepsilon H\cos(\theta_H - \theta_B)]^{-0.15}$$
4.III

ראוי לציין שבנוסף לתלות של *M* בפקטור  $\varepsilon$ , גם *H* תלוי בפקטור הזה לפי  $\sigma$  ראוי לציין שבנוסף לתלות של *M* בפקטור בפקטור גם באיורים 16.III(א) ו 16.III[(ב)] משוואה 2.III. הקווים המחושבים [קוים מלאים באיורים 2.III] (א) ו 2.III משוואה נותנים התאמה טובה מאד ל*שני* רכיבי *M* שנמדדו בניסוי, קרי  $m_{\tau}$  ו

רק בתחום השדות הנמוך השייך לזוויות  $\mathcal{C} = 1530 ~(G)^{1.15}$  (2.III סטיות קיימת סבירות שחוק ההתאמה השלושה ממדי (משוואה  $\theta_B$  קטנות שבהן קיימת סבירות שחוק ההתאמה חוצים" (crossed lattices) או לא מתאים כתוצאה מהיווצרות של "שריגים חוצים" (crossed lattices) או פלקסונים "שבורים" (kinked" vortices) שבהם מעורבים פלקסוני ג'וזפסון.

לבסוף נציין שאפקטים של לכידה אנאיזוטרופית גם יכולים לתרום להופעה של AMP. בהנחה ששדה חיצוני בכוון *ab* חודר לדגם בצורת פלקסוני ג'וזפסון, כוח הלכידה הפועל על פלקסונים אלו הוא קטן מאד כתוצאה מכך ג'וזפסון, כוח הלכידה הפועל על פלקסונים אלו הוא קטן מאד כתוצאה מכך שלפרמטר הסדר יש ערך סופי גם בליבת בפלקסון (בניגוד לפלקסונים רגילים בהם פרמטר הסדר יש ערך סופי גם בליבת בפלקסון (בניגוד לפלקסונים רגילים המפרמטר הסדר יש ערך סופי גם בליבת בפלקסון (בניגוד לפלקסונים רגילים ממשור *מ*ש לפרמטר הסדר יורד ל 0 בליבה). כאשר השטף המגנטי מסתובב ויוצא ממשור *db* לכוון השדה החיצוני, פלקסונים "שבורים" או "שריגים חוצים" נוצרים, וכוח הלכידה (וכתוצאה מכך גם הזרם הקריטי) גדל כתוצאה מהיווצרות וכוח הלכידה (וכתוצאה מכך גם הזרם הקריטי) גדל כתוצאה מהיווצרות "חביתיות" אבריקוסוב (Abrikosov pancakes). בכל מקרה, פלקסוני ג'וזפסון נוצרים רק בתחום הדו ממדי שבו האינטראקציות בין שכבות Cu-O חלשות והאנאיזוטרופיה גדולה מאד. ל LSCO יש אנאיזוטרופיית ביניים (דוג ג'וזפסון והאפשרות של היווצרות פלקסוני ג'וזפסון נידונה בפרק IV.

#### 5.III סיכום ומסקנות

הראנו שקיימת קורלציה בין שיא המגנטיזציה הנוסף והסיבוב של השטף המגנטי בדגם LSCO3 (optimally doped) בשדות הנטויים לצירי הגביש. בשדות נמוכים וזוויות הקרובות למישור *da* השטף המגנטי נמצא בכוון מישור *da*, שזו למעשה תופעת ה "lock-in" הידועה. עם עליית השדה, השטף מסתובב לעבר כוון השדה החיצוני. בפרק זה הראנו שהלכידה וסיבוב האינדוקציה המגנטית לבדם אינם מספיקים על מנת להסביר את תופעת השיא השני. הראנו שצריך לקחת בחשבון גם את סיבוב של מישור הזרימה לעבר המישור ה"קל" (מישור *d*p הנגרם כתוצאה מסיבוב השטף האינדוקציה המגנטית בדגם, והוא הגורם לעלייה במגנטיזציה. השיא הנוסף נגרם כתוצאה מתחרות בין עליית הזרם הקשורה לסיבוב מישור הזרימה, לבין הירידה בזרם כתוצאה מהעלאת השדה. הקשורה לסיבוב מישור הזרימה, לבין הירידה בזרם כתוצאה מהעלאת השדה. זוויות

## IV. מעבר ממוליך-על דו-ממדי לתלת-ממדי

#### 1.IV הקדמה

קיימים מספר מאפיינים של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות המייחדים אותם ביחס למוליכי-על קונבנציונאליים. אחד המאפיינים הללו הוא המבנה השכבתי שלהם, כלומר, חומרים אלו מורכבים משכבות של Cu-O (שכבה אחת או שתיים לתא יחידה) כאשר תופעת מוליכות-העל נמצאת במישורים אלו. מוליך-על כזה ניתן לתיאור כקבוצה של מוליכי על דו ממדיים המונחים אחד על השני וחוזק הצימוד ביניהם קובע את האנאיזוטרופיה. כאשר הצימוד מספיק חזק, השינויים בפרמטר הסדר לאורך ציר c קטנים ואפשר להתייחס לערך הממוצע שלו. במצב זה מוליך-העל הוא אנאיזוטרופיה היא דרך טנזור המסה הממוצע שלו. במצב זה מוליך-העל הוא אנאיזוטרופיה היא דרך טנזור המסה האפקטיבית [16]. אמנם האנאיזוטרופיה גורמת לכך שגודלו של ערך פיזיקאלי מסויים (כגון k,  $\xi$ , j, שדה מעבר פאזה של חומר הפלקסונים וכו') יהיה תלוי בכיוונו ביחס לצירי הגביש, אך במקרה התלת ממדי ניתן לדעת מהי התלות בזוית של כל ערך פיסיקלי על ידי חוק התאמה פשוט יחסית (scaling law) (scaling law)

כאשר הצימוד בין השכבות חלש יותר, השינויים בפרמטר הסדר לאורך c ציר c נעשים משמעותיים יותר וצריכים להילקח בחשבון. במצב זה (התחום הדו ממדי, 2D) כבר לא ניתן להתחשב רק באנאיזוטרופיה של המסה האפקטיבית ויש צורך בתיאוריה מפורטת יותר. הראשונים שהתייחסו למצב זה מבחינה ויש צורך בתיאוריה מפורטת יותר. הראשונים שהתייחסו למצב זה מבחינה תיאורטית הם Lowrence ו 17] אשר התאימו את פונקציונאל גינזבורג-לנדאו למערכת של מוליכי על דו ממדיים המונחים אחד על השני. במצב זה הפונקציונאל גינזבורג לפתאורטית הם המוליכי על דו ממדיים המונחים אחד על השני. במצב זה הפונקציונאל גינזבורג לנדאו למערכת של מוליכי על דו ממדיים המונחים אחד על השני. במצב זה הפונקציונאל חמריה מונחים אחד על השני. במצב היש לנדאו הפונקציונאל רציף בכוון אור דיסקרטי בכוון ציר c כך שלכל שכבה יש

באופן תיאורטי שבתחום הדו ממדי השדה הקריטי העליון (*H<sub>c2</sub>*) הולך לאינסוף (בתנאים אידיאליים), ומכאן קבעו שהקריטריון לממדיות של מוליך העל הוא:

לתחום הדו ממדי  $\xi_c(T) < d \ / \sqrt{2}$  1.IV $\xi_c(T) > d \ / \sqrt{2}$ 

כאשר  $\zeta_c$  הוא אורך הקוהרנטיות בכוון ציר *T*,*c* טמפרטורה ו *b* הוא המרחק בין השכבות.

מחקרים תיאורטיים

הפלקסונים חודרים לדגם בין השכבות בכיוון *ab* ולא בכוון השדה כתוצאה מהלכידה הפנימית [20, 30, 31]. את תופעת הלכידה הפנימית ניתן גם לראות במדידות הולכה, על ידי הזרמת זרם במקביל למישור *ab* ובמאונך לפלקסוני ג'וזפסון. זרם זה מפעיל כוח לורנץ על הפלקסונים במאונך לשכבות אך הלכידה הפנימית מונעת מהם לזוז, דבר המתבטא בהתנגדות אפסית [68]. רק כאשר הזרם מספיק חזק, כוח לורנץ מתגבר על הלכידה הפנימית ופלקסונים נעים בכוון ציר *c* ויוצרים התנגדות.

מעל שדה קריטי *H* וזווית קריטית  $\theta$  תופעת ה"lock-in" נשברת והאינדוקציה המגנטית בדגם יוצאת מהשכבות לכוון השדה החיצוני. במצב זה הפלקסון הוא בצורת מדרגות (kinked vortex) כאשר המקטעים המקבילים לשכבות הם פלקסוני ג'וזפסון והמקטעים המאונכים הם "חביתיות" אבריקוסוב לשכבות הם פלקסוני ג'וזפסון והמקטעים המאונכים הם "חביתיות" אבריקוסום (20]. אפשרות נוספת היא היווצרות של שתי מערכות פלקסונים החוצות זו את זו (20]. אפשרות נוספת היא היווצרות של שתי מערכות פלקסונים החוצות זו את זו את זו את זו את זו פלסוני ג'וזפסון והמקטעים המאונכים הם הביתיות" אבריקוסום (20]. אפשרות נוספת היא היווצרות של שתי מערכות פלקסונים החוצות זו את זו את זו פרסום. אפרות נוספת היא היווצרות של שתי מערכות פלקסונים החוצות זו את זו את זו מסום המסונים החוצות זו את זו ג'וזפסון במקביל למישור אבריקוסום אבריקוסום בכוון ציר *ז*. האינטראקציה בין שתי המערכות יוצרת מגוון מצבי פלקסונים חדשים, למשל "מצב השרשרת" אשר בו פלקסוני אבריקוסום מסודרים בשורות לאורך פלקסוני ג'וזפסון [21-23]. מצב ה"שריגים החוצים" מסודרים בשורות לאורך פלקסוני ג'וזפסון (21-23]. מצב השריגים החוצים נצפה במגוון רחב של טכניקות מדידה (21-23]. מצב ה"שריגים החוצים]

המעבר בין שני תחומי הממדיות היווה נושא של מספר עבודות מחקר המעבר בין שני תחומי הממדיות היווה נושא של מספר עבודות מחקר [17, 18, 58, 56, 67, 67, 58]. לפי משוואה 1.IV המעבר צריך לקרות כאשר משנים את גודלו של  $\xi_c$  מערך הנמוך מ $\sqrt{2}/\sqrt{2}$  לערך הגבוה ממנו. לשם כך נדרשת יכולת שליטה על הגודל של אורך הקוהרנטיות. דרך אחת לעשות זאת היא על ידי יצירת דגם מוליך-על עם שכבתיות "מלאכותית", כלומר הצמדה של היא על ידי מוליכי על דקים כאשר בין כל שתי שכבות מפריד חומר אחר (שאינו

מוליך-על או עם מוליכות-על קטנה יותר) [83, 84]. ניתן לשלוט על המרחק בין השכבות *b* על ידי שינוי של עובי השכבות המפרידות. דרך נוספת היא על ידי הכנה של מספר גבישים מאותו סוג אך בעלי כמות זיהומים שונה, אשר משפיע על ערך האנאיזוטרופיה של הגביש וממילא על *5* [85]. הבעיה בשיטות אלו שההשוואה היא בין דגמים שונים ויכולים להיות גורמים נוספים (מלבד מעבר הממדיות) שיגרמו לשוני בין הדגמים.



איור 1-**IV:** התלות של  $\xi_c$  בטמפרטורה (קו שחור).  $d/\sqrt{2}$  (קו אדום) הוא הערך התיאורטי למעבר בין התחום הדו ממדי לתלת ממדי.

דרך אחרת, פשוטה יותר מבחינה ניסויית, אשר נעשית בדגם יחיד, היא שימוש בתלות של  $\zeta_c$  בטמפרטורה [58, 59, 57, 79, 28]. מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות מאופיינים באורך קוהרנטיות קצר ביחס למוליכי-על אחרים, וברוב החומרים (0) $\zeta_c$  קטן יותר מהמרחק בין השכבות *d*. אורך הקוהרנטיות גדל עם הטמפרטורה עד אינסוף (ב  $T_c$ ) ולכן הציפייה היא שהמעבר ישתקף במדידות שונות כפונקציה של טמפרטורה (איור 1/1). כאשר לוקחים בחשבון את התלות של אורך הקוהרנטיות בטמפרטורה  $\xi_c(T) \approx \xi_c(0)(1 - T/T_c)^{-0.5}$ , ניתן להעריך את טמפרטורת המעבר מתוך משוואה 1.IV

$$T^* \approx T_c (1 - 2\xi_c^2(0)/d^2)$$
 2.IV

מספר ניסויים בחומרים שונים ובטכניקות מדידה שונות הצביעו על מעבר הממדיות כתלות בטמפרטורה. מדידות מומנט הפיתול (torque measurements) ושל וקטור המגנטיזציה כפונקציה של זווית הראו התאמה טובה לחיזוי התיאורטי התלת ממדי בטמפרטורות גבוהות (קרוב לטמפרטורה הקריטית), אך נצפתה סטייה מחיזוי זה בטמפרטורות נמוכות יותר [58, 59]. הסטייה הוסברה כתוצאה מהשפעה של תופעות דו ממדיות (כמו "lock-in") והטמפרטורה שבה מתחילה הסטייה נלקחה כטמפרטורת מעבר הממדיות. בנוסף, מדידות של וקטור המגנטיזציה בדגמי YBCO בשדה שיורי (remnant field) כפונקציה של זמן הראו c שהאינדוקציה המגנטית בדגם (הנטויה לצירי הגביש) מסתובבת לכוון ציר בטמפרטורות נמוכות ולכוון ab בטמפרטורות גבוהות יותר [79]. עובדה זו התפרשה גם היא כמעבר ממדיות. כאמור לעיל, מדידות הולכה גם נותנות אינדיקציה לתופעת ה "lock-in" והעלמות של תופעה זו עם עליית הטמפרטורה מתפרשת במספר מחקרים כמעבר ממדיות [68]. שימוש במדידות הולכה נעשה גם על מנת לאתר את השדה הקריטי העליון והתלות שלו בזוית. ניסוי כזה בדגם BSCCO הראה שהתלות בזוית באזור של ab מראה התאמה לחיזוי התיאורטי בתחום הדו ממדי אך בטמפרטורות גבוהות יותר הוא מתאים לתיאוריה של חומר תלת ממדי [82].

למרות הניסיונות המפורטים לעיל, קיימים קשיים ניסיוניים בגילוי תופעת ה lock-in בפרט ומעבר הממדיות בכלל. ראשית, מעבר הממדיות בא לידי ביטוי בעיקר בזויות הקרובות למישור *ab*, כאשר בזוויות גדולות יותר ההבדלים בין תחומי הממדיות השונים מטשטשים [48]. העובדה שברוב הגבישים של מוליכי-העל בטמפרטורות גבוהות הממד בכיוון ציר *c* קטן לפחות בסדר גודל מהממדים בצירים האחרים, גורמת לכך שמדידות מגנטיות במקביל למישור *db* מושפעות מאד מהגיאומטריה של הדגם. למעשה, תוצאות ניסיוניות שדומות לתופעת ה lock-in יכולות להיות תוצאה של הגיאומטריה של הדגם (ראה סקירה מפורטת במקור [19]). שנית, המגנטיזציה בכיוון הקרוב למישור *db* מאד קטנה כתוצאה מהאנאיזוטרופיה של הגבישים וכן בגלל הממד הצר במקביל לציר *c*, ולכן ברוב הגבישים לא ניתן למדוד את המגנטיזציה בכיוון זה. ולבסוף, בגבישים שהם מאד אנאיזוטרופיים טמפרטורת המעבר קרובה מאד לטמפרטורה הקריטית כך שיש צורך בניסוי בעל רגישות מאד גבוהה על מנת למצוא את מעבר הממדיות.

לאור הקשיים הללו, דגמי  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  הם מועמדים טובים למציאת מעבר הממדיות. ראשית, היחס בין הממדים של הדגם הוא לא מוגבל והממד המקביל לציר *c* יכול להיות ארוך יותר מהממדים האחרים של הדגם (בניגוד למוליכי-על אחרים), עובדה המאפשרת הקטנה משמעותית של סטייה כתוצאה מאנאיזוטרופיה גיאומטרית (דמגנטיזציה). עובדה זו גם מאפשרת מדידה של SCO המגנטיות בזויות הקרובות למישור *db*. בנוסף, הערכים הפיסיקאליים של LSCO המגנטיות בזויות הקרובות למישור *db*. בנוסף, הערכים הפיסיקאליים של כאשר מכניסים את המעבר בטמפרטורות סבירות (לא קרוב מידי ל *T*<sub>c</sub>). נותנים סיכוי טוב למציאת המעבר בטמפרטורות סבירות (לא קרוב מידי ל *T*<sub>c</sub>). כאשר מכניסים את הערכים האופייניים ל LSCO למשוואה 2.IV, כלומר כאשר מכניסים את הערכים האופייניים ל LSCO למשוואה 2.IV, כלומר בתחום של א 20 – 10. תופעת ה "lock-in" ומעבר הממדיות נחקרו בדגמי

בפרק זה נציג שיטה חדשה ופשוטה למציאת השדה והזווית הקריטית של תופעת ה lock-in על ידי מדידה של השיא הנוסף (AMP) [50] בעקומת המגנטיזציה של LSCO3 (המוצג בפרק הקודם). בנוסף, נראה שה AMP רגיש לממדיות של הדגם וקיימת עלייה אנומליה בשדה הקריטי *H* בין X בין K ל- 15 K. מדידות אלו מאששות את קיומו של תחום קווזי תלת-ממדי ונראה את ההתאמה שלהם לחיזוי התיאורטי של כל אחד מתחומי הממדיות.

בהמשך הפרק, נציג ניסויים מגנטיים נוספים המראים אנומליה באותו אזור טמפרטורות. ניסויים אלו מוסברים היטב על ידי מעבר הממדיות:

 מדידות וקטוריות של קצב סיבוב האינדוקציה המגנטית עם הזמן כאשר מופעל שדה הנטוי לצירי הגביש. קצב הרלקסציה של הסיבוב מראה שני שיאים המבטאים התחזקות של לכידת הפלקסונים עם הטמפרטורה, כאשר המעבר מתרחש באזור 12 K ~.

- מדידות וקטוריות של האינדוקציה המגנטית השיורית (ללא שדה חיצוני)
   מראות שינוי בכוון הסיבוב של האינדוקציה המגנטית עם עליית
   הטמפרטורה.
- מדידות מגנטיות כפונקציה של שדה כאשר השדה מופעל בכוון מישורי
   גם כאן רואים עלייה אנומלית בין K ל 12 K ל 15, שאותה אנו משייכים *ab* למעבר בין פלקסוני ג'וזפסון לפלקסוני אבריקוסוב.

עיקרי הדברים המובאים בפרק זה סוכמו במספר מאמרים [86-88].

#### 2.IV תיאור הניסויים

המדידות נעשו בדגם LSCO3 (ראה טבלה 2-II) שהוא בעל המגנטיות ו *7<sub>c</sub>* הגבוהים ביותר מבין הדגמים. הזווית של השדה ביחס לצירי הגביש נקבעה על ידי מדידה של שני רכיבי המגנטיזציה בשדה קבוע כפונקציה של זווית בקפיצות של 0.1<sup>0</sup>. הזווית שבה ערך המגנטיזציה של הרכיב המקביל לשדה היא המינימאלית, וערך הרכיב המאונך לשדה מתאפס, נקבעה כזווית שבה השדה מקביל למישור *ab*. כווני הזויות מתוארים באיור 1-III (בפרק הקודם).

ארבעה סוגים של מדידות מגנטיות מוצגות בפרק זה:

- 1. פרוצדורת מדידת מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה: לאחר קירור הדגם בשדה: לאחר מדידת מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה: לאחר קירור הדגם בשדה (Zero Field Cooling, ZFC) 0 בשדה  $0^{0} 5^{0}$ ) ובטמפרטורות של שדה שהועלה מ 0 בקפיצות של O בקפיצות של 2 30 ( $0^{0} 5^{0}$ ) ובטמפרטורות ( $0^{0} 5^{0}$ ) קבועות.
- ZFC אחר מדידת מגנטיזציה וקטורית בשדה קבוע כתלות בזמן: לאחר 2 הועלה השדה ל kOe ונלקחו 30 מדידות של שני רכיבי המגנטיזציה כאשר דקה אחת מפרידה בין מדידה למדידה.

- פרוצדורת מדידת מגנטיזציה שיורית (בלי שדה) כתלות בזמן: לאחר קירור הדגם לטמפרטורה הרצויה בשדה של 500 Oe, שהופעל בזוית לצירי הגביש, השדה הורד לאפס. מדידות של שני רכיבי המגנטיזציה כתלות בזמן נעשו כמו בסעיף 2.
- פרוצדורת מדידת מגנטיזציה כתלות בשדה במקביל למישור *ab*: זווית 0
   נקבעה באופן שהוזכר בתחילת סעיף זה. לאחר ZFC המגנטיזציה של הרכיב המקביל לשדה (הרכיב המאונך הוא אפס) נמדדה כתלות בשדה שהועלה עד 500 KOe

#### 3.IV תוצאות ניסיוניות

בסעיף זה נציג את התוצאות הניסיוניות (וכן תוצאות המחושבות מתוך המדידות כמו θ<sub>B</sub> וקצב הרלקסציה הסיבובית α) שהתקבלו מארבעת הניסויים שפורטו לעיל.

#### ג.א. מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה בזויות וטמפרטורות שונות.

 $M_{ab}$  איור 2-IV מראה עקומות של רכיב המגנטיזציה בכוון המישורים 2-IV כפונקציה של רכיב השדה החיצוני בכוון המישורים,  $H_{ab}$ , כאשר השדה החיצוני כפונקציה של רכיב השדה החיצוני בכוון המישורים,  $H_{ab}$ , כאשר השדה החיצוני מופעל בזויות שונות ובטמפרטורה קבועה T = 10 K את  $M_{ab}$  ניתן לקבל מתוך מדידת שני הרכיבים של  $\bar{M}$  בשדה  $\bar{H}$  שכיוונו ידוע. נציין שבתחום הזויות המידת שני הרכיבים של  $\bar{M}$  בשדה  $\bar{H}$  שכיוונו ידוע. נציין שבתחום הזויות מדידת שני הרכיבים של  $\bar{M}$  בשדה  $\bar{H}$  שכיוונו ידוע. נציין שבתחום הזויות המוצגות בפרק זה ההבדל בין  $M_{ab}$  לבין הרכיב הנמדד  $M_{IH}$  הוא זניח. ניתן המוצגות בפרק זה ההבדל בין  $M_{ab}$  לבין הרכיב הנמדד הוחות  $M_{B}$  אשר המוצגות בפרק זה ההבדל בין  $M_{ab}$  לבין הרכיב הנמדד מנמד מחום הזויות ניתן לקבות שבתחום הזויות שונות המוצגות בפרק זה ההבדל בין המות נופלות על העקומה של ס המוצגות ניתן מתפצלות לראות שבשדות הנמוכים כל העקומות נופלות על העקומה של  $\theta_{B} = 0$ , אשר ממנה. ככל שזווית הנטייה  $H_{b}$  גדולה יותר כך הסטייה מהעקומה הראשית מתנה של  $\theta_{H}$  לזווית  $H_{b}$  של הסטייה נלקח כ

העקומה הנתונה. בשדות גבוהים יותר ניתן לראות את השיא הנוסף (AMP). מדידות דומות נעשו בטמפרטורות שונות (K – 2).



איור 2-12: המגנטיזציה  $M_{ab}$  כפונקציה של שדה  $H_{ab}$  בשבעה זוויות שונות: 0, 0.2<sup>0</sup>, 0.2<sup>0</sup>, 1, 2<sup>0</sup>,  $^{0}$ ,  $^{2}$ ,  $^{0}$ ,  $^{2}$ ,  $^{0}$ ,  $^{2}$ ,  $^{0}$ ,  $^{3}$ ,  $^{0}$  ו  $^{3}$ ,  $^{0}$  ו  $^{4}$ . בשדות נמוכים כל העקומות נופלות על העקומה של 0 מעלות (קו שחור). בשדות גבוהים יותר העקומות מתפצלות מהעקומה הראשית. ככל שהזווית גבוהה יותר ההתפצלות מתרחשת בשדה נמוך יותר.

שוב יורד. האנומליה הזו קיימת בכל הזוויות המוצגות באיור.



איור 10.3° (ריבועים שחורים), איור 3-**IV** כפונקציה של טמפרטורה בשלוש זוויות:  $0.3^{\circ}$  (ריבועים שחורים),  $H^*$  lock-in איור 10 (עיגולים אדומים),  $1^{\circ}$  (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב $^{\circ}$  10.5% (עיגולים אדומים), 10 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב10 (עיגולים אדומים), 10 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב10 (משולשים אדומים), 12 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב10 (משולשים אדומים), 10 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב10 (משולשים אדומים), 12 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות עליה חדה המתחילה ב10 (משולשים אדומים), 12 (משולשים ירוקים). כל העקומות מראות מראות עליה חדה המתחילה ב10

איור 4-IV הוא גרף לוגריתמי המציג את שדה הסטייה, *H*\*, כפונקציה של 4-IV איור 4-IV הזווית  $\theta_H$  בארבע טמפרטורות שונות: 22 K ,20 K ,8 K ,6 K ,6 K בארבע טמפרטורות הבדל משמעותי בשיפוע של הטמפרטורות הגבוהות והנמוכות. השיפוע של הקווים  $\alpha$ , משמעותי בשיפוע של הסמפרטורות הגבוהות והנמוכות. השיפוע של הקווים המציין את החזקה שבה *H*\* תלוי ב $\theta_H$ , מוצג באיור הפנימי כפונקציה של טמפרטורה וניתן לראות מעבר חד המתחיל ב 15 K ושיאו ב 15 K - 20 א



6 K המציג את התלות של  $H^*$  בארבע בטמפרטורות שונות: 6 K בזוית איז אר 27 K בארבע בטמפרטורות שונות: 6 K (עיגולים ריקים). 8 K (עיגולים ריקים). 6 (ריבועים מלאים), 8 K (עיגולים ריקים). 7 (ריבועים מלאים), 8 K הכחולים הם מלאים), 8 K הכחולים הם ההתאמה הליניארית לתחום הטמפרטורות הנמוכות והקווים האדומים לטמפרטורות גבוהות. איז פנימי: השיפוע של קווי ההתאמה ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה. הקו השחור הוא עזר לעין. השינוי בין שני תחומי מסמן את מעבר הממדיות.

בפרק הקודם הראנו שקיים אפיין נוסף בעקומת המגנטיזציה והוא השיא הנוסף (AMP). איור 5-IV מציג את שדה ה AMP כפונקציה של טמפרטורה. עקומה זו יורדת עם הטמפרטורה אך גם היא מראה אנומליה המתחילה באזור של 15 K עד 15 K ~.



איור 12<sup>0</sup> שדה ה AMP כפונקציה של טמפרטורה בזווית 12<sup>0</sup> –  $\theta_{H}$ . התנהגות לא מונוטונית **5-IV** שדה ה 10 ל AMP בעקומת המגנטיזציה. נראית בין 10 ל 15 K

#### 3.IV.ב. מגנטיזציה וקטורית בשדה נטוי כתלות בזמן

איור 6-IV מראה גרף חצי לוגריתמי של הזווית של  $\theta_{B}$  של האינדוקציה 6-IV איור 6/ $\theta_{H} = 9^{0}$  בזווית 2 kOe באטית כפונקציה של הזמן כאשר מופעל שדה של 2 kOe באווית 2 kOe המגנטית כפונקציה של הזמן כאשר מופעל שדה של 10 k, 12 k, 10 k, 8 k. כפי שניתן לראות בשישה טמפרטורות:  $\beta = d\theta_{B}/d \ln t$  ו 18 k, 14 k, 12 k, 10 k, 8 k. כפי שניתן לראות התלות היא לוגריתמית וניתן לקבוע את קצב הסיבוב של  $\bar{B}$  כ  $b_{B}/d \ln t$  כ  $\bar{B}$  כ  $\beta = d\theta_{B}/d \ln t$  כ אשר  $\beta$  חיובי כאשר  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $\beta$  שלילי כאשר  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון ציר  $\beta$  חיובי כאשר  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $\beta$  שלילי כאשר  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון ציר c חיובי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $b_{B}$  שלילי כאשר  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון ציר c חיובי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $b_{B}$  שלילי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון ציר c חיובי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $b_{B}$  שלילי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון ציר c חיובי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  ו  $b_{B}$  שלילי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון ציר c חיובי כאשר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון מישור  $b_{B}$  איור  $b_{B}$  מסתובב לכיוון ציר  $b_{B}$  מסתובב לכיוון גיר זה מראה שני שיאים בעקומה, כאשר כפונקציה של טמפרטורה. איור זה מראה שני שיאים בעקומה, כאשר בטמפרטורות גםוהות השיא נמוך ורחב.



איור 16-IV גרף חצי לוגריתמי של הזווית של  $\theta_{\mathcal{B}}$  של האינדוקציה המגנטית כפונקציה של הזמן **6-IV** איור מופעל שדה של 2 kOe בזווית  $\theta_{\mathcal{H}} = 9^0$  בטמפרטורות המצוינות באיור. השיפוע של הקווים הניסיוניים מגלה התנהגות לא מונוטונית (ראה איור 7-IV).



 $heta_{H} = 9^{0}$  קצב הרלקסציה הסיבובית  $d \ln heta_{B}/d \ln t$  כפונקציה של הטמפרטורה בזווית **יד-17 (F-17** קצב הרלקסציה הסיבובית גוסף על KO באזור של K וגבוה ושיא נוסף 2 kO געקומה מראה שני שיאים. שיא אחד באזור של K באזור של K באזור של 5 K באזור של 25 ג

#### ג. מגנטיזציה וקטורית שיורית כתלות בזמן 3.IV

איור 8-IV הוא גרף חצי לוגריתמי המציג את  $\theta_{B}$  של המגנטיזציה השיורית 20 איור 8-IV איור בזמן, ב 8 ג ו 8 ג בז 26 גם כאן התלות היא לוגריתמית וניתן להשתמש ab כתלות בזמן, ב 8 ג ו 8 גם כאן התלות היא לוגריתמית וניתן להשתמש בפרמטר  $\alpha$ . הגרף מראה בבירור שבטמפרטורות נמוכות  $\bar{B}$  מסתובב לכיוון ab בפרמטר  $\alpha$ . הגרף מראה בבירור שבטמפרטורות נמוכות למסתובב לכיוון ab ובטמפרטורות גבוהות לכיוון ציר c. איור 9-IV מציג את  $\beta$  כפונקציה של 10<sup>0</sup> טמפרטורות גבוהות לכיוון ציר c. איור 10<sup>10</sup> מסתובב לכיוון של 10<sup>0</sup> גם מסתובת למנן איור איור 10<sup>0</sup> מסתובת למפרטורות גבוהות לכיוון גיר c. איור 10<sup>0</sup> מציג את לא כפונקציה של 10<sup>0</sup> טמפרטורות גבוהות לכיוון ציר c. איור 10<sup>0</sup> מציג את לאפס) הופעל בזוית של 10<sup>0</sup> גם מסתובת כאשר השדה החיצוני (לפני שהורד לאפס) הופעל בזוית של 10<sup>0</sup> גם מסתובית שחורים) ו 15<sup>0</sup> (עיגולים אדומים). בטמפרטורות נמוכות הרלקסציה הסיבובית מתחזקת לכוון מישור ab עד 12 K עד 12 K. מעל טמפרטורה זו קצב הרלקסציה לכוון ab נחלש. ב 20 K כיוון הרלקסציה מתהפך לעבר ציר c, הרלקסציה הרלקסציה הסיבובית מתחזק עם עליית הטמפרטורה.



איור אוגריתמי של הזווית של  $\theta_B$  של האינדוקציה המגנטית השיורית כפונקציה **איור 8-IV** איור גרף חצי לוגריתמי של הזווית של  $\theta_B$  של הזמן כאשר לפני הורדת השדה, הדגם קורר בשדה של 500 Oe שהופעל בזוית  $\theta_H$  = 9<sup>0</sup>. ב- 8 של הזמן כאשר לכיוון ציר *c* וב c וון ציר  $\vec{B}$  K



איור 19-**IV:** קצב הרלקסציה הסיבובית של המגנטיזציה השיורית כפונקציה של טמפרטורה **איור 9-IV:** קצב הרלקסציה לכיוון ציר cנחלשת, וב-כשהשדה החיצוני הופעל בשתי זויות: 10 $^{0}$ ו 10 $^{0}$ . מעל א 12 הרלקסציה לכיוון ציר c נחלשת, וב-20c איז החיצוני הופעל בשתי זויות: 10 $^{0}$ ו 10 $^{0}$ . מעל א 20 הרלקסציה הופעל בשתי 10c גער איז איז החיצוני הופעל א 20 הרלקסציה הופעל בשתי זויות: 10c

#### *ab* מגנטיזציה כתלות בשדה המקביל למישור.3.IV

בניסוי זה המגנטיזציה נמדדה כפונקציה של שדה המופעל במקביל למישורי *ab* (עד כדי דיוק של 0.1<sup>0</sup>) בטמפרטורות שונות. האיור הפנימי של איור 10-IV מראה לולאות מגנטיזציה בתחום הטמפרטורות 24 K – 2. העקומות הללו מראות ירידה מונוטונית עם השדה בלי שום אנומליה. לעומת זאת, כאשר מראות ירידה מונוטונית עם השדה בלי שום אנומליה. לעומת זאת, כאשר מציגים את המגנטיזציה (מאותם מדידות) כפונקציה של טמפרטורה לשדה קבוע מקבלים תמונה אחרת. איור 9-IV מציג עקומות אלו בשדות שונים קבוע מקבלים תמונה אחרת. איור 20 מציג עקומות אלו בשדות שונים מעל טמפרטורה זו כל העקומות מראות עלייה במגנטיזציה כאשר השיא שלה מעל טמפרטורה זו כל העקומות מראות עלייה במגנטיזציה כאשר השיא שלה בסביבות 15 K.



איור 10-1V: מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה חיצוני קבוע (A0 kOe – 2.5) כשהשדה החיצוני מופעל במקביל למישור *ab.* איור פנימי: לולאות מגנטיזציה בשדה מקביל למישור *ab* בטמפרטורות שונות.

#### 4.IV דיון

בסעיף זה נדון בתוצאות הניסיוניות שהצגנו לעיל והקשר שלהם למעבר ממדיות. הניסוי הראשון, הקשור לתופעת ה lock-in, מראה באופן הברור ביותר את המעבר ממערכת דו ממדית למערכת קווזי תלת-ממדית באזור 16 K - 12. הניסויים האחרים גם הם מראים אנומליה באזור זה ונסביר אותם לאור מעבר הממדיות.

# 4.IV.א. מגנטיזציה וקטורית כתלות בשדה בזויות וטמפרטורות שונות

בפרק הקודם הראנו שהשטף המגנטי  $\tilde{B}$  נשאר לכוד בכוון מישורי הגביש עד לשדה קריטי $H^*$ , תופעה שייחסנו לאפקט ה lock-in. מעל שדה זה,  $H^*$  הגביש עד לשדה קריטי $\tilde{B}$  יוצא מהמישורים ומסתובב לכוון השדה החיצוני

מלווה בעלייה במגנטיזציה כתוצאה מסיבוב מישור הזרימה ולמעשה יוצר שיא מגנטיזציה נוסף (AMP). הראנו גם ששדה השיא הנוסף כתלות בטמפרטורה מראה אנומליה באזור של X 12, דבר המהווה אינדיקציה לאנומליה גם בתופעת ה Iock-in בסעיף זה נתמקד במדידה של *H\** בזויות וטמפרטורות שונות ,נראה שקיימים שני תחומי טמפרטורה, מעל ומתחת X 15 %, ונקשר אותם למעבר ממדיות.

בעיקרון, מדידת שני הרכיבים של M מאפשרת קביעה של וקטור  $\overline{B}$  לפי המשוואה  $\overline{B} = 4\pi M + \overline{H}$ , ומכאן ניתן לקבל את H ו H. הבעיה היא שחישוב של  $\overline{B}$  צריך לכלול תיקון כתוצאה מדמגנטיזציה. שגיאה זו תלויה בשדה כך שבשדה נמוך היא גדולה מאד ועם עליית השדה היא הולכת וקטנה. בדרך כלל שבשדה נמוך היא גדולה מאד ועם עליית השדה היא הולכת וקטנה. בדרך כלל א הוא נמוך באזור שבו השגיאה תלויה בגודל השדה באופן משמעותי ולכן  $H^*$  הוא נמוך באזור שבו השגיאה תלויה בגודל השדה האופן משמעותי ולכן ברוב ניתן לקבוע מהוא  $H^*$  מהעקומה של הזווית  $\theta$  כפונקציה של שדה. בסעיף זה נראה שמדידות מגנטיזציה בזויות שונות בלי חישוב ישיר של הזווית  $\theta_{\sigma}$  ולא של גם מאפשרות את קביעת  $H^*$ . בנוסף לכך, מכיוון שהמדידה היא של M ולא של גם מאפשרות את קביעת *א*ל. בנוסף לכך, מכיוון שהמדידה היא של M ולא של (בתחום הזויות הקרובות מספיק ל *ab*).

כאמור, יציאה של  $\bar{B}$  מכיוון המישורים גורמת לסיבוב של מישור הזרימה ולעליה במגנטיזציה. ניתן להשתמש בעובדה זו כאינדיקציה לשדה שבו  $\bar{B}$  יוצא מהמישורים, כלומר ל *H*\*, ולפי הנחה זו נסביר את איור 2-IV. באיור זה כל עקומות המגנטיזציה של הרכיב *M*<sub>ab</sub> כפונקציה של *H*<sub>ab</sub> (השייכות לזוויות *H*<sub>f</sub> עקומות המגנטיזציה של הרכיב *M*<sub>ab</sub> כפונקציה של של (השייכות לזוויות *H*<sub>f</sub> שונות) נופלות אחת על השנייה בתחום השדות הנמוך. לפי ההסבר שלנו שונות) נופלות אחת על השנייה בתחום השדות הנמוך. לפי ההסבר שלנו עובדה זו מציינת את מצב ה lock-in שבו  $\bar{B}$  נמצא בכיוון מישור *d* גם כאשר *H*<sub>f</sub> גדולה מאפס. בשדות גבוהים יותר העקומות מתפצלות מהעקומה שבה 0 (העקומה הראשית מבטאת

יציאה של  $\vec{B}$  ממישור *ab* וסיבוב לעבר השדה החיצוני  $\vec{H}$ . לפיכך השדה שבו מתחילה הסטייה הוא למעשה  $\mathcal{H}$  לזווית  $\mathcal{H}$  הנתונה.

איור 3-IV מראה את *H* שנלקח מעקומות מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה לזוויות שונות. כל העקומות מראות עלייה תלולה חד המתחיל ב  $^{\prime}$  טמפרטורה לזוויות שונות. כל העקומות מראות עלייה תלולה חד המתחיל ב  $^{\prime}$  בטמפרטורה לז ומעל 15 K א בטמפרטורה נכנסת דרך  $^{\prime}$  בטמפרטורה נכנסת דרך  $^{\prime}$  א בטמפרטורה נכנסת דרך אסרא קבוע בטמפרטורות נמוכות [68]. העלייה המתחילה ב 12 K המתרחשת שהוא קבוע בטמפרטורות נמוכות [68]. העלייה המתחילה ב 12 K המתרחשת שהוא קבוע בטמפרטורות נמוכות [68]. העלייה המתחילה ב 12 K המתרחשת במעבר לאזור הקווזי תלת-ממדי מתרחשת כתוצאה מהירידה של פרמטר הסדר בליבה לאפס אשר גורם להתחזקות הלכידה בכיוון *מ*. בטמפרטורות גבוהות יותר  $^{\prime}$  אורד מכיוון ש  $_{z_c}$  גדל עם הטמפרטורה והשכבתיות פחות ופחות מורגשת. נציין שאין תיאוריה מפורטת לאזור הקווזי תלת-ממדי ומהי טמפרטורת המעבר לאזור התלת-ממדי. אם ניקח את טמפרטורת מעבר הממדיות 15 K המעבר דווחו נקבל לפי משוואה 2.IV ש *ה*, *ב*, שהוא ערך קרוב לערכים שכבר דווחו נקבל ווז גמתות היא אוו א גרך קרוב לערכים שכבר דווחו בספרות (59].

בדומה לעקומות המוצגות באיור 2-IV נמדדו עוד עקומות כאלו בטמפרטורות אחרות בתחום שבין 30 K – 2. איור 4-IV הוא גרף לוגריתמי המראה את התלות של  $H^*$  ב  $\theta^*$  בארבע טמפרטורות שונות, וניתן לראות המראה את התלות של  $H^*$  ב  $\theta^*$  בארבע טמפרטורות הנמוכות לגבוהות. האיור בבירור שתלות החזקה משתנה בין הטמפרטורות הנמוכות לגבוהות. האיור הפנימי ב 4-IV מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה הפנימי ב 4-IV מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה הנמוכות לגבוהות. האיור הנמימי ב 4-IV מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה הפנימי ב 10 מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה הפנימי ב 10 מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של טמפרטורה הפנימי ב 10 מציג את השיפוע של העקומות ( $\alpha$ ) כפונקציה של 10 מציג את השיפוע של העיגולים אפורים). בטמפרטורות נמוכות הערך של  $\alpha$  קבוע ושווה ל 2. לפי 17 גרא 12 גרא 12 גרא מעלות של  $H^*$  ב  $\theta^* \alpha$  היא תלות של חזקה  $H^* \propto \theta^{**}$  היא תלות של  $H^*$  ב

לתחום הדו ממדי  $\alpha = 1$  2.IV

. לתחום הקווזי תלת ממדי  $\alpha = 2$ 

הניסוי שלנו נותן תלות זהה (2 ~) בתחום התלת ממדי ותוצאה דומה (0.75 ~) בתחום הדו ממדי, כאשר המעבר בין התחומים הוא מאד ברור.

איור Iock-in איור AMP, הגבוהה משדה ה Iock-in מראה איור AMP נוצר אנומליה באותו תחום של טמפרטורה. בפרק הקודם טענו שה AMP נוצר  $\vec{H}$  אנומליה באותו תחום של הסיבוב של  $\vec{B}$  לעבר  $\vec{H}$  הגורם לעליה במגנטיזציה לבין הירידה של המגנטיזציה עם עליית השדה. לפיכך, שדה ה AMP מושפע מ  $H^*$  שהוא שדה התחלת הסיבוב של  $\vec{B}$ , אך ירידת המגנטיזציה עם השדה כמו גם הירידה של המגנטיזציה עם עליית השדה. לפיכך, שדה ה AMP מושפע מ לישהוא שדה התחלת הסיבוב של ליש מתחדה. לפיכך, שדה ה AMP מושפע מ לישהוא שדה התחלת הסיבוב של ליש השדה. לפיכך, שדה ה AMP מושפע מ לישהוא שדה התחלת הסיבוב של ליש השדה. לפיכך, שדה המגנטיזציה עם השדה כמו גם הסיבוב של לישה מתחלת הסיבוב של לידה השדה. לפיכך, שדה ה AMP מושפע מית שהוא שדה התחלת הסיבוב של לישה ה לויים המגנטיזציה עם השדה כמו גם הסיבוב של לישה שהוא שדה התחלת הסיבוב של ליש השדה תלויים גם באנרגיית האקטיבציה התרמית. הסיבוב של לישה שדה ה לויים גם באנרגיית האקטיבציה התרמית. לפיכך, הערכה גסה לתלות של שדה ה

$$H_{AMP}^{3D} = c(1 - T / T_c) \exp(U^{3D} / kT)$$

$$H_{AMP}^{2D} = c_1(1 - T / T_c) [1 + c_2 \ln(1 - T / T_c)] \exp(U^{2D} / kT)$$
3.IV

כאשר  $c_1$ ,  $c_1$  ו  $c_2$  הם פרמטרים קבועים, וU היא אנרגיית האקטיבציה של סיבוב  $c_2$  ו  $c_1$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  האינדוקציה המגנטית. מההתאמות למשוואות 3.IV (איור 11-IV) קיבלנו שאנרגיית האקטיבציה היא  $U^{3D} = 8.1 \text{ K}$  ו  $U^{2D} = 1.8 \text{ K}$  לתחום הדו-ממדי ולתחום התלת-ממדי, בהתאמה. לפי תוצאות אלו סיבוב הפלקסונים קל יותר באזור הדו-ממדי לעומת התלת-ממדי. עובדה זו מתקבלת על הדעת מפני שהפלקסונים

בתחום הדו-ממדי חודרים בצורת פלקסוני ג'וזפסון אשר פרמטר הסדר בליבה לא יורד לאפס ולכן הלכידה שלהם חלשה ביחס לפלקסוני אבריקוסוב.



**איור 11-IV:** שדה AMP כפונקציה של 1/T (עיגולים מלאים). שני הקווים הם ההתאמות התיאורטיות לפי המשוואות 3.IV.

#### 4.IV.ב. מגנטיזציה וקטורית בשדה נטוי כתלות בזמן

מדידות אלו מראות את הרלקסציה הסיבובית של האינדוקציה המגנטית בדגם בנוכחות שדה חיצוני של kOe 2. בדרך כלל מדידות רלקסציה המראות עקומה עם שיא מוסברות באופן הבא [90]: השטף המגנטי חודר לדגם מהר יותר עם עליית הטמפרטורה ולכן קצב הרלקסציה עולה. בטמפרטורה מסוימת, הרלקסציה מהירה עד כדי כך שחלון הזמן של המדידה לא מספיק גדול בשביל הרלקסציה מהירה עד כדי כך שחלון הזמן של המדידה לא מספיק גדול בשביל נמדוד את כניסת השטף העיקרית לדגם ולמעשה רק סוף תהליך הרלקסציה נמדד. כתוצאה מכך, עקומת הרלקסציה מתחילה לרדת עד לאפס ומקבלים עקומה לא מונוטונית עם ערך מקסימאלי. באופן מפתיע, איור 7-IV מראה שקיימים שני שיאים בקצב הרלקסציה הסיבובית כפונקציה של טמפרטורה. שיא אחד באזור K ושני ב 20 K ~ כאשר המעבר ביניהם קורה באזור של 12 K. נדגיש שקיימת חדירה מלאה של שטף מגנטי בשדה זה בכיוון *b*ל||*ab* בכל תחום הטמפרטורות, והיווצרות שני השיאים אינו תוצאה של חדירה חלקית [91].

בסעיף הקודם הראנו שקיים מעבר ממדיות המתחיל באזור של 12 K, וניתן לקשר זאת גם לניסוי הנוכחי. העובדה שהשיא בעקומת הרלקסציה בתחום הטמפרטורות הנמוכות הוא גבוה יותר וצר יותר מהשיא בתחום הטמפרטורות הגבוהות מבטא תחום לכידה חלש יותר מאשר בתחום הטמפרטורות הגבוהות. ניתן להסביר זאת באופן הבא: בתחום הטמפרטורות הנמוכות (האזור הדו-ממדי) הפלקסונים שנמצאים בדגם מורכבים ממקטעים של פלקסוני ג'וזפסון הנמצאים בין המישורים ומקבילים להם. מקטעים אלו מחוברים ביניהם על ידי "חביתיות" אבריקוסוב במאונך למישורים ויוצרים פלקסון בצורת מדרגות. מכיוון שהפלקסון מורכב ממקטעי ג'וזפסון הלכידה האפקטיבית שלו קטנה יותר מפלקסון אבריקוסוב ולכן רלקסציית הסיבוב שלו צריכה להיות חזקה יותר. בתחום התלת ממדי הפלקסונים הם פלקסוני אבריקוסוב עם ליבה שבה פרמטר הסדר יורד לאפס ולכן הלכידה שלהם חזקה יותר. לכן מופיע שיא נוסף בעקומת המגנטיזציה שמבטא תחום לכידה אחר בטמפרטורות גבוהות. נזכיר שבסוף הסעיף הקודם קיבלנו תוצאות דומות, שמראות שאנרגיית האקטיבציה באזור הדו-ממדי חלשה יותר מאשר באזור התלת-ממדי. גם המעבר בין שני התחומים מתרחש באזור של K בהתאם לתוצאות של הסעיף הקודם.
#### ג. מגנטיזציה וקטורית שיורית כתלות בזמן .4.IV

עבודות קודמות שנעשו במוליכי על אחרים [59, 79] הציגו ניסויים דומים לניסוי שעשינו, קרי, מדידות וקטוריות של המגנטיזציה השיורית  $ec{M}$  הנטויה לצירי הגביש, ומעניין להשוות בין העבודות השונות. ב BSCCO, שהוא בעל אנאיזוטרופיה גבוהה,  $ar{M}$  מסתובב לכיוון צירc בכל זווית התחלתית ובכל תחום אנאיזוטרופיה גבוהה, הטמפרטורות הנמדד [59]. לעומת זאת ב YBCO, שהוא בעל אנאיזוטרופיה נמוכה יחסית,  $ec{M}$   $ec{M}$  מסתובב לכיוון ציר c בתחום הטמפרטורה הנמוך, בעוד שבטמפרטורות גבוהות יותר  $\tilde{M}$  מסתובב לכיוון מישור ab [79]. הסבר אפשרי שניתן לתוצאות אלו מקשר את כיוון הסיבוב של  $ar{M}$  למעבר הממדיות [79]. d האנאיזוטרופיה הגדולה של BSCCO גורמת לכך ש $\xi_c$  קטן מאד ביחס ל  $T_{c}$  והאזור הדו-ממדי תופס כמעט את כל תחום הטמפרטורות עד קרוב מאד ל סיבוב לכיוון ציר c קורה בתחום הדו ממדי ולכן ב  $ar{M}$  BSCCO סיבוב לכיוון זה cבכל תחום הטמפרטורות הנמדד. לעומת זאת, ב YBCO האנאיזוטרופיה הקטנה  $T_c$  יחסית, גורמת למעבר ממדיות בטמפרטורה נמוכה באופן ניכר מתחת ל לכן, בטמפרטורות נמוכות  $\vec{M}$  מסתובב לכיוון ציר c, אר בטמפרטורות גבוהות יותר הוא מסתובב לכיוון *ab*.

ל LSCO אנאיזוטרופיה קרובה ל YBCO והמרחק בין המישורים קטן יותר ולכן 8-IV אנאיזוטרופיה קרובה להתרחש הרבה מתחת ל $T_c$  (20 K) (20 K). באיור S-IV מעבר הממדיות צריך להתרחש הרבה מתחת ל $\bar{M}$ , כלומר סיבוב לכיוון רואים שגם ב LSCO יש שינוי ברור בכיוון הסיבוב של  $\bar{M}$ , כלומר סיבוב לכיוון ציר c בטמפרטורות גבוהות, בדומה לתוצאות ציר c בטמפרטורות נמוכות, ולכיוון db בטמפרטורות גבוהות, בדומה לתוצאות שנמדדו ב YBCO. נשים לב שבאיור 9-IV שינוי הכיוון של הרלקסציה מתרחש הנמדדו ב 20 K). נשים לב שבאיור 9-IV מנחדי הכיוון של הרלקסציה מתרחש הנמדדו ב 20 K) משמעותית ביום לב שבאיור 9-IV מינוי הכיוון של הרלקסציה מתרחש הנמידים. או אונה המעבר שראינו בניסויים בסביבות און מפרטורה הגבוהה במעט מאזור המעבר שראינו בניסויים הקודמים. אך בחינה נוספת של עקומת הרלקסציה מראה שמגמת שינוי הקודמים. אך בחינה נוספת של עקומת הרלקסציה מראה שמגמת שינוי

מתחזקת בכיוון ציר *c*, ומעליה מתחילה החלשות של הרלקסציה הסיבובית בכיוון ציר *c* עד שינוי הכיוון ב K 20 K. כלומר, רואים בבירור שההשפעה של התחום התלת ממדי ניכרת כבר מעל 12 K בהתאמה לניסויים הקודמים.

כעת נסביר מדוע תחום הממדיות קובע את כיוון הסיבוב של  $\bar{M}$ . בתחום הדו ממדי פלקסון הנטוי בזוית מורכב מ"חביתיות" אבריקוסוב כאשר ביניהם יש שימוד ג'וזפסוןן ואינטראקציה מגנטית. כאשר מופעל שדה מגנטי חיצוני  $\bar{H}$ .  $\bar{B} \cdot \bar{H}/4\pi$  צימוד ג'וזפסוןן ואינטראקציה מגנטית. כאשר מופעל שדה מגנטי חיצוני  $\bar{B} \cdot \bar{B}.\bar{H}/4\pi$  הפלקסון יושב בזוית קרובה לכיוון  $\bar{H}$  כתוצאה מהאבר באנרגיה איבר האנרגיה כאשר הפלקסון יושב בזוית קרובה לכיוון  $\bar{H}$  כתוצאה מהאבר באנרגיה הישיורית, איבר האנרגיה  $\bar{B} \cdot \bar{H}/4\pi$  הפלקסון יושב בזוית קרובה לכיוון לש כתוצאה מהאבר באנרגיה שיורית, איבר האנרגיה מאשר השדה החיצוני מוסר ונשארת רק המגנטיזציה השיורית, איבר האנרגיה מזה מתאפס, והאינטראקציה המגנטית בין ה"חביתיות" גורמת להם לזוז כך שישבו אחד על השני. התנועה הזו היא הגורם לרלקסציה סיבובית של  $\bar{M}$  לכיוון ציר *ז*. בתחום התלת ממדי הצימוד בין החביתיות מספיק חזק ולמעשה הפלקסון הוא אובייקט תלת ממדי. מבחינה אנרגטית "עדיף" לפלקסון להיות בכיוון השכבות בגלל החלשות של מוליכות העל בכיוון זה (פרמטר הסדר קטן יותר בין השכבות). המחשה של ההסבר מובאת באיור עויחד.

לסיכום, ניתן לומר שגם ניסוי זה מחזק את הטענה שמעבר הממדיות משתקף במדידות מגנטיות ב LSCO, במיוחד לאור העובדה שהוא נצפה באותה שיטה ניסויית גם במוליכי על אחרים.



איור 12-IV איור הממחיש את ההבדל בין הפלקסון בתחום הדו-ממדי לבין התלת-ממדי. בתחום הדו-ממדי הפלקסון מורכב מ"חביתיות" שבהעדר שדה חיצוני נוטות לשבת אחת מעל השנייה. בתחום התלת-ממדי הפלקסון הוא אובייקט תלת ממדי ובהעדר שדה חיצוני הוא מסתובב לכיוון המקביל למישורים.

## *ab* אגנטיזציה כתלות בשדה המקביל למישור.4.IV

הניסוי המוצג בסעיף מראה אנומליה במגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה מקביל ל *ab*. המיוחד בניסוי זה הוא שרואים אנומליה במגנטיזציה עצמה באופן ישיר ולא בגודל פיסיקאלי שהוצא מתוך מדידות המגנטיזציה, ולמעשה זה הניסוי הפשוט והישיר ביותר שמראה את מעבר הממדיות. ההסבר הפשוט לתופעה הוא שבתחום הדו ממדי הפלקסונים בכיוון *db* הם פלקסוני ג'וזפסון. הפלקסונים בשדה המקביל ל *db* יכולים להיות מורכבים ממקטעים של הפלקסונים בשדה המקביל ל *db* יכולים להיות מורכבים ממקטעים של הפלקסוני ג'וזפסון המחוברים ביניהם ב"חביתיות" אבריקוסוב ויוצרים שבר ושבר הפוך בפלקסון (kinked and anti-kinked vortex). כאשר השדה מקביל ל *db* האורך ממוצע של מקטעי ג'וזפסון בפלקסון הוא הארוך ביותר וההשפעה שלהם צריכה להיות הגדולה ביותר ביחס לפלקסוני ג'וזפסון הנוצרים בשדה המופעל בכיוונים אחרים. כאמור, הלכידה של פלקסון ג'וזפסון היא חלשה יותר

הפלקסונים הם פלקסוני אבריקוסוב שהלכידה שלהם חזקה יותר. הירידה של המגנטיזציה כתלות בטמפרטורה היא תוצאה של אקטיבציה תרמית שמתחזקת עם עליית הטמפרטורה. אך המעבר מהתחום הדו ממדי לתחום התלת ממדי מלווה בהתגברות של אנרגיית הלכידה ולעלייה במגנטיזציה בין הטמפרטורות 12 K ל 12 K ל 15. בטמפרטורות גבוהות יותר שוב יש ירידה של המגנטיזציה עם הטמפרטורה כתוצאה מאקטיבציה תרמית. כאמור, העלייה במגנטיזציה נראית כפונקציה של טמפרטורה בתחום רחב של שדות (עד 50 kOe). אך ראוי לציין שאין אנומליה בעקומות המגנטיזציה כפונקציה של שדה. עובדה זו מחזקת את הטענה שהאנומליה היא תוצאה של מעבר ממדיות מכיוון שמעבר זה תלוי רק בטמפרטורה ואינו תלוי בשדה ( $\zeta_2$  תלוי בשדה רק בשדות מאד גבוהים הקרובים לשדה הקריטי העליון).

### 5.IV. סיכום הפרק

בפרק זה הצגנו מספר ניסויים מגנטיים שונים בדגם LSCO שכולם מראים אנומליה כפונקציה של טמפרטורה באזור K - 15 K. הניסוי הראשון משתמש בשיא הנוסף (AMP) על מנת לקבוע את השדה הקריטי של תופעת ה משתמש בשיא הנוסף (*AMP*) על מנת לקבוע את השדה הקריטי של תופעת ה lock-in (*H*). הראנו אנומליות ב-*H* כפונקציה של טמפרטורה, שלא נצפו בעבר, המצביעות על מעבר הממדיות במוליך-העל. הראנו התאמה יפה של התוצאות הניסיוניות לחיזוי התיאורטי של *H* לתחום הדו-ממדי ולתחום התלת-ממדי [68]. תוצאות הניסויים האחרים הוסברו בצורה פשוטה על ידי שינוי סוג הפלקסון (פלקסון ג'וזפסון לאבריקוסוב ופלקסון המורכב מ"חביתיות" לפלקסון תלת ממדי) שמתרחש כתוצאה ממעבר הממדיות עם עליית הטמפרטורה.

אשר ניתן AMP החידוש בעבודה זו הוא בכך שמעבר הממדיות משתקף ב למצוא אותו במדידות מגנטיות פשוטות ביחס למדידות שנעשו בעבר. בנוסף,

הראנו שמעבר הממדיות בא לידי ביטוי במספר מדידות מגנטיות שונות ובלתי תלויות. כמו כן מחקר זה מאשש באופן ברור את קיומו של אזור ביניים, קווזי תלת ממדי, אשר בו קיימים פלקסוני אבריקוסוב ולא ג'וזפסון, אך השכבתיות של החומר עדיין מורגשת ולכן קיימות בו תופעות דו-ממדיות (כמו תופעת ה-lock). (in

המשמעות של גילוי מעבר הממדיות בדגם LSCO הוא שתופעות מיוחדות הקשורות למערך הפלקסונים ונצפו במוליכי-על מאד אנאיזוטרופיים כמו BSCCO (למשל תופעת "השריגים החוצים") ניתן למצוא גם ב LSCO, אך האפשרות לראות אותם קיימת רק בתחום הטמפרטורות הנמוכות. נציין שמספר מחקרים שנעשו בדגמי LSCO דומים הראו אנומליה באותו תחום טמפרטורות של Hidaka *et*, אות המובאות בפרק זה, אך הוסברו באופנים אחרים. למשל, Hidaka *et* האנומליות המוצגות בפרק זה, אך הוסברו באופנים אחרים. למשל, *1* [92] *al.* [92] הראו אנומליה במדידות הולכה באזור של 12 ויחסו אותה לאנומליה ב העומליות המסקנות המובאות בפרק זה, ניתן לייחס אנומליה זו להתגברות *H*<sub>c2</sub> [93] Khasanov *et al.* לאחרונה לאחרונה היום ארר הראו לכידת הפלקסונים כתוצאה ממעבר הממדיות. לאחרונה *h*, אשר הראו אנומליה באזור געומק החדירה *ה* גנומליה באזור געומק החדירה *ה* גנומליה באזור אנומליה המופית ומים אנרגטיים. יתכן שניתן להסביר אנומליה זו גנומליה זו בצורה פשוטה על ידי מעבר הממדיות הגורם לשינוי בלכידת הפלקסונים, באשר האנומליה המופיע במדידות גגורם איז אתוצאה של השינוי באנרגיית הלכידה [94].

המחקר המוצג בפרק זה נותן רעיונות לניסויים חדשים. למשל, מעניין לבדוק האם קיימות תופעות דו ממדיות נוספות מלבד lock-in, (כגון שריגים חוצים) בתחום הקווזי תלת ממדי. כמו כן, מעניין לבדוק כיצד משתקף מעבר הממדיות במדידות לוקאליות, למשל מדידות מגנטו אופטיות, והאם ניתן ללמוד

מהם דברים חדשים על תחומי הממדיות השונים. נציין שהממד הרחב של דגמי (bc או c א בכיוון ציר c מאפשר מדידות מגנטו אופטיות של מישור (bc או Sco בכיוון ציר למספית ישירה על פלקסוני ג'וזפסון, דבר שלמיטב ידיעתנו לא נעשה עד כה. לבסוף, השוואה בין דגמי LSCO בעלי אנאיזוטרופיה שונה (ריכוז rd שונה מדגם לבסוף, השוואה בין דגמי LSCO בעלי אנאיזוטרופיה שונה (ריכוז rd שונה מדגם לדגם) מאפשרת מעקב אחר התלות של מעבר הממדיות באנאיזוטרופיה. ניסוי לדגם מאפשר מעקב אחר התלות של העדר הממדיות באנאיזוטרופיה. ניסוי לדגם מאפשרת מעקב אחר התלות של הגודל הפיזיקאלי  $\zeta_c$  ולתלות שלו בריכוז ה Sr

# V. גישה חדשה בהבנת תופעת שיא המגנטיזציה השני ב LSCO

## **1.V** הקדמה

מערך הפלקסונים במוליכי-על מסוג II מהווה אובייקט נח לחקר מערכות מסובכות שיש בהם השפעה הדדית בין אינטראקציות, תנודות תרמיות ואי-סדר (פגמים בגביש). ללא טמפרטורה ואי סדר אינטראקצית הדחייה בין פלקסונים -"האנרגיה האלסטית" - יוצרת שריג פלקסונים מסודר. הכנסת טמפרטורה ופגמים למערכת גורמת להריסה של שריג הפלקסונים ויצירה של פאזות לא מסודרות: "נוזל פלקסונים" כתוצאה מטמפרטורה ו"פאזה זכוכיתית" ( vortex מסודרות: "נוזל פלקסונים" כתוצאה מטמפרטורה וופאזה זכוכיתית" ( glass glass) כתוצאה מפגמים. המעבר בין פאזה מסודרת לפאזה נוזלית נצפה במדידות מגנטיות כקפיצה במגנטיזציה כפונקציה של שדה או טמפרטורה [6]. קו מעבר זה, הנקרא 'קו ההתכה' (melting line), נמצא באזור ההדיר של לולאת המגנטיזציה (איור V-1). קו המעבר נקבע כתוצאה משוויון בין שתי אנרגיות: אנרגיה אלסטית ששומרת את הפלקסונים בנקודות השריג ואנרגיה תרמית ששוברת את הסדר ארוך טווח של הפלקסונים ויציאה שלהם מנקודות שווי משקל [34].



**איור 1-V**: דיאגראמת פאזות סכמאתית של מערך הפלקסונים. מעבר סדר-אי סדר (קו שחור): בטמפרטורות נמוכות המעבר מפאזה מעין מסודרת לפאזה לא מסודרת מראה תלות חלשה בטמפרטורה עם שיפוע חיובי. בטמפרטורות גבוהות קו המעבר מפאזה מסודרת לפאזה נוזלית (קו ההתכה) הוא בעל שיפוע שלילי חזק. הקו האדום מייצג מעבר פאזה מבני (ריבוע-מעוין) בתוך הפאזה המסודרת.

עליה אנומלית בלולאת המגנטיזציה באזור הלא הדיר, הקרויה שיא המגנטיזציה השני (second magnetization peak) [35], משויכת בדרך כלל למעבר בין פאזה מסודרת לפאזה זכוכיתית. קו מעבר כזה נמדד במוליכי-על שונים כמו Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> (SECO) YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-5</sub>, [35], (BSCCO) Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>, [95, 9], שונים כמו Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> (YBCO) YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-5</sub>, [35], (BSCCO) Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub> [96] ובכמה שונים כמו Pb-BSCCO [43, 42, 7] LSCO,[38, 36] (NCCO) Nd<sub>1.85</sub>Ce<sub>0.15</sub>CuO<sub>4-8</sub> מוליכי-על קונבנציונאליים כמו Bode 20] ו Secon Secon [97]. בטמפרטורת נמוכות קו המעבר מראה תלות חלשה בטמפרטורה. בטמפרטורות גבוהות יותר בחלק מהדגמים יש לו שיפוע שלילי שהולך ומתחזק ככל שמתקרבים ל  $T_c$ . בדגמים מסוימים נמדד שיפוע חיובי (inverse melting) [98] עד לנקודת מקסימום

(43, 42, 7] LSCO כאמור, תופעת השיא השני נצפתה גם בדגמי אך בניגוד למתואר לעיל, קו שדה השיא השני כפונקציה של טמפרטורה הוא קו קעור, בעל שיפוע שלילי חזק, שהולך וקטן עם הטמפרטורה (איור 2-V(א)) (41) 42]. קו המעבר מפאזה מסודרת לפאזה זכוכיתית תלוי בפרמטרים גון להם להם תלות חלשה בטמפרטורה בטמפרטורות נמוכות ולכן הקו המתקבל מדגמי LSCO אינו מתאים לשום תיאוריה של קו מעבר זה. השאלה המחקרית שעולה היא: איזה מעבר מציין השיא השני ב LSCO?



איור 2-V: השוואה בין  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  ל  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  החחלת השיא השני: ב La בעל תלות חלשה בטמפרטורות הביניים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגניים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים אובעל תלות חלשה בטמפרטורות הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים אובעל העלות חלשה בטמפרטורות הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבוים אובעל העלות חלשה בטמפרטורות הביניים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים אובעל אובעל אובעל אובעל הגבעל הגדע הגבוים האובעל הגבוים הגבויים ושיפוע חיובי בטמפרטורות הגבויים אובעל הגבוים אובעל הגבוים לאובעים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים לאובעים הגבוים לגבוים הגבוים לגבוים הגבוים הגבויים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים הגבוים

הסבר קודם שניתן לתופעה זו [41] מניח שקו המעבר סדר-אי סדר הוא קו אחד הכולל בתוכו גם את המעבר לפאזה זכוכיתית וגם לפאזה נוזלית. שריג הפלקסונים המסודר נהרס הן על ידי טמפרטורה והן על ידי פגמים בגביש, לפיכך קו המעבר נקבע לפי השוויון:

$$E_{el} = E_{pin} + kT \tag{1.V}$$

כאשר  $E_{pin}$  זו אנרגיה אלסטית של המצב המסודר,  $E_{pin}$  זו אנרגית הלכידה  $E_{el}$  כתוצאה מפגמים נקודתיים בחומר וkT זו האנרגיה התרמית. כאשר מכניסים את הביטויים המפורשים של האנרגיות הללו ניתן להראות שכאשר מגדילים את פרמטר אי הסדר של הגביש ( $\delta$ ) אנרגיית הלכידה גדלה ומקבלים קו מעבר

דומה מאד לקווים שיש ב BSCCO ו BSCCO. כאשר מקטינים את δ מקבלים קו מעבר הדומה לקו ההתכה ומתאים לקו של שדה השיא השני ב LSCO. ממשוואות אלו עולה שאותה השפעה צריכה להיות לאנאיזוטרופיה של הדגם, קרי, ככל שהאנאיזוטרופיה קטנה יותר האיבר של האנרגיה התרמית משפיע יותר ונקבל קו הדומה יותר לקו ההתכה.

כאמור, קו המעבר נראה כקו התכה כאשר פרמטר אי הסדר  $\delta$  קטן. המדידות של קו המעבר מצביעות, אפוא, על כך שגביש LSCO נקי הרבה יותר מפגמים מאשר גבישים אחרים. על מנת לבדוק אם מסקנה כזו נכונה ניתן מפגמים מאשר גבישים אחרים. על מנת לבדוק אם מסקנה כזו נכונה ניתן להשוות בין  $j_c$  (צפיפות זרם קריטי) של  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  ושל מוליך על אחר באותה טמפרטורה מנורמלת ( $T/T_c$ ) כאשר הזרם הקריטי פרופורציונאלי ל  $\delta$  לפי הביטוי [48]:

$$j_c \approx \frac{1}{12\sqrt{3}} \frac{c\Phi_0}{\pi^2 \lambda^2} (\delta \gamma)^{2/3}$$
(2.V)

 $\delta$  הוא קבוע אי הסדר חסר יחידות ו $\gamma$  הוא קבוע האנאיזוטרופיה). גביש LSCO אוא נציג טוב להשוואה עם LSCO מפני שהערכים (YBCO) YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-6</sub> רפיסיקאליים שלהם ( $\lambda, \beta$ ) דומים, אך בניגוד ל LSCO קו המעבר מראה תלות הפיסיקאליים שלהם ( $\lambda, \beta$ ) דומים, אך בניגוד ל LSCO קו המעבר מראה תלות חלשה ברוב תחומי הטמפרטורה. ניתן למצוא את צפיפות הזרם מתוך לולאת מגנטיזציה לפי התלות [99]:  $\frac{2\Delta m}{a^2bc(1-a/3b)}$  קו הפרש בין המומנט המגנטי בשדה יורד ( $\Delta m = m^- - m^+$ ) ההפרש בין המומנט המגנטי בשדה יורד ( $\Delta m = m^- - m^+$ ). הממדים של הדגם (b, c ו ( $\Delta m = m^- - m^+$ ). למרות שזרם זה אינו הזרם המגנטי אלא זרם קטן יותר, עדיין הוא מהווה אינדיקציה איכותית טובה לכמות הקריטי אלא זרם קטן יותר, עדיין הוא מהווה אינדיקציה איכותית טובה לכמות הפגמים בדגם ומאפשר השוואה בין דגמים שונים. דגם אנסין איכותית טובה לכמות הפגמים בדגם ומאפשר השוואה בין דגמים שונים.

בעל ממדים YBCO נמדדו ( $T_c = 37$  K)  $1.93 \times 0.72 \times 1.22mm^3$  בעל ממדים  $T/T_c \approx 0.5 \times 0.3 \times 0.5mm^3$  ( $T_c = 93$  K)  $0.02 \times 0.3 \times 0.5mm^3$  (YBCO  $\sim 0.3 \times 0.5mm^3$ ) (YBCO  $\sim 0.5$  K) = 1 LSCO  $\sim 1.85$  K) (A.5 K) ב-20 K) (2) מראה את העקומות הזרם (YBCO 2) איור V=2(ב) מראה את העקומות הזרם כפונקציה של שדה בשני הדגמים. ניתן לראות בברור שהזרם בדגם YBCO הוא את העקומות הזרם בדגם YBCO ב-20 K). בנוסף לכך, הטמפרטורה הקריטית מאותו סדר גודל של הזרם בגביש LSCO בניסף לכך, הטמפרטורה הקריטית מאותו סדר גודל של הזרם בגביש LSCO בנוסף לכך, הטמפרטורה הקריטית גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית אות בברור שהזרם בדגם YBCO במשרטורה הקריטית מאשר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר ב-20 K) ולכן הלכידה של פלקסונים גבוהה יותר ב-20 K) ולכן האנרגיה התרמית צריכה להשפיע יותר על קו המעבר גבוהה יותר גבוהה יותר גבוה של פלקסונים גבוה יותר.למרות זאת קו המעבר של איור ארפר אים איור ולכן הלכידה של פלקסונים חלשה יותר.למרות זאת קו המעבר של סדר-אי סדר עם תלות חלשה בטמפרטורה בתחום וורמלית של קו מעבר סדר-אי סדר עם תלות חלשה בטמפרטורה בתחום גוות יותר (inverse melting), ואילו קו המעבר של כמות הפגמים בדגמי LSCO אינה הגורם לקו המעבר יוצא הדופן.

בנוסף לטענה זו, מחקרים שנעשו בשנים האחרונות מטילים ספק בנכונות ההסבר הנ"ל לגבי קו המעבר של LSCO:

א. השיא השני בטמפרטורות שונות בדגמי YBa<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>Cu₄O<sub>8</sub> נמדד על ידי 100] Angst *et al.* [100]. הם הראו שהגדלת אחוז ה *Sr* בדגם מגביר את אי הסדר בגביש. במקביל הם הראו שכאשר אחוז ה *Sr* גבוה מתקבל קו מעבר קעור הדומה לקו של LSCO (איור V) (b) ולעומת זאת כאשר אחוז Sr נמוך התלות בטמפרטורה של קו מעבר קטנה יותר ומתקבל קו מעבר קמור (איור v)). מכאן שדווקא הגברת אי סדר בגביש גורמת לתלות חזקה בטמפרטורה בניגוד להסבר המוזכר לעיל.

ב. מדידות רוטציית הספין של מיואונים (μSR) ומדידות של פיזור ניוטרונים שנעשו לאחרונה על ידי Jivakar *et al.* הראו שקו המעבר סדר-אי סדר ב La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> מראה התנהגות מאד דומה לקו המעבר סדר-אי סדר של

BSCCO ו YBCO, כלומר עליה של קו המעבר עם עליית הטמפרטורה עד לנקודת שיא (נקודות שחורות באיור 4-V). ניתן לראות באיור שהקו של שדה השיא השני נמצא בתוך האזור המסודר (נקודות אדומות) והוא מראה ירידה חזקה עם עליית הטמפרטורה (בדומה למדידות המוצגות בעבודה זו).



איור איור בעל קמור בעל תלות חלשה - x=0 .a . איור אדגמי $Sr_xCu_4O_8$  המעבר בדגמי - 3.0 איור 3-V בטמפרטורה בטמפרטורות נמוכות. איור אד - x=0.64 .b בטמפרטורה בטמפרטורה בטמפרטורה. [100].



איור 4-V: דיאגרמת הפאזות של דגם 4-*La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>*. קו מעבר סדר-אי סדר (עיגולים שחורים dava), הנמדד בטכניקת SR, הוא בעל שיפוע חיובי ברוב תחום הטמפרטורה כמו שנצפה במלאים), הנמדד בטכניקת SR, הוא בעל שדה התחלת השיא השני (נקודות אדומות) מראה תלות חזקה בטמפרטורה [47].

לאור שאלות אלו נשארת השאלה המקורית לגבי השיא השני ב LSCO מדוע הקו של שדה שיא השני מראה כזו תלות חזקה בטמפרטורה בהשוואה למוליכי-על אחרים? בפרק זה נתמודד עם הבעיה המחקרית הזו ונציג גישה חדשה להופעת השיא השני שאינו קשור למעבר סדר-אי סדר. בסעיף 2.V נבדוק את המכניזם של לכידת הפלקסונים בתחום הלא-הדיר. קיימים שני סוגי לכידה של פגמים נקודתיים אשר משפיעים על התלות בטמפרטורה של הזרם הקריטי ושל אנרגיית הלכידה. ערכים פיזיקאליים אלו, שנלקחו מתוך מדידות רלקסציה מגנטית שערכנו, מראים מעבר בין שני סוגים של מנגנוני הלכידה כאשר מעבר זה קורה באותם טמפרטורות ושדות של השיא השני. אנו מראים שהמעבר בין מנגנוני הלכידה גורם להבדלים ניכרים בקצבי הרלקסציה בשדות השונים, דבר הגורם להיווצרות השיא השני בתחום הלא הדיר (שאינו תרמו-דינאמי).

בסעיף 3.V. אנו דנים במיקום השדה של השיא השני כפונקציה של טמפרטורה במצב התרמו-דינאמי. אנו מציגים תיאוריה של מעבר פאזה מבני, משריג מעויין לשריג ריבועי, אשר גורם להופעת שיא מגנטיזציה באזור המעבר. אנו מראים שלפי תיאוריה זו קו המעבר המבני מתאים לקו המעבר של LSCO, כאשר ההתאמות נעשות על ידי פרמטר התאמה יחיד, וניתן להוציא מהתאמות אלו את פרמטר האנאיזוטרופיה של פרמטר הסדר (*n*) לדגמי LSCO שונים (עם כמות *S* שונה מדגם לדגם).

שני הסעיפים שמובאים כאן סוכמו במאמרים ופורסמו [101-103].

## LSCO מעבר בין מנגנוני לכידה ב

במוליכי-על מסוג II לכידת השטף המגנטי נובעת מהפרעות מקומיות במקדמים של פונקציונאל גינזבורג-לנדאו:

$$f = f_{no} + \alpha |\psi|^{2} + \frac{\beta}{2} |\psi|^{4} + \frac{1}{2m^{*}} \left| \left( \frac{\hbar}{i} \nabla + \frac{2e}{c} A \right) \psi \right|^{2} + \frac{B^{2}}{8\pi}$$
(3.V)

בלכידת שטף על ידי פגמים נקודתיים קיימים שני סוגים שונים של מנגנוני לכידה[48]:

- א. "לכידת *δT<sub>c</sub>*" הקשורה לשינויים מקומיים של טמפרטורת המעבר *δT<sub>c</sub>*", הבאים לידי ביטוי כהפרעות מרחביות במקדמים של האברים מסדר ראשון ושני (*α* ו ) בפונקציונאל האנרגיה החופשית של גינזבורג-לנדאו.
- ב. "לכידת /δ" הקשורה לשינויים מקומיים של אורך המסלול החופשי של נשאי המטען ליד פגם בגביש, הבאים לידי ביטוי כהפרעות מרחביות במקדמים (*m*<sup>\*</sup> של איבר הגרדיאנט של פרמטר הסדר (המסה האפקטיבת m<sup>\*</sup>) בפונקציונאל גינזבורג-לנדאו.

סוג המנגנון משתקף בתלות של פרמטר אי הסדר $\delta$  באורך הקוהרנטיות (וממילא בטמפרטורה):  $\xi$ 

$$\delta T_c \, \omega \, \xi$$
 עבור לכידת  $\delta_{\alpha} \, \omega \, \xi$  (4.V)  
 $\delta_m \, \omega \, \xi^{-3}$ 

התלות הזו מאפשרת לקבוע מהוא מנגנון הלכידה הדומיננטי במוליכי-על שונים. "generalized inversion scheme" פיתחו את שיטת [104-107] Griessen *et al.* 

המאפשרת מציאת הזרם הקריטי ( $j_c$ ) מתוך מדידות רלקסציה של הזרמים (GIS)  $\delta$  או המגנטיזציה) בדגם. מכיון שלפי התיאוריה  $j_c$  תלוי בפרמטר אי הסדר) (משוואה 2.V), התלות בטמפרטורה של  $j_c$  מאפשר גילוי של מנגנון הלכידה) DyBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub> ו YBCO הדומיננטי. הם ישמו שיטה זו על שכבות דקות (films) של ומצאו שהתלות של  $j_c$  בטמפרטורה בשני החומרים מתאים לחיזוי התיאורטי המניח לכידת (אם כי לא [108] Giller *et al. .\delta* המניח לכידת לכידת (אם כי לא ישירה) לקביעת מנגנון הלכידה הדומיננטי. השיטה מבוססת על קביעת קו מעבר הפאזה סדר-אי סדר (*B*<sub>od</sub>) מתוך השיא השני בלולאות המגנטיזציה. מכיון שגם  $B_{od}$  תלוי ב $\delta$  לפי  $B_{od} \propto 1/\delta \xi^2$ , התלות בטמפרטורה של  $B_{od}$  קובעת את  $B_{od}$ המכניזם של הלכידה:  $\delta I$  עולה (יורד) עם הטמפרטורה מציין לכידת  $B_{od}$ ו YBCO ו הם הראו על ידי שימוש בשיטה זו שמנגנוני הלכידה בגבישי $\delta T_c$ הם לכידת  $\delta T_c$ , בהתאמה. כאשר מנסים להשתמש Nd<sub>1.85</sub>Ba<sub>0.15</sub>CuO<sub>4- $\delta$ </sub> בשיטה זו על מנת לקבוע את מנגנון הלכידה בדגמי LSCO, נתקלים בקושי בסיסי: כאמור לעיל,  $B_{od}$  כתלות בטמפרטורה הוא קו קעור המראה ירידה תלולה עם הטמפרטורה (איור 2-V(א)). תלות כזו בטמפרטורה אינה מתאימה לאף אחד ממנגנוני הלכידה המוזכרים לעיל. לכן, מציאת מנגנון הלכידה הדומיננטי ב LSCO בדרך אחרת מהווה אתגר מעניין. בסעיף זה ישמנו את שיטת על מנת למצוא את התלות בטמפרטורה של  $j_c$  ב LSCO. התוצאות שלנו GIS מראות ש $j_c$  כפונקציה של טמפרטורה (בשדות שונים) מראה מעבר מעבר בין j . מנגנון לכידה  $\delta I$  למנגנון לכידה  $\delta T_c$  המתרחש באזור של שדה השיא השני תוצאות אלו נותנות כוון חדש להבנת השיא השני ב LSCO ונדון ככך בסעיף 2.V.ה.

#### .2.V. תיאור הניסוי

המדידות נעשו בדגם LSCO המתואר לעיל, על ידי שימוש במגנטומטר SQUID. שדה מגנטי, המופעל בזוית קרובה למישור *ab,* הועלה לשדה קבוע בין SQUID. שדה מגנטי, המופעל בזוית עוקבות נלקחו במרווחים של דקה אחת. 5 ל 50 kOe, ו 20 מדידות מגנטיות עוקבות נלקחו במרווחים של דקה אחת. פרוצדורה זו נעשתה בטמפרטורות ושדות שונים. בנוסף, המגנטיזציה נמדדה בטמפרטורה קבועה כפונקציה של שדה מגנטי שהועלה עד 50 kOe ובחזרה לאפס בצעדים של 00 ג

## .2.ע. תוצאות ניסיוניות

האיור הפנימי באיור 5-V מראה לולאות מגנטיזציה בטמפרטורות שונות. ניתן לזהות את שלושת השדות האופייניים בלולאת המגנטיזציה: שדה ההתחלה של השיא השני (מצוין בריבוע), שדה השיא השני (משולש), והשדה של השבר בעקומה (עיגול) הממוקם בין שני האופייניים הקודמים. כמו שדווח כבר בעבר, כל השדות האופייניים הללו יש תלות חזקה בטמפרטורה [43, 43].



איור ¥-5: מומנט מגנטי של La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO₄ כפונקציה של טמפרטורה בשדות המצויינים באיור. שדה תחילת השיא השני (onset), השבר (kink) והשיא השני (peak) מצויינים על ידי ריבועים מלאים, עיגולים מלאים ומשולשים מלאים, בהתאמה. איור פנימי: לולאות מגנטיזציה בטמפרטורות המצויינות. לסמלים אותה משמעות כמו באיור המרכזי.

איור 5-V מראה את התלות בטמפרטורה של המגנטיזציה שנמדדה בשדות מגנטיים חיצוניים שונים. בטמפרטורות נמוכות, כל הקווים השייכים לשדות מגנטיים שונים מראים אותה ירידה חזקה עם עליית הטמפרטורה. אך בתחום טמפרטורות הביניים הקווים נפרדים ומראים תלות חלשה בטמפרטורה, ומתאחדים שוב בטמפרטורות גבוהות יותר. הפיצול בתחום הטמפרטורות הנמוכות מתחיל בטמפרטורות נמוכות יותר ככל שהשדה המגנטי החיצוני גדול הנמוכות מתחיל בטמפרטורות נמוכות יותר ככל שהשדה המגנטי החיצוני גדול יותר. באופן דומה, טמפרטורות המיזוג של הקווים נמוכה יותר ככל שהשדה חחיצוני גדול יותר. שלושת השדות האופייניים (התחלת השיא השני, נקודת שבר, השיא השני) מצוינים באיור V-5 כריבועים, עיגולים ומשולשים מלאים, שבר, השיא השני, מצוינים באיור V-5 כריבועים, עיגולים ומשולשים מלאים, השיא השני, השיאים הרדודים הנראים בתחום טמפרטורות הביניים מתאימים השיא השני, השיאים הרדודים הנראים בתחום טמפרטורות הביניים מתאימים לנקודות השבר, ומיזוג הקווים בטמפרטורות גבוהות יותר קורה באזור של השיא

בנוסף לכך, ניתן להוציא ממדידות מגנטיזציה כפונקציה של הזמן את קצב הרלקסציה dn*M*/dn*t*. באיור 6-V ניתן לראות שלקצב הרלקסציה יש ערך מינימום כפונקציה של שדה. שדה המינימום יורד בערכו עם עליית הטמפרטורה. באיור הפנימי ניתן לראות שמינימום זה הוא קרוב לשדה השיא השני.

ההתנהגות הבלתי רגילה הזו של המגנטיזציה באזור הלא הדיר מצביעה על התנהגות מיוחדת של לכידת השטף ב *LSCO* כפונקציה של שדה וטמפרטורה. על מנת למצוא את מנגנון הלכידה הדומיננטי, יישמנו את שיטת הGIS במטרה למצוא את *j<sub>c</sub>* ו *j<sub>c</sub>* בסעיף הבא נתאר שיטה זו.



**איור 6-V**: קצב הרלקסציה מח*M*/dn*t* כפונקציה של שדה בטמפרטורות המצוינות באיור. איור Gh*M*/dn*t*: קצב הרלקסציה לבין המגנטיזציה בטמפרטורה T = 32 K.

### (GIS) Generalized Inversion Scheme ג. שיטת.2.V

במוליכי-על קיים המצב הקריטי שבו כוח לורנץ שמופעל על הפלקסונים על ידי זרמים בדגם שווה בגודלו לכוח הלכידה של פלקסונים על ידי פגמים. במצב זה התפלגות האינדוקציה המגנטית בדגם אינה אחידה. התפלגות זו יוצרת זרמים בתוך הדגם שהם פרופורציונאליים למגנטיזציה הנמדדת. לאחר הגילוי של מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות /Yeshurun *et al* [90] הראו שהזרמים הנמדדים בחומרים אלו קטנים בעשרות אחוזים ביחס לזרם הקריטי. התברר שכתוצאה מטמפרטורת המעבר הגבוהה וגודל הליבה הקטן של הפלקסון ביחס למולכי-על קונבנציונאליים, אנרגיית האקטיבציה התרמית גורמת לזחילת שטף גדולה מאד (Giant flux creep) והקטנה משמעותית של הזרמים והמגנטיזציה ביחס למצב הקריטי. תופעה זו גורמת לכך שבמולכי-על בטמפרטורות גבוהות לא ניתן למדוד את הזרם הקריטי מתוך מדידות מגנטיזציה. על מנת לפתור בעיה זו /Griessen *et al* פיתחו שיטה המאפשרת שחזור של הזרם הקריטי ואנרגיית האקטיבציה מתוך מדידות

השיטה מבוססת על שני ביטויים שונים לאנרגיית האקטיבציה התרמית. הביטוי הראשון הוא המשוואה הדינמית של הזרם בשדה קבוע: הביטוי הראשון הוא המשוואה הדינמית של הזרם בשדה קבוע:  $\frac{\partial j}{\partial t} = -\frac{\Delta v_0 H}{\mu_0 \Omega} \exp \left(-\frac{U}{KT}\right)$ היחס הקבוע בין הזרם *j* למומנט המגנטי הנמדד בדגם. מכאן מקבלים את המשוואה:

$$, U(j, B, T) = CKT$$

$$(5.V)$$

כאשר (הערך של המגנטיזציה 
$$\mathcal{C} = \ln \left( \frac{\Delta v_0 \mathcal{H}}{\mu_0 \Omega(\partial j \, / \, \partial t)} \right)$$

נלקח כך ש  $\partial j / \partial t$  שווה בכל הטמפרטורות).

הביטוי השני מבוסס על העובדה שכל המודלים התיאורטיים השונים של אנרגיית האקטיבציה הם מהצורה:

$$, U(j, B, T) = g(T, H)f(j/j_{cr}, H)$$
 (6.V)

כאשר g פרופורציונאלי לאנרגיית הלכידה הקולקטיבית  $U_c$ . מכיון שרק g(0, H) = 1 פרופורציונאלי לאנרגיית הלכידה הקולקטיבית f(g). מכיון שרק המכפלה של g וg היא בעלת משמעות פיזיקאלית, ניתן לקבוע ש f(g) היא בעלת משמעות פיזיקאלית, ניתן לקבוע ש g(0, H) = 1 המכפלה של g וg הא בעלת משמעות פיזיקאלית, ניתן לקבוע ש f(g) היא בעלת  $U_c$  (g(0, H) = 1 (f(g) = 1), G(T) לפי מקור [107] - 100, G(T), הביטוי לאנרגית הלכידה הקולקטיבית  $G(T,H)/j_c(0,H)/g(0,T)$  הפרמטרים g,  $V_c \propto [j(T,H)/j_c(0,H)/g(0,T)]$  single (f(T,H) נקבעים על ידי הממדיות של הפלקסונים ועל ידי סוג זחילת השטף (f(T,H) נקבעים על ידי הממדיות של הפלקסונים ועל ידי סוג זחילת השטף (f(T,H) (f(T,H)) וf(T) (f(T,H) (f(T,H)) אוואה בין הביטויים f(T,H) (f(T,H) (f(T,H)) וf(T) (f(T,H)) אוואה בין הביטויים f(T,H) (f(T,H)) וf(T) (f(T,H)) אוואה בין הביטויים f(T,H) (f(T,H)) (f(T,H

$$.1 = \left[\frac{d\ln j_c}{d\ln T} - \frac{d\ln j}{d\ln T}\right] / \left[C\frac{d\ln j}{d\ln t}\right] + \frac{d\ln g}{d\ln T}$$
(7.V)

מכיון ש $j_c$  ו  $j_c$  כמעט לא תלויים בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות, מכיון לקבל ממשוואה 7.V ביטוי ל $C = \lim_{T \to 0} (-1/R) \times d \ln M / d \ln T : C$ , כאשר  $R = - a \ln T \to 0$ ,  $C = \lim_{T \to 0} (-1/R) \times d \ln M / d \ln T$ . לפי ביטוי זה ניתן להוציא את *R ו C* ממדידות רלקסציה מגנטית בטמפרטורות שונות על ידי אקסטרפולציה לטמפרטורה 0. על פי מגנטית בטמפרטורות שונות על ידי אקסטרפולציה לטמפרטורה 0. על פי המדידות הניסיוניות בדגם שלנו מצאנו ש 26  $\approx C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות המדידות הניסיוניות בדגם שלנו מצאנו ש 26  $\approx C$  בקירוב עוב בכל תחום השדות סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  בקירוב טוב בכל תחום השדות עד סימון של  $D = C \times C$  (הסבר מפורט מובא במקור [107]). איור 7-V מראה שקו זה הוא בעל שיפוע של

26~, בהתאמה לשיטה הקודמת.



ובטמפרטורות R/*T*איור R/*T ב*תחום שדות -din*j*/din רפונקציה של הגודל -din*j*/din הגודל **7-V** המצוינות באיור. כל הנקודות יושבות על קו לינארי בעל שיפוע בגודל 25.5.

הזרם G(*T*),  $U_c$  ממשוואה 3.V ממשוואה 7.V הנמדד (*T*,*t*) הנמדד (*T*,*t*) הנמדד (*T*,*t*) והזרם הנמדד (*T*,*t*) ווה ווה והוואה הנמדד (*T*,*t*) ווה וווא ה

$$. j_{c}(T) = j_{c}(0)exp\int_{0}^{T} \frac{CR(T')T\left(1 - \frac{dlnG}{dlnT'}\right) + \frac{dlnj}{dlnT'}}{1 + pCR(T')} \frac{dT'}{T'}$$
(8.V)

.0 את (0) אנו מוצאים על ידי אקסרפולציה של  $j_c$ לטמפרטורה  $j_c(0)$ 

:באופן דומה ניתן לחשב את  $U_c$  המנורמל

$$.U_{c}(T)/U_{c}(0) = g(T) = \exp\left[\int_{0}^{T} p \frac{CR(T') + \frac{d\ln j}{d\ln T}}{1 + pCQ(T')} \frac{dT'}{T'}\right]$$
(9.V)

רק הערך האמיתי של  $U_c$  (בלי נרמול) חושב בהסתמך על מודל מסויים  $\lim_{T\to 0} (T/R) = U_c / k$  ש $U_c / R$  (interpolation model). על פי מודל זה ניתן להראות ש $U_c / R$  (כאשר עושים אקסטרפולציה לגודל T/R מקבלים את הערך של [107]. כאשר עושים אקסטרפולציה לגודל 9.V לכל בטמפרטורה 0 ועל פי משוואה 9.V ניתן לקבל את הערך של  $U_c$  לכל טמפרטורה.

#### LSCO בדגמי GIS בדגמי.2.V

על מנת לחשב  $j_c$  ו  $j_c$  בדגם LSCO הנחנו שהפלקסונים תלת ממדיים במו בעקבות האנאיזוטרופיה הנמוכה (30 - 10  $\approx \gamma$ ) ביחס למוליכי-על דו ממדיים כמו BSCCO. ההחלטה על סוג זחילת השטף נעשתה מהטעמים הבאים: בהנחה  $j_c < j$  ההחלטה על סוג זחילת השטף נעשתה מהטעמים הבאים: בהנחה שסוג זחילת השטף הוא small bundle מתקבלת תוצאה לא-פיזיקלית *j* שסוג זחילת השטף הוא בנוסף לכך, בשני התחומים small bundle ו small bundle בחלק מהשדות והטמפרטורות. בנוסף לכך, בשני התחומים ange bundle j\_c [48] מתקבלת תלות לינארית של  $j_c$  בg, בניגוד לחיזוי התיאורטי (18 single vortex  $j_c \sim B^3$  ביגוד לחיזוי התיאורטי (18 single vortex מביאה לתוצאות פיזיקליות הגיוניות. התלות בטמפרטורה של *j* ו  $\lambda$  נלקחה כ

$$\lambda \propto (1-t^2)^{-0.5}; \xi \propto [(1+t^2)(1-t^2)]^{0.5}$$
 (10.V)



איור **איור א**קסטרפולציה, כפונקציה של שדה T = 0 K איור הקריטי. (ריבועים שחורים). הקו האדום והכחול מראים את התלות בשדה של  $j_c$  (לפי התאוריה) ל small שחורים). בהתאמה. bundle ו bundle, בהתאמה.

כאשר *t*= 7/*T<sub>c</sub>*. האינטגרציה נעשתה על ידי מציאת קו התאמה לביטויים בתוך . האינטגרלים 8.V ו 9.V (על ידי אלגוריתם התאמה cubic smoothing spline), והאינטגרציה ל *U*<sub>c</sub> ו *j*<sub>c</sub> נעשתה לפי קו זה.



איור 9-V: (א) אנרגית הלכידה כפונקציה של שדה בטמפרטורות שונות. נקודת המקסימום יורדת עם הטמפרטורה. (ב) אנרגית הלכידה (כוכבים) והמגנטיזציה (קו אדום) כפונקציה של יורדת עם הטמפרטורה. (ב) אנרגית הלכידה (כוכבים גמקסימום דומה. שדה ב 3 גמיג מראים התנהגות דומה והם בעלי ערך מקסימום דומה.

איור  $U_c$  איור  $U_c$  איור איזר את הערך של אנרגית הלכידה  $U_c$  כפונקציה של שדה בטמפרטורות שונות. אנרגית הלכידה מתחזקת עם השדה עד לערך מקסימום שממנו אנרגית הלכידה נחלשת. שדה המקסימום הזה הולך ויורד עם עליית הטמפרטורה. באיור  $V_c$ ב) ניתן לראות שהשיא בעקומת  $U_c$  כפונקציה של שדה (32 K) מתרחש באותו תחום שדות של שיא המגנטיזציה השני. לעומת זאת, באיור  $j_c$  המראה את  $j_c$  כפונקציה של שדה בטמפרטורות שונות, אין  $j_c$  באיור V-10-V), המראה את  $j_c$  כפונקציה של שדה בטמפרטורות שונות, אין נקודת מקסימום (ראה השוואה בין עקומת המגנטיזציה והזרם הקריטי באיור V-10-C). ניתן להסיק מכאן ששיא המגנטיזציה השני הוא תופעה שנוצרת רק עם הזמן (שיא דינאמי), קרי, במצב הקריטי אין שיא בעקומה, אך כתוצאה הזמן (שיא דינאמי), קרי, במצב הקריטי אין שיא בעקומה, אך כתוצאה הזמן (שיא דינאמי), קרי, במצב הקריטי אין שיא בעקומה, אר כתוצאה הזמן (שיא בעקומה, אר כתוצאה הזמן (שיא בעקומה, זחילת השטף גם קטנה עם עליית השדה ועם ההתחזקות של  $U_c$  שמרחזקות של המנטיזציה. עובדה זו באה לידיד ביטוי גם בקצבי הרלקסציה (איור V-



**איור 10-Y**: (א) הזרם הקריטי כפונקציה של שדה לא מראה שיא בכל הטמפרטורות המצוינות באיור. (ב) הזרם הקריטי (משולשים) והמגנטיזציה (קו שחור) כפונקציה של שדה ב 32 K באיור. (ב) הזרם הקריטי (משולשים) והמגנטיזציה קיים שיא בעוד שהזרם הקריטי כפונקציה של שדה יורד באופן מונוטוני.

כעת נראה את התלות של  $j_c$  ו  $j_c$  בטמפרטורה. ניתן לקבל את התלות של  $j_c$  של  $j_c$  ו  $j_c$  בטמפרטורה באופן תיאורטי (משוואה 2.V). מכיון ש  $j_c$  תלוי בפרמטר אי-הסדר , התלות שלו ב z משתנה לפי מנגנון הלכידה וממילא גם התלות בטמפרטורה. כאשר מכניסים את התלות המפורשת של z בטמפרטורה (10.V) בטמפרטורה. כאשר מכניסים את התלות המפורשת של z בטמפרטורה (מסור) בטמפרטורה. כאשר מכניסים את התלות המפורשת של ל

,
$$\delta l$$
, עבור לכידת  $j_{c^{\infty}}(1+t^2)^{5/6}(1-t^2)^{7/6}$  (11.V)  
. $\delta T_c$  עבור לכידת  $j_{c^{\infty}}(1+t^2)^{-0.5}(1-t^2)^{2.5}$ 



איור GIS, כפונקציה של טמפרטורה ,La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> איור לורם קריטי מנורמל של הם גאיור שדה ,La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> בשדות המצויינים (סמלים ריקים). הריבועים, עיגולים ומשולשים מלאים מציינים את שדה התחלת השיא השני, נקודת השבר והשיא השני, בהתאמה. הקוים המלאים מציינים את החיזוי התחלת השיא השני, נקודת השבר והשיא השני, בהתאמה. הקוים המלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל $j_c$  (קו אדום).

שני הביטויים הללו מיוצגים באיורים 11-V ו 12-V על ידי קווים מלאים. שני הביטויים הללו מיוצגים באיורים  $U_c = \Phi_0^2 \xi \delta^{1/3} / (8\pi^2 \lambda^2 \gamma^{2/3} \mu_0)$  [48] באופן דומה, לפי הביטוי התיאורטי

בטמפרטורה היא:

$$\delta /$$
ללכידת  $U_c \propto 1$ -  $t^4$  (12.V)  
 $\delta T_c \propto (1+t^2)^{5/3} (1-t^2)^{1/3}$ 

U<sub>c</sub> הקוים המלאים באיור 13-V מציינים את שתי התלויות התיאורטיות של בטמפרטורה.

איור 11-V מראה את הזרם הקריטי המחושב כפונקציה של טמפרטורה איור לשדות מגנטיים שונים. האיור מראה מעבר מלכידת  $\delta$  בטמפרטורות נמוכות יותר ללכידת  $\delta T_c$  בטמפרטורות גבוהות. המעבר מתרחש בטמפרטורות נמוכות יותר ללכידת  $\delta T_c$  בטמפרטורות גבוהות. המעבר מתרחש בטמפרטורות נמוכות יותר ככל שהשדה החיצוני גדל. נציין כאן שהזרם הקריטי  $j_c$  מתחיל את הסטייה מהקו התיאורטי של  $\delta$  בנקודת ההתחלה של השיא השני (ריבועים מלאים) מהקו התיאורטי של א כנקודת ההתחלה של השיא השני (ריבועים מלאים) מנקו התיאורטי של א כנקודת ההתחלה של השיא השני (ריבועים מלאים) מהקו התיאורטי של א כנקודת התחלה של השיא השני (ריבועים מלאים) ומתחיל לעקוב אחר הקו התיאורטי של  $\delta T_c$  קרוב לנקודת השיא השני (מתחיל לעקוב אחר הקו התיאורטי של  $J_c$  קרוב לנקודת השיא השני המניז המחיל (משולשים מלאים). לשם השוואה חזרנו על אותה פרוצדורה של GIS למציאת  $j_c$  (משולשים מלאים). לשם השוואה חזרנו על אותה פרוצדורה של 2000 למציאת השני (תחיל לעקוב אחר הקו התיאורטי של  $J_c$  פרוב ( $\delta T_c$  בדגם  $\delta T_c$ ) בשדה גבוהה משדה השיא השני (משולשים מלאים). לשם השוואה חזרנו על אותה פרוצדורה של 2000 למציאת  $j_c$  משולשים מלאים). לשם השוואה חזרנו על אותה פרוצדורה של 2000 למציאת השיא השני (זכי ס ס ס ס ס מנקים). לשם השוואה חזרנו על אותה פרוצדורה של 2000 השיא השיא השיא השיא השיא המני (ס ס ס ס ס ס ס ס ס מנגנו הלכידת כלומר, אין מעבר בין מנגנוני הלכידה בכל תחום השדות בדגם BSCCO.



איור 4.5% קריטי מנורמל של  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ , מחושב לפי GIS, כפונקציה של Bi\_2Sr\_2CaCu\_2O\_{8+\delta}, מחושב לפי  $J_c$  (עיגולים כחולים) המתאימים לשדות טמפרטורה בשדות 220 00 (ריבועים אדומים) ו 700 OE (עיגולים כחולים) המתאימים לשדות  $j_c$  לפני ואחרי השיא השני, בהתאמה. הקווים השחורים המלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל $\sigma_c$  ללכידת  $\delta T_c$  שני הקווים מראים תלות המתאימה ללכידת  $\delta T_c$ .

איור 13-V מראה את (0), *U*(*T*) המחושב כתלות בטמפרטורה. באיור 13-V זה באה לידי ביטוי ההתחזקות של אנרגית הלכידה עם עליית הטמפרטורה והשדה. גם כאן רואים בבירור מעבר בין שני מנגנוני הלכידה.



איור 13-V. איור גערגיית הלכידה הקולקטיבית ( $U_c$ ) המנורמלת של גערגיית הלכידה הקולקטיבית ( $U_c$ ) מחושבת לפי (GIS, כפונקציה של טמפרטורה בשדות המצוינים (סמלים ריקים). הריבועים, עיגולים ומשולשים GIS מלאים מציינים את שדה התחלת השיא השני, שדה העיקול והשיא השני, בהתאמה. הקווים  $U_c$  שלאים מציינים את החיזוי התיאורטי ל $j_c$  ללכידת (קו ירוק) ו $\delta T_c$  (קו אדום). העלייה של עם עלית הטמפרטורה מצביע על מעבר ממנגנון לכידה אחד לשני.

#### 2.V.ה. דיון

ראשית, נציין שמעבר דומה בין מנגנוני הלכידה נמצא ב ראשית, נציין שמעבר דומה בין מנגנוני הלכידה נמצא ב התלות Bi<sub>2-x</sub>Pb<sub>x</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+6</sub> אחרת, קרי, ניתוח התלות ב אחרה של כוח הלכידה בטמפרטורות שונות. ב Bi<sub>2-x</sub>Pb<sub>x</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+6</sub>, כמו גם ב בשדה של כוח הלכידה בטמפרטורות שונות. ב  $\delta T_c$  כמו גם יותר היא צפויה LSCO, הדומיננטיות של לכידת גבוהים זתר אפקטיביים ככל שהטמפרטורה מתקרבת ל $T_c$ . כעת נתייחס לקשר שבין המעבר בין מנגנוני הלכידה לבין השיא השני של LSCO. כמו שהראנו באיורים 11-V ו 13-V, המעבר ממנגנון לכידה אחד לשני קורה בתחום הטמפרטורות והשדות האופיניים לשיא השני, כלומר קיים קשר ישיר בין מעבר מנגנוני הלכידה לשיא המגנטיזציה השני. מעבר זה יוצר שיא באנרגיית הלכידה כפונקציה של שדה, וגורם להיווצרות שיא המגנטיזציה השני עם הזמן. העובדה ששיא זה נוצר כתוצאה ממעבר במנגנוני הלכידה, מרמזת על עם הזמן. העובדה ששיא זה נוצר כתוצאה ממעבר במנגנוני הלכידה, מרמזת על כך שהוא אינו תוצאה של מעבר פאזה סדר-אי סדר, אשר בדרך כלל תלוי במנגנון לכידה אחד. המסקנה שלנו היא שבתחום הלא-הדיר, המעבר בין מנגנוני הלכידה קובע את הצורה של השיא השני. בסעיף הבא נראה שהשיא הזה צפוי גם בתחום התרמו-דינאמי והוא מציין מעבר פאזה מבני. מעבר פאזה הזה קובע את המיקום של השיא השני בשדה ובטמפרטורה ומסביר את קו המעבר הייחודי.

# 3.V מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים

כבר זמן רב ידוע שבכמה מוליכי-על אנאיזוטרופיים בעלי  $T_c$  נמוך (כמו עבר פאזה מבני [114] V₃Si ו [113] Nb ,[112-110] LuNi₂B₂C ,YNi₂B₂C של מערך הפלקסונים, כלומר, מעבר משריג בעל סימטריה אחת לשריג בעל סימטריה אחרת. בנוסף לכך, מדידות Scanning Tunneling Microscope (STM) [10] ו SANS) Small Angle Neutron Scattering) [8, 9] הראו שגם במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות קיימות פאזות שריג נוספות, כמו פאזה ריבועית בדגמי בדגמי over doped) LSCO) נצפו פאזה ריבועית ופאזה מעוינת בטמפרטורות נמוכות על ידי SANS. נציין שבטכניקות (Gilardi *et al.* נציין שבטכניקות) נמוכות על ידי הקיימות (געבר בכל תחום µSR ,STM ,SANS ועוד) קשה למדוד את קו המעבר בכל תחום הטמפרטורות. מבחינה תיאורטית, Rosenstein *et al.* הראו שמעבר פאזה מבני גורם להופעת שיא בעקומת המגנטיזציה כתוצאה מ'ריכוך' של קבוע (squash אשר במעבר פאזה ריבוע-מעוין נקרא קבוע המעיכה אלסטי למעבר פאזה מבני. על מנת לבחון הנחה זו נחזור לתיאוריה של מעבר פאזה ריבוע-מעוין בנוכחות תנודות תרמיות חזקות בגבול של תיאורית לונדון. נשווה את התוצאות התיאורטיות עם התוצאות הניסיוניות שנלקחו ממדידות של דגמי .x בעלי ריכוזים שונים של La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>



איור 14-V: שתי אפשרויות למבני שריג במוליך-על בעל סימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup>: (א) שריג ריבועי המכוון לאורך הציר הקריסטלוגרפי [110] של השריג האטומי. (ב) ו (ג) שני מבני שריג מעוינים באזור הטמפרטורה הנמוכה בדיאגרמת הפאזות. (ב) מסובב ב<sup>0</sup>00 ביחס ל (ג).

מעבר ריבוע-מעוין הוא האפשרות הפשוטה ביותר של מעבר פאזה מבני. מאחר וסימטרית ההעתקה נשמרת לאורך ציר z (תנודות לאורך ציר זה חלשות מאד וניתן להזניח אותם) המעבר הוא למעשה מעבר דו ממדי ושבירת ,180<sup>0</sup> הסימטריה היא  $Z_4 \rightarrow Z_2$  (מעבר מסימטרית סיבוב של 180<sup>°</sup>), הסימטריה היא סימטרית השיקוף לא נשברת). בפאזה הפחות סימטרית קיימים שני שריגים מעוינים הנבדלים בסיבוב של  $90^0$  [איור 14-V (ב) ו (ג)], כאשר בפאזה היותר סימטרית, כלומר הפאזה הריבועית [איור 14-۷(א)], הווקטור בין שני שכנים , קרובים יכול להיות מקביל לציר הגביש a או בזוית של  $45^0$  ביחס לציר זה הצימוד בין שריג הגביש ושריג הפלקסונים במוליכי-על בעלי סימטרית סיבוב של  $T_c$  (fourfold symmetry) אוכן מספר חומרים בעלי  $T_c$  נמוך (כמו LSCO) של  $0^0$ .[119-117], מקורו בשתי אנאיזוטרופיות [RNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C, R = Y, Lu, Er, V<sub>3</sub>Si בזוית פרמי מהירות האנאיזוטרופיה הראשונה קיימת בתלות של אשר ההשפעה שלה על שריג הפלקסונים היא  $v_f(\theta) = v_f[1 + \mu_1 \cos(4\theta)]$ באינטראקציה בין פלקסונים במרחקים מסדר גודל של  $\lambda$  [14, 15, 16]. (energy gap) האנאיזוטרופיה השנייה נמצאת בתלות של המרווח האנרגטי

בפרק זה אנו מעונינים בעיקר בתחום שדות  $B<<H_{c2}$  אשר בו גודל הליבה של פלקסון ( $\sharp$ ) הרבה יותר קטן מהמרחק בין פלקסונים (b). במבט ראשון נראה שמעבר פאזה מבני קשור לאינטראקציות מסדר גודל של  $c_{La0}$ , כאשר  $c_{La0}$  הוא קבוע לינדמן, וכתוצאה מכך אין לו קשר לאינטראקציות מסדר גודל  $c_{La0}$ , כאשר  $c_{La0}$  הוא קבוע לינדמן, וכתוצאה מכך אין לו קשר לאינטראקציות מסדר גודל  $c_{Lan}$  הוא קבוע לינדמן, וכתוצאה מכך אין לו קשר לאינטראקציות מסדר גודל של  $c_{Lan}$  הוא קבוע לינדמן, וכתוצאה מכך אין לו קשר לאינטראקציות מסדר גודל f בתחום השדות הנ"ל. אולם, במחקר תיאורטי על תנודות תרמיות שהתפרסם לאחרונה [124] נטען שהאנאיזוטרופיה של הליבה היא משמעותית ויש לה השפעה גם על אינטראקציות במרחקים הגדולים מ $\sharp$ . לכן הבעיה דורשת התשעה גם על אינטראקציות במרחקים הגדולים מ $\sharp$ . לכן הבעיה דורשת השפעה גם על אינטראקציות במרחקים הגדולים מ

## .3.V. סקירת התיאוריה של מעבר פאזה מבני

,  $\kappa \equiv \lambda/\xi >> 1$  למוליכי-על מסוג V, איזוטרופיים במישור *ab* הביטוי למוליכי-על מסוג V, הביטוי לפוטנציאל האינטראקציה בין פלקסונים ישרים בטמפרטורה הוא הביטוי לפוטנציאל האינטראקציה בין (126]:

$$V(r_{ab}) = \frac{\Phi_0}{8\pi^2 \lambda^2} [K_0(r_{ab} / \lambda) - K_0(r_{ab} / \xi)]$$
(13.V)

כאשר  $r_{ab}$  הוא המרחק בין פלקסונים. פוטנציאל הדחייה הוא תוצאה של אינטראקציות מגנטיות ארוכות טווח ופוטנציאל המשיכה נגרם כתוצאה מחפיפה של ליבות הפלקסונים. בשלב ראשון נזניח את השינויים ב  $\lambda$  ו  $\zeta$  כתוצאה מתנודות תרמיות מיקרוסקופיות, כלומר אנחנו מגבילים עצמנו לטמפרטורות נמוכות בהרבה מ  $T_c$  אותו פוטנציאל קיים גם למערכת דו ממדית כמו LSCO שהיא אנאיזוטרופית מאד ביחס לכוון ציר c. בתיאוריה זו אנו מניחים שהפלקסון שהיא אנאיזוטרופית מאד ביחס לכוון ציר c. בתיאוריה זו אנו מניחים שהפלקסון מורכב ממקטעים באורך  $L_z$ , כאשר תנודות תרמיות ואינטראקציות בשכבה בעובי  $L_z$  נלקחות בחשבון אך הצימוד בין השכבות הוא זניח ולא נלקח בחשבון. האורך הזה נקבע על ידי השוואה בין אנרגית הנטיה של פלקסון לבין האנרגיה של אופני התנודה ה'רכים' (אופני ה'מעיכה') [127] והערכה ניסיונית של אורך זה מוצגת בסעיף 3.7. הביטוי המתקבל מהתמרת פוריה דו ממדית של

$$\nu(q^{2}) = L_{Z} \frac{\phi_{0}^{2}}{4\pi} \left( \frac{1}{1 + bq^{2}} - \frac{1}{\kappa^{2} + bq^{2}} \right)$$
(14.V)

כאשר השתמשנו ב $a=\sqrt{\phi_0\,/\,B}$  כיחידת אורך בהחלפת המשתנים, ק $q o qa\,/2\pi$ 

$$b = \frac{\left(2\pi\lambda\right)^2 B}{\phi_0} = \frac{\pi B}{H_{c1}} \ln \kappa$$
(15.V)

הוא שדה מגנטי חסר ממדים.

הביטוי לפוטנציאל האינטראקציה בין פלקסונים במוליך על בעל סימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup>, במרחקים הגדולים מליבת הפלקסון, התקבל ממודל מיקרוסקופי של מוליכי-על מסוג d-wave על ידי [13]. כאן נבטא את פוטנציאל Yang (*w*) על ידי פרמטר יחיד *µ* שהוא פרמטר האנאיזוטרופיה במישור:

$$w(q_x, q_y) = \left[1 + \eta \left(\frac{\beta h}{1 + \beta g}\right)^2\right] v(g)$$
(16.V)

כאשר  $p = q_x^2 - q_y^2$ ,  $g = q_x^2 + q_y^2$  כאשר כאשר  $h = q_x^2 - q_y^2$ ,  $g = q_x^2 + q_y^2$  כאשר יחיד אינו הביטוי הכללי ביותר אבל הוא מאפשר תיאור איכותי ונח של הפיסיקה של קו המעבר המבני.

נתחיל בהתייחסות למעבר פאזה מבני בשריג עם פוטנציאל Yang ללא תנודות תרמיות. בטמפרטורה אפס מבנה שריג הפלקסונים נקבע על ידי מינימיזציה של סכימה של הפוטנציאל על כל וקטורי השריג ההופכי לכל סימטריה שהיא:

$$E_0 = \frac{1}{2} \sum_{nm} W(\boldsymbol{G}_{nm}) \tag{17.V}$$

כאשר *G<sub>nm</sub>* הוא וקטור השריג ההופכי. אנחנו מגבילים עצמנו לשריגים מעוינים *G<sub>nm</sub>* כאשר קווית פתיחה של 90. ניתן להראות שלפרמטר *n* חיובי, השריגים המעוינים בעלי זווית פתיחה של 90. ניתן להראות שלפרמטר (110) [ראה איור 14-V(ב)] הם בעלי

.[117]

אנרגיה נמוכה יותר מאשר מבני שריג אחרים (למשל שריג מעוין בכוון (100))



 $\eta_c$  איור 15-V איור אפס המפריד בין שריג המעוין ושריג ריבועי. התלות של 15-V איור אור המעבר בטמפרטורה אפס המפריד בין שריג המעוין שריג ריבועי. הל הוא שדה (הפרמטר הקריטי של האנאיזוטרופיה של סימטרית סיבוב של 90°) ב b, כאשר b הוא שדה מגנטי חסר ממדים.

חישוב האנרגיה ( $\Theta$ ) לשריגים המעוינים בכל זוויות הפתיחה  $P_d(b)$  חישוב האנרגיה ( $\Theta = 45^\circ - 60^\circ$ ) מראה שמעל אסימטריה קריטית מסוימת ( $\eta_c(b)$  השריג הריבועי בעל אנרגיה נמוכה יותר בעוד שמתחת לערך זה לאחת הקונפיגורציות של השריגים המעוינים [איור 2014] יש אנרגיה נמוכה יותר. התלות של  $\eta_c$  ב מעריגים המעוינים [איור 14-V (ב) ו (ג)] יש אנרגיה נמוכה יותר. התלות של  $\eta_c$  ב מוצגת באיור 15-V. חישוב התלות הזוויתית של אנרגית השריג מראה שהמעבר הוא מסדר שני. תוצאות דומות התקבלו לפוטנציאלים אחרים בעלי סימטרית סימטרית סיבוב של 0 מוצגת בגיור נוד (110, 121, 121, 121, 121).

בשלב שני נתייחס למצב שבו יש סטיות של הפלקסונים מנקודות שווי המשקל. הביטוי לאנרגיה  $E[\mathbf{u}_{a}]$  הנגרמת מהעתקת הפלקסונים ( $\mathbf{u}_{a}$ ) מנקודות שווי-המשקל של השריג  $\mathbf{R}_{a}$  הוא:

$$E[\boldsymbol{u}_{a}] = \frac{1}{2} \sum_{a \neq b} W(\boldsymbol{R}_{a} - \boldsymbol{R}_{b} + \boldsymbol{u}_{a} - \boldsymbol{u}_{b})$$
(18.V)

הקבועים האלסטיים מתקבלים מפיתוח לטור של האנרגיה עד לסדר שני הקבועים האלסטיים מתקבלים מפיתוח לטור של האנרגיה עד לסדר שני  $(E[\boldsymbol{u}_q] \approx E_0 + E_2[\boldsymbol{u}_q])$ . בסימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup> רק קבועי האלסטיות דחיסה ( $E[\boldsymbol{u}_q] \approx C_0 + E_2[\boldsymbol{u}_q]$ ), גזירה (compression) ומעיכה (squash) אינם מתאפסים, התרככות של קבוע המעיכה האלסטי,

$$C_{sq} = 2(C_{11} + C_{12}) - C_{66}$$
 (19.V)

מהווה אינדיקציה מקרוסקופית למעבר פאזה מבני. התנאים ליציבות מהווה אינדיקציה מקרוסקופית למעבר פאזה מבני. התנאים ליציבות 4( $C_{11} + C_{66}$ ) >  $C_{sq}$  > 0 :הם:  $E_2[\boldsymbol{u}_q]$  חיובי היבר הריבועי (האיבר הריבועי  $C_{66}$  > 0.

בדרך כלל אקסיטציות תרמיות בטמפרטורה *7* נלקחות בחשבון על ידי חישוב של הסכימה הסטטיסטית

$$Du = \prod_{\boldsymbol{q} \subset BZ} d^2 u_{\boldsymbol{q}} , Z = \int Du e^{-H[\boldsymbol{u}_q]/T}$$
(20.V)

כאשר את האנרגיה ניתן לפתח לטור לפי תורת ההפרעות. על מנת

לכלול את השפעות הטמפרטורה על מעבר הפאזה, תורת ההפרעות מסדר שני איננה מספיקה ויש צורך לכלול איברים של אנרגיה מסדר גבוה. לכן ניקח בחשבון את האינטראקציות בין פונונים מסדר שלישי ורביעי של  $u_{q}^{\alpha}$ . האיבר מסדר שלישי וניח (ראה מקור [128]) ולכן נכתוב את המשוואה ממעלה רביעית:

(21.V)  $E_{4}[\boldsymbol{u}_{q}] = \frac{1}{4!} \sum_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{l},\boldsymbol{m} \in BZ} \Omega_{\alpha\beta}(\boldsymbol{q},\boldsymbol{l},\boldsymbol{m}) u_{\boldsymbol{q}}^{\alpha} u_{\boldsymbol{l}}^{\beta} u_{\boldsymbol{m}}^{\gamma} u_{-\boldsymbol{q}-\boldsymbol{l}-\boldsymbol{m}}^{\delta}, \boldsymbol{H}[\boldsymbol{u}_{q}] = E_{0} + E_{2}[\boldsymbol{u}_{q}] + E_{4}[\boldsymbol{u}_{q}]$ 

כמובן שאין פתרון מדוייק לבעיה מסדר רביעי. הקירוב הפשוט ביותר לבעיה זו נקרא Self Consistent Harmonic Approximation (ארשייך למשפחה הרחבה של הקירובים הגאוסיניים. בשיטה זו ניתן לקבל גאוסיין אפקטיבי (*,T*= exp, *-f<sub>eff</sub>*, כאשר

$$. f_{eff} = E_0 / T + f_1 + f_2 + f_4$$
 (22.V)

הקשורים לקבועים  $c_{\rm sq}$ ,  $c_{\rm ff}$ ,  $c_{11}$  הקשורים לקבועים  $f_4$  ו  $f_2$ ,  $f_1$  האלסטיים של השריג לפי:

$$C_{sq} = 4C_{66}$$
;  $C_{66} = \frac{C_{sq}}{4}$ ;  $C_{11} = C_{11} + C_{66} - \frac{C_{sq}}{4}$  (23.V)

על מנת למצוא את קו המעבר צריך למצוא את ערך המינימום של האנרגיה (משוואה 22.V) ביחס לפרמטרי הואריאציה. בשיטה זו ניתן לקבל את הערך של  $C_{
m sq}$  בשדה וטמפרטורה סופיים. כאמור, התנאי ליציבות הפאזה
$C_{sq}$  הריבועית הוא  $C_{sq}>0$ . ניתן להתאים באופן מדויק את התלות של בטמפרטורה לפי חוק החזקה:

$$C_{sq} = const(T - T_{ST})^{\mu}$$
(24.V)

 $(C_{sq} = 0 - C_{sq})$  כאשר  $T_{5T}$  הוא טמפרטורת המעבר מריבוע למעוין (כלומר  $T_{5T}$  - כאשר  $\mu = 3/2$  וערך החזקה הוא:  $\mu = 3/2$ . דיאגראמת פאזות אופיינית של שריג הפלקסונים וערך החזקה הוא:  $\mu = 3/2$ . ניתן לקבל מוצגת באיור 16-V עבור  $\kappa = 75$  ו 16-V עבור באיור 16-V התאמה טובה לקו המעבר על ידי הפונקציה:

$$\Theta = b\tau \equiv \alpha t \quad ; b = g(\Theta) = \frac{A_0(\eta, \kappa)}{\Theta^{\nu}} [\Theta_0(\eta, \kappa) - \Theta]$$

$$\alpha = 4\pi^3 \lambda^2 T_c / L_z \Phi_0^2 \quad ; \tau = \frac{4\pi T}{L_z \Phi_0 B}$$
(25.V)

כאשר  $T/T_c$  מעל הטמפרטורה בה  $\Theta = \Theta_0$  שריג הפלקסונים הוא  $t = T/T_c$  ריבועי בכל השדות. בטמפרטורות נמוכות התלות של קו המעבר היא פונקצית חיבועי בכל השדות. בטמפרטורות נמוכות התלות של קו המעבר היא פונקצית חיקה. במקרה המוצג באיור 16-V אשר בו  $\kappa$ =75 אשר בו 20.9  $\kappa$  (מתאים לv = 0.9



איור של האה ריבוע-מעוין במישור *B-T*. השדה המגנטי  $b = 4\pi^2 B\lambda^2/\Phi$  וטמפרטורה (השדה המגנטי  $T_c L_z \Phi_0^2$  מעבר פאזה ריבוע-מעוין  $\kappa = 75$  קווי המעבר התקבלו בחישוב נומרי ל  $\delta = \alpha T_c T_c L_z \Phi_0^2$  (השרה למטה,  $\Theta = \alpha T_c T_c T_c L_z \Phi_0^2$  (מלמעלה למטה, מצויינים בעיגולים) (הם תואמים לפונקציה  $\eta = 0.003, 0.0165, 0.03, 0.055$ ) איור  $b = g(\Theta) = A_0 [\Theta_0 - \Theta]/\Theta^{\nu}$ 

#### LSCO ב. הערכה ניסיונית של פרמטר האנאיזוטרופיה $\eta$ בגבישי.3.V

בסעיף זה ניתן הערכה לפרמטר האנאיזוטרפיה של סימטרית סיבוב לבחינה LSCO עם ריכוז זיהומים x שונה. הבחירה ב LSCO עם ריכוז זיהומים  $\eta$ , 90 $^{\circ}$ , לגבישי  $\eta$ , 90 $^{\circ}$ -של הפרמטר  $\eta$  נעשתה מכמה סיבות. ראשית, מכיוון שאנו מעוניינים במוליכי של הפרמטר  $\eta$ על עם תנודות תרמיות חזקות, מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות הם בחירה טבעית. בנוסף, הסימטריה של הגביש צריכה להיות סימטרית סיבוב של 90⁰. הבחירה הטובה ביותר צריכה להיות BSCCO שהוא גביש בעל מבנה טטרגונלי. הבעיה היא שקו המעבר סדר-אי סדר ב BSCCO עובר בשדות נמוכים מאד בדיאגראמת הפאזות שדה-טמפרטורה (מתחת G 500 G). מכיוון שלגביש YBCO יש אנאיזוטרופיה חזקה במישור *a>b) ab* אשר להם (*a>b*) אשר להם מבנה גבישי קרוב לטטרגונלי. שלושה גבישי ₄La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO עם ריכוז שונה של Sr גודלו בשיטת traveling-solvent-floating-zone [70]: 1. גביש בעל ריכוז Sr גודלו בשיטת גודלו בשיטת נמוך (under doped) נמוך ( $\lambda \approx 2 \times 10^{-5}$  ,  $T_c=32$  K ,x=0.126 :(under doped) נמוך זיהומים אופטימאלי (optimally doped):  $\lambda \approx 10^{-5}$ ,  $T_c = 37$  K, x=0.154 (optimally doped) בעל ריכוז זיהומים גבוהה (over doped):  $\lambda \approx 10^{-5}$ ,  $T_c=30$  K (x=0.194): בעל ריכוז זיהומים גבוהה ( בעלות בצורת אלו  $(c \times a \times b)$  הממדים תיבות נחתכו מגבישים

 $2.08 \times 0.83 \times 0.96$  המדידות  $1.93 \times 0.72 \times 1.22$  ההתאמה.  $1.05 \times 1.7 \times 2.3$  אוש בטכניקת SQUID המדידות נעשו במגנטומטר c של חד חיצוני שהופעל בכוון ציר c של מד חיצוני שהופעל בכוון ציר 1.05 אוש שהועלה עד 50 אופע.

כאמור לעיל, הזרם הקריטי פרופורציונאלי לרוחב לולאת המגנטיזציה. -V דוגמאות לשיא השני בזרם הקריטי כפונקציה של שדה מגנטי מוצגות באיור 17. הקווים המתארים את שדה השיא השני כפונקציה של טמפרטורה הם בעלי שיפוע שלילי (איור 18-V).



T = under doped איור 17-V ב שייכים שייכים לדגם under doped ב דה מגנטי. הכוכבים שייכים לדגם T = 16 K ב over doped ב T = 16 K ומשולשים לדגם over doped ב T = 16 K ב T = 16 K ב חקווים מותאמים על ידי הפונקציה  $J_c$ .

התלות של הזרם הקריטי בשדה לחומר פלקסונים אלסטי במוליך על  $(C_{66}C_{sq})^{-1}$  בעל סימטרית סיבוב של 90<sup>0</sup> נמצאה בתיאוריה פרופורציונאלית ל [115]. ולכן הזרם הקריטי צריך להתבדר בקו המעבר בדגם אינסופי כתוצאה מכך ש  $C_{sq}$  שואף ל 0. התופעה הזו דומה לתופעת השיא השני הרגילה (סדר-אי סדר) אשר בה קבוע הגזירה (shear) מתרכך. גודל סופי של הדגם והשפעות של אי הומוגניות מחליקים את ההתבדרות. התאמה פנומנולוגית ל *j*c הנמדד (איור 15-V) נעשתה על ידי שימוש בתלות של קבועי המעיכה ליד שדה המעבר בצורה

, 
$$j_c \propto M_{down} - M_{up} = \frac{a}{\left[ (B - B_{ST})^2 + (\Delta B)^2 \right]^{\nu/2}}$$
 (27.V)

כאשר  $\Delta B$  הוא רוחב השיא. ההתאמות לנקודות הניסיוניות (הקווים באים:  $\Delta B$  הוא רוחב השיא. התאמות לנקודות הניסיוניות (הקווים :  $\Delta B = 0.35T$ ,  $a = 7.26 \times 10^4 G^{5/2}$ , T = 14K באיור (כוכבים) underdoped (כוכבים) ב $\Delta B = 0.45T$ ,  $a = 4.64 \times 10^4 G^{5/2}$ , T = 12K באנולים) optimally doped לדגם :  $\Delta B = 0.21T$ ,  $a = 1.08 \times 10^4 G^{5/2}$ , T = 16K (משולשים) בי  $\Delta B = 0.21T$ ,  $a = 1.08 \times 10^4 G^{5/2}$ , T = 16K



איור 18-V איור בוע-מעויין בדגמי שדה השני של גענענין המעבר ריבוע-מעויין המעבר באיר איורטי.יהלומים, משולשים וריבועים מייצגים את שדה השיא השני בדגמי La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> התיאורטי.יהלומים, משולשים וריבועים מייצגים את שדה השיא השני בדגמי (קוים עם  $\kappa = 75$  התיאורטי.יהלומים, כולם עם  $\eta = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1 = 272$ ,  $s_2 = 1$  under doped בהתאמה. הקווים התיאורטיים (קוים שחורים), כולם עם  $\eta = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1 = 272$ ,  $s_2 = 1$  under doped בהתאמה. הקווים התיאורטיים (קוים שחורים), כולם עם  $\eta = 0.03$ ,  $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\sigma_1 = 272$ ,  $s_2 = 100$ ,  $s_2 = 123$ ) optimally doped (139),  $(\eta = 0.01, \alpha = 3.2 \cdot 10^{-4}, s_1 = 469, s_2 = 165)$ 

איור 18-V איור 18-V איור 18-ענמדדו בשלושה מעבר הפאזה הניסיוניים (ד $B_{ST}(T)$  שנמדדו בשלושה over doped (משולשים) optimally doped (יהלומים), under doped (גמשולשים) דגמי

(ריבועים). קוים אלו הם בעלי צורה קעורה ושיפוע שלילי והם מגיעים לשדה over ו optimally doped גמים  $T_0$ . בעוד שלדגמים optimally doped ו  $B_{57}(T_0) = 0$  בטמפרטורה מסוימת  $T_0$ . בעוד שלדגמים  $T_0$ - doped קרוב ל $T_c$ , לדגם under doped הוא משמעותית נמוך מ $T_c$ . על מנת  $T_0$ - doped שנוכל להשוות את התיאוריה לתוצאות הניסיוניות צריך להרחיב את התיאוריה לכל תחום הטמפרטורות עד  $T_c$ . תנודות תרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד  $T_c$ . תנודות לחרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד  $T_c$ . תנודות הרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד  $T_c$ . תנודות הרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד  $T_c$ . תנודות המיקרוסקופיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד את התיצות במודל שרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד ידי שימוש במודל שרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד ידי שימוש במודל שרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון לכל תחום הטמפרטורות עד ידי שימוש במודל שרמיות מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון השופן פנומנולוגי על ידי שימוש במודל שרמיות לעומית מיקרוסקופיות נלקחו בחשבון האורך הקוהרנטיות ועומק החדירה: (10.1 שלי 10.1 שליין לידי הפונקציה (גדי הפונקציה לאורך המודגת באיור לידי המעבר תואר בסעיף 3.1 שלידי הפונקציה (25.V הפרמטר המוצגת באיור 25.V). הפרמטר הממדים ל הוגדר במשוואה 15.V. לפיכך ניתן להתאים את התוצאות הניסיוניות לפי המשוואה:

$$b(t) = (1 - t^{4})s\left(\frac{\alpha t}{1 - t^{4}}\right) \cong \left(s_{1}\frac{(1 - t^{4})^{\nu+1}}{t^{\nu}} - s_{2}\frac{(1 - t^{4})^{\nu}}{t^{\nu-1}}\right)$$
(28.V)

פרמטרי ההתאמה הם פרמטר האנאיזוטרופיה  $\eta$  ופרמטר החומר  $\alpha = 16\pi^3 \lambda_0 T_c / L_z \Phi_0^2$ , אורך  $\alpha = 16\pi^3 \lambda_0 T_c / L_z \Phi_0^2$ , אורך  $\alpha = 16\pi^3 \lambda_0 T_c / L_z \Phi_0^2$ , הקוהרנטיות  $\xi$ , והטמפרטורה הקריטית  $T_c$ , מאפשר לקבל מפרוצדורת הקוהרנטיות  $\eta = 0.02$ , under doped  $\eta = 0.03$ ,  $\eta = 0.02$ , under doped עבור  $\alpha = 10^{-4}$ ,  $\eta = 0.03$ ,  $\eta = 0.02$ 

להוציא מהמיקום של קו המעבר בדיאגרמת הפאזות את פרמטר האנאיזוטרופיה של סימטרית סיבוב 90<sup>0</sup> (*ŋ*). נציין שאת הפרמטר *ŋ* ניתן לקבוע באופן בלתי תלוי ממדידות הולכה (transport) ומעניין יהיה להשוות את התוצאות של ניסוי כזה לתוצאות המתוארות כאן.

#### .3.V.ג. דיון ומסקנות

בתחילה נשווה בין התיאוריה המוצגת כאן לתיאוריות אחרות של מעבר פאזה משריג ריבועי למעוין. המאפיין הברור של התוצאה שקיבלנו למעבר פאזה מבני הוא שיפוע שלילי של קו המעבר. קיימות שלוש גישות עיקריות לקו המעבר: הבסיסית ביותר המתחילה מתיאורית BCS (ראה [119] ו [111]). הגישה השנייה היא פנומנולוגית יותר המסתמכת על קירוב לונדון שבו הגישה השנייה היא פנומנולוגית יותר המסתמכת על קירוב לונדון שבו הפלקסונים מוצגים כאובייקטים קוויים (Kogan ושותפים [14, 15, 16], 124] כולל התיאוריה המוצגת כאן). הגישה השלישית, פנומנולוגית אף היא, מבוססת על פיתוח גינזבורג-לנדאו ליד 7 (ראה מקורות [201, 121], [213] ו [212]). התוצאה העיקרית משבירת הסימטריה, כלומר השיפוע של קו המעבר המבני, מתקבלת מכל שלושת הגישות הללו והיא משקפת ערך כללי יותר של המערכת: הסימטריה שלה. לכן נתחיל את הדיון בשיקולים של סימטריה ואנטרופיה.

במוליכי-על קונבנציונאליים (בעלי *T<sub>c</sub>* נמוך) השיפוע של קו המעבר ריבוע-מעוין [110] יכול להיות חיובי. עובדה זו מתאימה למצב בו לשדה מגנטי קבוע בטמפרטורות נמוכות הפאזה הסימטרית יציבה, בעוד שחימום גורם להופעת שני מצבי יסוד מנוונים. בהנחה שאי סדר בגביש הוא זניח, המצב הזה הוא לא פיסיקאלי. בדרך כלל בפיסיקה סטטיסטית, תהליך שבירת הסימטריה של מעבר פאזה מסדר שני מתרחש בצורה הפוכה: ממצב מנוון ופחות סימטרי

בטמפרטורות נמוכות למצב סימטרי יותר בטמפרטורות גבוהות. למשל, העלאת הטמפרטורה גורמת לפרומגנט להפוך לפארמגנט, מעבר ממתכת מוליכת-על לנורמאלית, מעבר מוצק-נוזל, ועוד. למרות שלידיעתנו אין עדיין הוכחה חד משמעית לטענה זו, הסיבה לכך היא שהגברת האקסיטציות על ידי חימום מעבר למחסום האנרגיה , המפריד בין מספר סימטריות שבורות של מצב היסוד, יוצרות מצב גיבס סימטרי והניוון נעלם (המערכת צוברת ארגודיות).

בפיסיקה של מערכת פלקסונים הכלל הזה תופס גם מחוץ לתחום של קו מעבר פאזה מבני. לדוגמא, בחומרים מאד נקיים לקו ההתכה יש שיפוע שלילי. נציין שתופעת קו ההתכה ההפוך (inverse melting line) שנצפתה ב שלילי. נציין שתופעת קו הגתכה ההפוך (Inverse melting line) שנצפתה ב BSCCO [98] ו YBCO [81] נגרמת כתוצאה מאי סדר בלבד, אשר לא נלקח בחשבון בטיעון שלנו.

לאור האמור לעיל, כדי להסביר את השיפוע החיובי של מעבר פאזה מבני הנצפה בחומרים רבים בעלי *T<sub>c</sub>* נמוך [113-110], צריך לקחת בחשבון גורמים נוספים. כאמור לעיל, אי סדר יכול לספק את ההסבר, ובנוכחותו השיפוע הופך חיובי כמו שראינו במקרה של קו מעבר סדר-אי סדר.

#### VI. סיכום הפרק

LSCO בפרק זה דנו במשמעות של תופעת שיא המגנטיזציה השני בדגמי LSCO. הראנו שההסבר המקובל לתופעת השיא השני, קרי מעבר סדר-אי סדר, אינו מתאים ל SCO. הצגנו אפשרות חדשה להסבר התופעה, המבוססת על מעבר מדאים ל LSCO. הצגנו אפשרות חדשה להסבר התופעה, המבוססת על מעבר פאזה מבני של שריג הפלקסונים מפאזה מעויינת לפאזה ריבועית. התיאוריה פאזה מבני של שריג הפלקסונים מפאזה מעויינת לפאזה ריבועית. התיאוריה מציעה שהתרככות של הקבוע האלסטי  $C_{sq}$  בנקודת המעבר גורמת לעלייה במגנטיזציה ולהיווצרות שיא בעקומות המגנטיזציה. התיאוריה גם מנבאת ירידה חזקה של קו המעבר המבני עם הטמפרטורה. התלות המיוחדת בטמפרטורה

של קו מעבר הפאזה ב LSCO הנלקח משדה השיא השני הראה התאמה טובה לקו מעבר פאזה מבני בשריג הפלקסונים כפי שהוצא בתיאוריה.

חקירת הדינאמיקה של מערך הפלקסונים בזמנים קצרים יחסית, כלומר *δT<sub>c</sub>* ללכידת *δ* ללכידת LSCO לפני היווצרות המצב התרמודינאמי, מראה מעבר מלכידת LSCO ללכידת בדגמי בדגמי LSCO המתרחש באזור שיא המגנטיזציה השני ומראה תלות חזקה בטמפרטורה ושדה. הראנו שהמעבר בין מנגנוני הלכידה גורם לדינאמיקה תלוית שדה הקובעת את צורת השיא השני.

התמונה המצטיירת מתוך הניסויים שלנו היא, אפוא, כלהלן: הדינאמיקה בזמנים קצרים נשלטת על ידי מנגנוני לכידה  $\delta T_c$  -1  $\delta I$  בשדות נמוכים וגבוהים, בהתאמה. התלות של הדינאמיקה בשדה מעצבת שיא במגנטיזציה. שיא זה, במצב התרמו-דינאמי (בזמנים ארוכים), הוא האינדיקטור למעבר פאזה; השוואה בין התוצאות הניסיוניות לתחזיות התאורטיות מצביעה על כך שהמעבר השוואה בין התוצאות הניסיוניות לתחזיות התאורטיות מצביעה על כך שהמעבר הוא מעבר פאזה של מבנה בשריג הפלקסונים. טענה זו מחוזקת על ידי ניסוי הוא מעבר פאזה של מבנה בשריג הפלקסונים. טענה זו מחוזקת על ידי ניסוי הוא מעבר מזה של מבנה בשריג הפלקסונים. טענה זו מחוזקת על ידי ניסוי הוא בשדות גבוהים מהשיא השני ודומה מאד למעבר בחומרים אחרים (איור 4-V). [47].

### VI. סיכום ומסקנות

עבודה זו התמקדה בחקר מקורם של השיאים המגנטיים האנומליים בדגמי La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>, וניצולם בחקר מעבר הממדיות ומעבר פאזה של מבנה בשריג הפלקסונים.

המחקר שלנו חשף את העובדה שבניגוד למוליכי-על אחרים, כגון אינו תוצאה של מעבר פאזה סדר- SBCO, BSCCO ו-NCCO, BSCCO אי סדר בשריג הפלקסונים, אלא תוצאה של מעבר פאזה מבני בשריג הפלקסונים, משריג ריבועי לשריג מעוין. מעבר זה גורם להתרככות קבוע המעיכה האלסטי ולהופעת שיא בעקומת המגנטיזציה. קו המעבר המחושב תואם את קו המעבר שמדדנו בדגמי LSCO בריכוזי Sr שונים.

מדידות רלקסציה בדגמים אלה השלימו את התמונה הקשורה להיווצרות  $\delta T_c$  ה- $\delta T_c$  ו-  $\delta T_c$  חשיא המגנטיזציה השני. מדידות אלה חשפו מעבר בין מנגנוני לכידה  $\delta T_c$  ו-  $\delta T_c$  ו- איא המגנטיזציה השני. המנגנונים השונים מכתיבים בתחומי טמפרטורה ושדה המתאימים לשיא השני. המנגנונים השונים מכתיבים קצבי רלקסציה שונים בתחומי השדות השונים, ובכך מעצבים את צורתו של השיא השני בעקומות המגנטיזציה. מסקנתנו היא שהדינאמיקה של חומר הפיא הפיא השני בעקומות המגנטיזציה מסקנתנו היא שהדינאמיקה של חומר הפיא הפיא השני בעקומות המגנטיזציה. מסקנתנו היא שהדינאמיקה של חומר הפיא הפיקסונים מעצבת את צורת השיא הפיקסונים מעבר בעקומות המגנטיזציה. מסקנתנו היא שהדינאמיקה של חומר הפיא הפיקסונים מעצבת את צורת השיא הפיקומו בשדה כפונקציה של הפלקסונים מעצבת על ידי התרמו-דינאמיקה של מעבר המבנה.

אנומליה מגנטית נוספת שחקרנו בעבודה זו הוא שיא מגנטיזציה נוסף אשר מופיע בין השיא הראשון לשני כאשר מפעילים שדה חיצוני הנטוי לצירים הראשיים של הגביש. אפיינו באופן נרחב את האנומליה הזו כתלות בזוית, טמפרטורה וזמן והראנו שהשדה שבו מתחיל להופיע השיא הנוסף מתלכד עם השדה שבו האינדוקציה המגנטית יוצאת מהמישור *db*. זאת בניגוד להסברים קודמים לפיהם היציאה מהמישורים גורמת לירידה במגנטיזציה [49]. אנליזה

כתוצאה מהסיבוב של האינדוקציה המגנטית בדגם ממישור זרימה "קשה" למישור "קל" [50]. סימולציות תיאורטיות הראו התאמה יפה לעקומת המגנטיזציה שנמדדו בתחום זוויות רחב.

ההבנה של מקור שיא המגנטיזציה הנוסף אפשרה לנו לפתח שיטה פשוטה לקביעת השדה הקריטי, *H*<sup>\*</sup>, שבו האינדוקציה המגנטית מתחילה לצאת ממישור *db*. מדידות של התלות של <sup>\*</sup>H בטמפרטורה בזוויות הטיה שונות של השדה החיצוני הראו אנומליה חזקה סביב K בספר שלא נצפתה בעבר במדידות של אפקט ה lock-in. תצפית חדשה נוספת קשורה לעובדה שהתלות של <sup>\*</sup> של אפקט ה lock-in. תצפית חדשה נוספת קשורה לעובדה שהתלות של <sup>\*</sup> בזווית היא מעריכית, אך החזקה בטמפרטורות נמוכות שונה לעומת טמפרטורות גבוהות יותר. המעבר בין שני התחומים מתרחש גם הוא בסביבות K לום הסברנו אנומליות אלו כמציינות מעבר ממדיות ב-LSC0 המושרה על ידי טמפרטורה. הראנו שהתלות של <sup>\*</sup>H בזווית מתאימה לתיאוריה לתחומים של 20 ו 30 [86], וטמפרטורת המעבר מתאימה לחיזוי התיאורטי ל מעבר הממדיות ב LSC0 [87], השיטה שלנו מראה ששיא המגנטיזציה הנוסף רגיש לממדיות של מוליכות-העל, והוא יכול לשמש אינדיקטור פשוט ונח לגילוי מעבר ממדיות גם בגבישים העל, והוא יכול לשמש אינדיקטור פשוט ונח לגילוי מעבר ממדיות גם בגבישים

סידרת מדידות מגנטיות נוספות שביצענו תומכות בתמונה של מעבר ממדיות ב-LSCO בסביבת 15 K מדידות רלקסציה של וקטור המגנטיזציה השיורית הנטויה בזווית למישורים הראו שהאינדוקציה מסתובבת לכיוון ציר *c* בטמפרטורות נמוכות ולכיוון מישור *ab* בטמפרטורות גבוהות. הסברנו את השינוי בכיוון הרלקסציה כנובע מהמעבר מפלקסון המורכב ממערבולות דו-ממדיות בכיוון הרלקסציה כנובע מהמעבר מפלקסון המורכב ממערבולות דו-ממדיות בכיוון הרלקסציה כנובע מהמעבר מפלקסונים שהם אובייקטים תלת-ממדיים בתחום התלת-מדי. מדידות רלקסציה של וקטור המגנטיזציה בנוכחות שדה הנטוי לצירי הגביש מראות שבתחום הדו-ממדי אנרגיית הלכידה קטנה יותר

מאשר בתחום התלת ממדי. כמו כן, מדידות מגנטיזציה כפונקציה של טמפרטורה בשדה מקביל למישור *ab* מראות עלייה אנומלית במגנטיזציה באזור מעבר הממדיות. מסקנתנו היא ששתי התופעות האחרונות הן תוצאה של המעבר מפלקסוני ג'וזפסון בתחום הדו-ממדי לפלקסוני אבריקוסוב בתחום התלת-ממדי.

לסיכום, השיאים המגנטיים האנומליים שמדדנו ב-LSCO דומים אמנם לאלו שנצפו במוליכי-על אחרים, אולם הראנו שמקורם ב-LSCO שונה. מחקירת האנומליות ב-LSCO ומהבנת המנגנונים הפיזיקאליים האחראים להם הגענו לתובנות חדשות הקשורות למעברי פאזה במערך הפלקסונים ולמעבר ממדיות של מוליך העל.

## VII. רשימת מקורות

[1] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, New-York, 1996).

[2] A. A. Abrikosov, Soviet Physics - JETP **5**, 1174 (1957).

[3] U. Essmann and H. Träuble, *"The direct observation of individual flux lines in type II superconductors"*, Phys. Lett. A **24**, 526 (1967).

[4] S. L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller, M. Warden, I. M. Savi,  $\ddagger$ , R. Schauwecker, D. Zech, R. Cubitt, E. M. Forgan, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, and Z. Tarnawski, *"Evidence for flux-lattice melting and a dimensional crossover in single-crystal Bi*<sub>2.15</sub>*Sr*<sub>1.85</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8+  $\delta$ </sub> from muon spin rotation studies", Phys. Rev. Lett. **71**, 3862 (1993).

[5] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. M. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski, and K. Mortensen, *"Direct observation of magnetic flux lattice melting and decomposition in the high-Tc superconductor*  $Bi_{2.15}Sr_{1.95}CaCu_2O_{8+x}$ ", Nature **365**, 407 (1993).

[6] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman, *"Thermodynamic observation of first-order vortex-lattice melting transition in Bi*<sub>2</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8</sub>*"*, Nature **375**, 373 (1995).

[7] T. Sasagawa, K. Kishio, Y. Togawa, J. Shimoyama, and K. Kitazawa, *"First-Order Vortex-Lattice Phase Transition in (La\_{1-x}Sr\_x)\_2CuO\_4 Single Crystals: Universal Scaling of the Transition Lines in High-Temperature Superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4297 (1998).

[8] R. Gilardi, J. Mesot, S. P. Brown, E. M. Forgan, A. Drew, S. L. Lee, R. Cubitt, C. D. Dewhurst, T. Uefuji, and K. Yamada, *"Square Vortex Lattice at Anomalously Low Magnetic Fields in Electron-Doped Nd*<sub>1.85</sub>Ce<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>", Phys. Rev. Lett. **93**, 217001 (2004).

[9] R. Gilardi, 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-T<sub>c</sub> Superconductor La<sub>1.83</sub>Sr<sub>0.17</sub>CuO<sub>4+ \delta</sub>", Phys. Rev. Lett. 88, 217003 (2002).* 

[10] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, and J. V. Waszczak, *"Scanning-Tunneling-Microscope Observation of the Abrikosov Flux Lattice and the Density of States near and inside a Fluxoid"*, Phys. Rev. Lett. **62**, 214 (1989).

[11] B. Keimer, W. Y. Shih, R. W. Erwin, J. W. Lynn, F. Dogan, and I. A. Aksay, *"Vortex Lattice Symmetry and Electronic Structure in YBa*<sub>2</sub>*Cu*<sub>3</sub>*O*<sub>7</sub>", Phys. Rev. Lett. **73**, 3459 (1994).

[12] I. Maggio-Aprile, C. Renner, A. Erb, E. Walker, and Fischer, "Direct Vortex Lattice Imaging and Tunneling Spectroscopy of Flux Lines on  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ", Phys. Rev. Lett. **75**, 2754 (1995).

[13] M. C. Dai and T. J. Yang, *"Magnetic properties for anisotropic -wave superconductivity"*, Physica C **305**, 301 (1998).

[14] V. G. Kogan, M. Bullock, B. Harmon, P. Miranovic-acute, L. Dobrosavljevicacute-Grujic-acute, P. L. Gammel, and D. J. Bishop, *"Vortex lattice transitions in borocarbides"*, Phys. Rev. B **55**, R8693 (1997).

[15] V. G. Kogan, A. Gurevich, J. H. Cho, D. C. Johnston, M. Xu, J. R. Thompson, and A. Martynovich, *"Nonlocal electrodynamics and low-temperature magnetization of clean high- kappa superconductors"*, Phys. Rev. B **54**, 12386 (1996).

[16] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *"From isotropic to anisotropic superconductors: a scaling approach"*, Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992).

[17] W. E. Lawrence and S. Doniach, *"Theory of Layer Structure Superconductors"*, Proceedings of the Twelfth International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, 1970, edited by E. Kanda, 361 (1971).

[18] R. A. Klemm, A. Luther, and M. R. Beasley, *"Theory of the upper critical field in layered superconductors"*, Phys. Rev. B **12**, 877 (1975).

[19] Y. V. Bugoslavsky, A. A. Zhukov, G. K. Perkins, A. D. Caplin, H. Kojima, and I. Tanaka, *"Flux-line lock-in to CuO planes in a La<sub>1.9</sub>Sr<sub>0.1</sub>CuO<sub>4</sub> single crystal", Phys. Rev. B 56, 5610 (1997).* 

[20] L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, and V. G. Kogan, *"Vortices in layered superconductors with Josephson coupling"*, Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).

[21] A. E. Koshelev, "Crossing lattices, vortex chains, and angular dependence of melting line in layered superconductors", Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).

[22] A. E. Koshelev, *"Vortex-chain phases in layered superconductors"*, Phys. Rev. B **71**, 174507 (2005).

[23] S. Theodorakis, "Theory of vortices in weakly-Josephson-coupled layered superconductors", Phys. Rev. B **42**, 10172 (1990).

[24] A. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai, S. Ooi, and M. Henini, "A onedimensional chain state of vortex matter", Nature **414**, 728 (2001).

[25] A. N. Grigorenko, S. J. Bending, I. V. Grigorieva, A. E. Koshelev, T. Tamegai, and S. Ooi, *"Tilt of pancake vortex stacks in Layered Superconductors in the crossing lattice regime"*, Phys. Rev. Lett. **94**, 067001/1 (2005).

[26] M. Tokunaga, M. Kobayashi, Y. Tokunaga, and T. Tamegai, "Visualization of vortex chains in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$  by magneto-optical imaging", Phys. Rev. B **66**, 060507/1 (2002).

[27] A. Tonomura, H. Kasai, O. Kamimura, T. Matsuda, K. Harada, T. Yoshida, T. Akashi, J. Shimoyama, K. Kishio, T. Hanaguri, K. Kitazawa, T. Masui, S. Tajima, N. Koshizuka, P. L. Gammel, D. Bishop, M. Sasase, and S. Okayasu, *"Observation of Structures of Chain Vortices Inside Anisotropic High- T<sub>c</sub> Superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **88**, 237001 (2002).

[28] V. K. Vlasko-Vlasov, A. Koshelev, U. Welp, G. W. Crabtree, and K. Kadowaki, *"Decoration of Josephson vortices by pancake vortices in Bi*<sub>2</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8+ $\delta$ </sub>", Phys. Rev. B **66**, 014523/1 (2002).

[29] C. A. Bolle, P. L. Gammel, D. G. Grier, C. A. Murray, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, *"Observation of a commensurate array of flux chains in tilted flux lattices in Bi-Sr-Ca-Cu-O single crystals"*, Phys. Rev. Lett. **66**, 112 (1991).

[30] D. Feinberg and A. M. Ettouhami, *"The lock-in transition of vortices in layered superconductors"*, Int. J. Mod. Phys. **7**, 2085 (1993).

[31] D. Feinberg and C. Villard, "*Intrinsic pinning and lock-in transition of flux lines in layered type-II superconductors*", Phys. Rev. Lett. **65**, 919 (1990).

[32] D. Ertas and D. R. Nelson, *"Irreversibility, mechanical entanglement and thermal melting in superconducting vortex crystals with point impurities "*, Physica C **272**, 79 (1996).

[33] T. Giamarchi and P. Le Doussal, "*Phase diagrams of flux lattices with disorder*", Phys. Rev. B **55**, 6577 (1997).

[34] V. Vinokur, 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 **295**, 209 (1998).

[35] B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, and M. Konczykowski, *"Vortex-Lattice Phase Transitions in Bi*<sub>2</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8</sub> *Crystals with Different Oxygen Stoichiometry"*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2555 (1996).

[36] D. Giller, 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. **79**, 2542 (1997).

[37] K. Deligiannis, 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*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub>", Phys. Rev. Lett. **79**, 2121 (1997).

[38] M. C. de Andrade, N. R. Dilley, F. Ruess, and M. B. Maple, "Competition between surface barriers and bulk pinning in a  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$  single crystal down to  $T/T_c=0.02$ ", Phys. Rev. B **57**, R708 (1998).

[39] T. Nishizaki, T. Naito, and N. Kobayashi, *"Anomalous magnetization and field-driven disordering transition of a vortex lattice in untwinned YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>", Phys. Rev. B 58, 11169 (1998).* 

[40] M. Baziljevich, D. Giller, M. McElfresh, Y. Abulafia, Y. Radzyner, J. Schneck, T. H. Johansen, and Y. Yeshurun, *"Vortex solid-solid transition in a Bi*<sub>1.6</sub>*Pb*<sub>0.4</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8+ $\delta$ </sub> *crystal"*, Phys. Rev. B **62**, 4058 (2000).

[41] Y. Radzyner, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Unified order-disorder vortex phase transition in high-T<sub>c</sub> superconductors", Phys. Rev. B **65**, 100513 (2002).

[42] Y. Radzyner, A. Shaulov, Y. Yeshurun, I. Felner, K. Kishio, and J. Shimoyama, *"Disorder and thermally driven vortex-lattice melting in La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> crystals", Phys. Rev. B 65, 100503 (2002).* 

[43] Y. Radzyner, A. Shaulov, Y. Yeshurun, I. Felner, K. Kishio, and J. Shimoyama, *"Anisotropic order-disorder vortex transition in La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>", Phys. Rev. B 65, 214525 (2002).* 

[44] S. Ooi, T. Shibauchi, K. Itaka, N. Okuda, and T. Tamegai, "Vortex matter transition in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$  under tilted fields", Phys. Rev. B **63**, 020501 (2000).

[45] S. Ooi, T. Shibauchi, N. Okuda, and T. Tamegai, *"Novel Angular Scaling of Vortex Phase Transitions in Bi*<sub>2</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8+y</sub>", Phys. Rev. Lett. **82**, 4308 (1999).

[46] M. Tokunaga, M. Kishi, N. Kameda, K. Itaka, and T. Tamegai, "*Two-component vortex phase diagram in Bi*<sub>2</sub>*Sr*<sub>2</sub>*CaCu*<sub>2</sub>*O*<sub>8+y</sub> under tilted fields studied by a micro-Hall probe", Phys. Rev. B **66**, 220501 (2002).

[47] U. Divakar, A. J. Drew, S. L. Lee, R. Gilardi, J. Mesot, F. Y. Ogrin, D. Charalambous, E. M. Forgan, G. I. Menon, N. Momono, M. Oda, C. D. Dewhurst, and C. Baines, *"Direct Observation of the Flux-Line Vortex Glass Phase in a Type II Superconductor"*, Phys. Rev. Lett. **92**, 237004 (2004).

[48] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *"Vortices in high-temperature superconductors"*, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).

[49] V. Bugoslavsky Yu, A. L. Ivanov, V. A. Kovalsky, and A. A. Minakov, *"Magnetic flux rotation and two types of additional maxima in magnetization curves of LaSrCuO single crystals in tilted magnetic field"*, Physica C **257**, 284 (1996).

[50] Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Magnetic flux rotation and associated magnetization peak in  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  crystals under tilted fields", Phys. Rev. B **73**, 214504 (2006).

[51] M. McElfresh, S. Li, and R. Sager, *Effects of Magnetic Field Uniformity on the Measurements of Superconducting Samples* (Quantum Design, 1966).

[52] G. Bednorz and K. A. Muller, *"Possible high Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system"*, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).

[53] Q. Li, M. Suenaga, T. Kimura, and K. Kishio, *"Reversible magnetic properties of*  $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$  *single crystals with* 0.05 <= x <= 0.10", Phys. Rev. B **47**, 11384 (1993).

[54] M. Suzuki and M. Hikita, *"Resistive transition, magnetoresistance, and anisotropy in La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> single-crystal thin films", Phys. Rev. B 44, 249 (1991).* 

[55] T. Sasagawa, Y. Togawa, J. Shimoyama, A. Kapitulnik, K. Kitazawa, and K. Kishio, *"Magnetization and resistivity measurements of the first-order vortex phase transition in (La\_{1-x}Sr\_x)\_2CuO\_4", Phys. Rev. B 61, 1610 (2000).* 

[56] V. G. Kogan, M. M. Fang, and S. Mitra, *"Reversible magnetization of high-T<sub>c</sub> materials in intermediate fields"*, Phys. Rev. B **38**, 11958 (1988).

[57] D. E. Farrell, C. M. Williams, S. A. Wolf, N. P. Bansal, and V. G. Kogan, *"Experimental evidence for a transverse magnetization of the Abrikosov lattice in anisotropic superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2805 (1988).

[58] D. E. Farrell, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, and J. Z. Liu, *"Experimental Evidence of a Dimensional Crossover in*  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ", Phys. Rev. Lett. **64**, 1573 (1990).

[59] M. Tuominen, A. M. Goldman, Y. Z. Chang, and P. Z. Jiang, *"Magnetic anisotropy of high-T<sub>c</sub> superconductors"*, Phys. Rev. B **42**, 412 (1990).

[60] P. L. Gammel, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, "Images of the vortex chain state in untwinned  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  crystals", Phys. Rev. Lett. **68**, 3343 (1992).

[61] J. C. Martinez, S. H. Brongersma, A. Koshelev, B. Ivlev, P. H. Kes, R. P. Griessen, D. G. de Groot, Z. Tarnavski, and A. A. Menovsky, *"Magnetic anisotropy of a Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> single crystal"*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2276 (1992).

[62] S. Kasahara, Y. Tokunaga, N. Kameda, M. Tokunaga, and T. Tamegai, "Local magnetization anomalies and inhomogeneous vortex penetration in the crossinglattices state of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ ", Phys. Rev. B **71**, 224505 (2005).

[63] P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur, and C. J. van der Beek, *"Dissipation in highly anisotropic superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1063 (1990).

[64] A. I. Buzdin and A. Simonov, *"Magnetic flux penetration into layered superconductors"*, Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki **98**, 2074 (1990).

[65] A. I. Buzdin and A. Simonov, *"Magnetization of anisotropic superconductors in the tilted magnetic field"*, Physica C **175**, 143 (1991).

[66] P. A. Mansky, P. M. Chaikin, and R. C. Haddon, "Vortex lock-in state in a layered superconductor", Phys. Rev. Lett. **70**, 1323 (1993).

[67] V. Vulcanescu, G. Collin, H. Kojima, I. Tanaka, and L. Fruchter, "Lockedunlocked transition of the flux-line-lattice configuration for a  $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ (x=0.075) single crystal with a small demagnetizing factor", Phys. Rev. B **50**, 4139 (1994).

[68] W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, S. Fleshler, J. Downey, and G. W. Crabtree, "Direct observation of intrinsic pinning by layered structure in single-crystal  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ", Phys. Rev. Lett. **67**, 390 (1991).

[69] Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Magnetic anomalies in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> crystals under tilted fields"*, Physica C (in print).

[70] T. Kimura, K. Kishio, T. Kobayashi, Y. Nakayama, N. Motohira, K. Kitazawa, and K. Yamafuji, *"Compositional dependence of transport anisotropy in large (La, Sr)<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> single crystals and second peak in magnetization curves"*, Physica C **192**, 247 (1992).

0.1 זווית נטייה 0 הושגה על ידי סיבוב הדגם ביחס לכוון השדה בצעדים של 1.7 מעלה עד שהרכיב האורכי מגיע לגודלו מעלה עד שהרכיב הרוחבי של המגנטיזציה מתאפס והרכיב האורכי מגיע לגודלו המינימאלי.

[72] שיא המגנטיזציה השני מופיע רק מעל 25 קלווין בתחום השדות הזה.

[73] פקטור הדמגנטיזציה 0.3~ צריך להילקח בחשבון על מנת לקבל ערך מדויק של האינדוקציה המגנטיזציה קטן מ של האינדוקציה המגנטית. אך לרוב הנתונים המוצגים כאן תיקון הדמגנטיזציה קטן מ 10%.

[74] מעל זווית זו לא רואים במדידות אלו את לכידת השטף במישורים ולכן קשה לקבוע את שדה התחלת הסיבוב.

[75] S. S. Maslov and V. L. Pokrovsky, *"The first critical field and locking-unlocking phase transition in layered superconductors"*, Eur. Lett. **14**, 591 (1991).

[76] B. I. Ivlev, N. Ovchinnikov Yu, and V. L. Pokrovsky, *"The kinked vortices in layered superconductors in the presence of a tilted magnetic field"*, Mod. Phys. Lett. B **5**, 73 (1991).

[77] L. I. Glazman and A. E. Koshelev, *"Thermal fluctuations and phase transitions in the vortex state of a layered superconductor"*, Phys. Rev. B **43**, 2835 (1991).

[78] M. Tuominen, A. M. Goldman, Y. C. Chang, and P. Z. Jiang, "Anomalous behavior of the angular-dependent magnetic relaxation in single-crystal  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ ", Phys. Rev. B **42**, 8740 (1990).

[79] D. Zech, H. Keller, M. Warden, H. Simmler, B. Stauble-Pumpin, P. Zimmermann, E. Kaldis, and J. Karpinski, *"Angle-dependent magnetic-relaxation studies in single-crystal YBa*<sub>2</sub>Cu<sub>4</sub>O<sub>8</sub>", Phys. Rev. B **48**, 6533 (1993).

[80] R. Marcon, E. Silva, R. Fastampa, and M. Giura, *"Magnetic field for the onset of resistivity: Angular dependence and temperature-induced dimensional crossover in Bi-Sr-Ca-Cu-O"*, Phys. Rev. B **46**, 3612 (1992).

[81] D. Pal, S. Ramakrishnan, A. K. Grover, D. Dasgupta, and B. K. Sarma, "Study of the multicritical point in the vortex phase diagram (H//c) of a weakly pinned crystal of  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ", Phys. Rev. B **63**, 132505 (2001).

[82] R. Marcon, E. Silva, R. Fastampa, and M. Giura, *"Magnetic field for the onset of resistivity: Angular dependence and temperature-induced dimensional crossover in Bi-Sr-Ca-Cu-O"*, Phys. Rev. B **46**, 3612 (1992).

[83] S. T. Ruggiero, T. W. Barbee, and M. R. Beasley, *"Superconductivity in Quasi-Two-Dimensional Layered Composites"*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1299 (1980).

[84] W. R. White, A. Kapitulnik, and M. R. Beasley, "Model system for vortex motion in coupled two-dimensional type-II superconductors", Phys. Rev. Lett. **66**, 2826 (1991).

[85] Y. Nakamura and S. Uchida, *"Anisotropic transport properties of single-crystal La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>: Evidence for the dimensional crossover", Phys. Rev. B 47, 8369 (1993).* 

[86] Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Dimensional crossover in  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ", Physica C (in print).

[87] Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Time relaxation of flux rotation and dimensional crossover in*  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ", Journal of Applied Physics (in print).

[88] Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Flux rotation and tempertaure induced dimensional crossover in*  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ", Phys. Rev. B (R) (to be published).

[89] M. Suzuki, *"Angular dependence of the upper critical field of La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> single-crystal thin films", Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 (Letters) 28, 1541 (1989).* 

[90] Y. Yeshurun 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. **60**, 2202 (1988).

[91] V. V. Moshchalkov, A. A. Gippius, A. A. Zhukov, H. H. Nyan, V. I. Voronkova, and V. K. Yanovskii, *"The relaxation of the monodomain TmBa*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> single crystal magnetization in the superconducting state", Physica C **165**, 62 (1990).

[92] Y. Hidaka and T. Murakami, *"Crystal growth and anisotropic properties of high-T<sub>c</sub> oxide superconductors"*, Phase Transitions **15**, 241 (1989).

[93] R. Khasanov, A. Shengelaya, A. Maisuradze, F. La Mattina, A. Bussmann-Holder, H. Keller, and K. A. Müller, *"Evidence for complex order parameter in*  $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$ ", eprint arXiv:cond-mat/0606175

[94] D. R. Harshman, W. J. Kossler, X. Wan, A. T. Fiory, A. J. Greer, D. R. Noakes, C. E. Stronach, E. Koster, and J. D. Dow, *"Nodeless pairing state in single-crystal YBa*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>", Phys. Rev. B **69**, 174505 (2004).

[95] D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurun, and J. Giapintzakis, *"Vortex solid-solid phase transition in an untwinned YBa*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-8</sub> crystal", Phys. Rev. B **60**, 106 (1999).

[96] S. B. Roy and P. Chaddah, "Study of minor hysteresis loops in the usual and anomalous superconducting regime of (*Ce*<sub>0.95</sub>*Nd*<sub>0.05</sub>)*Ru*<sub>2</sub>: evidence of a first-order transition", Physica C **279**, 70 (1997).

[97] S. Bhattacharya and M. J. Higgins, *"Dynamics of a disordered flux line lattice"*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993).

[98] N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D. E. Feldman, T. Tamegai, P. H. Kes, M. Li, M. Konczykowski, K. van der Beek, and E. Zeldov, *"'Inverse' melting of a vortex lattice"*, Nature **411**, 451 (2001).

[99] H. P. Wiesinger, F. M. Sauerzopf, and H. W. Weber, "On the calculation of Jc from magnetization measurements on superconductors", Physica C **203**, 121 (1992).

[100] M. Angst, S. M. Kazakov, J. Karpinski, A. Wisniewski, R. Puzniak, and M. Baran, "*Critical currents and order-disorder phase transition in the vortex states of*  $YBa_2Cu_4O_8$  with chemically introduced disorder", Phys. Rev. B **65**, 094518 (2002).

[101] Y. Bruckental, B. Kalisky, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Crossover of pinning mechanism in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> crystals", 49th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials 97, 10B109 (2005).* 

[102] Y. Bruckental, B. Rosenstein, B. Y. Shapiro, I. Shapiro, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Peak Effect and the Rhomb To Square Structural Transition In the Vortex Lattice"*, AIP Conference Proceedings **850**, 869 (2006).

[103] B. Rosenstein, B. Y. Shapiro, I. Shapiro, Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Peak effect and square-to-rhombic vortex lattice transition in*  $La_2$  .  $_xSr_xCuO_4$ ", Phys. Rev. B **72**, 144512 (2005).

[104] H. G. Schnack, R. Griessen, J. G. Lensink, and H.-H. Wen, "Generalized inversion scheme for the determination of activation energies from flux-creep experiments in high- $T_c$  superconductors", Phys. Rev. B **48**, 13178 (1993).

[105] R. Griessen, H.-h. Wen, A. J. J. van Dalen, B. Dam, J. Rector, H. G. Schnack, S. Libbrecht, E. Osquiguil, and Y. Bruynseraede, *"Evidence for mean free path fluctuation induced pinning in YBa*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> and YBa<sub>2</sub>Cu<sub>4</sub>O<sub>8</sub> films", Phys. Rev. Lett. **72**, 1910 (1994).

[106] A. J. J. van Dalen, M. R. Koblischka, R. Griessen, M. Jirsa, and G. Ravi Kumar, *"Dynamic contribution to the fishtail effect in a twin-free DyBa*<sub>2</sub>*Cu*<sub>3</sub>*O*<sub>7- $\delta$ </sub> *single crystal"*, Physica C **250**, 265 (1995).

[107] 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 **241**, 353 (1995).

[108] D. Giller, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Determination of the microscopic pinning mechanism in high-temperature superconductors"*, Physica B **284-288**, 687 (2000).

[109] G. C. Kim, B. J. Kim, M. Y. Cheon, and Y. C. Kim, "Variation of pinning mechanism in  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  single crystal", Physica C **391**, 305 (2003).

[110] M. R. Eskildsen, A. B. Abrahamsen, V. G. Kogan, P. L. Gammel, K. Mortensen, N. H. Andersen, and P. C. Canfield, *"Temperature Dependence of the Flux Line Lattice Transition into Square Symmetry in Superconducting LuNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C"*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5148 (2001).

[111] L. Y. Vinnikov, T. L. Barkov, P. C. Canfield, S. L. Bud'ko, and V. G. Kogan, *"Field evolution of vortex lattice in LuNi*<sub>2</sub> $B_2C$  seen by decoration in fields up to 1.5 *kOe"*, Phys. Rev. B **64**, 024504 (2001).

[112] L. Y. Vinnikov, T. L. Barkov, P. C. Canfield, S. L. Bud'ko, J. E. Ostenson, F. D. Laabs, and V. G. Kogan, *"Low-field reorientation transition and anisotropic orientational order of vortex lattices in LuNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C"*, Phys. Rev. B **64**, 220508 (2001).

[113] T. Forgan, (private communication)

[114] C. E. Sosolik, J. A. Stroscio, M. D. Stiles, E. W. Hudson, S. R. Blankenship, A. P. Fein, and R. J. Celotta, *"Real-space imaging of structural transitions in the vortex lattice of V<sub>3</sub>Si"*, Phys. Rev. B **68**, 140503 (2003).

[115] B. Rosenstein and A. Knigavko, "Anisotropic Peak Effect due to Structural Phase Transition in the Vortex Lattice", Phys. Rev. Lett. **83**, 844 (1999).

[116] P. Miranovic and V. G. Kogan, "*Elastic Moduli of Vortex Lattices within Nonlocal London Model*", Phys. Rev. Lett. **87**, 137002 (2001).

[117] N. Nakai, P. Miranovi, <sup>‡</sup>, M. Ichioka, and K. Machida, *"Reentrant Vortex Lattice Transformation in Fourfold Symmetric Superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **89**, 237004 (2002).

[118] T. Takanaka, "Flux-Line Lattices of Pure Type II Superconductors with Anisotropic Fermi Surface", Prog. Theor. Phys. **46**, 1301 (1971).

[119] H. Won and K. Maki, *"Vortex state of a d-wave superconductor in high-T<sub>c</sub> cuprates"*, Phys. Rev. B **53**, 5927 (1996).

[120] D. Chang, C. Y. Mou, B. Rosenstein, and C. L. Wu, *"Interpretation of the Neutron Scattering Data on Flux Lattices of Superconductors"*, Phys. Rev. Lett. **80**, 145 (1998).

[121] D. Chang, C. Y. Mou, B. Rosenstein, and C. L. Wu, *"Static and dynamical anisotropy effects in the mixed state of d-wave superconductors"*, Phys. Rev. B **57**, 7955 (1998).

[122] A. D. Klironomos and A. T. Dorsey, "Vortex Lattice Structural Transitions: A Ginzburg-Landau Model Approach", Phys. Rev. Lett. **91**, 097002 (2003).

[123] K. Park and D. A. Huse, "*Phase transition to a square vortex lattice in type-II superconductors with fourfold anisotropy*", Phys. Rev. B **58**, 9427 (1998).

[124] A. Gurevich and V. G. Kogan, "*Effect of Fluctuations on Vortex Lattice Structural Transitions in Superconductors*", Phys. Rev. Lett. **87**, 177009 (2001).

[125] P. M. Platzman and H. Fukuyama, "*Phase diagram of the two-dimensional electron liquid*", Phys. Rev. B **10**, 3150 (1974).

[126] E. H. Brandt, *"Elastic energy of the vortex state in type II superconductors"*, J. Low Temp. Phys. **V26**, 709 (1977).

[127] V. D. Ashkenazy, G. Jung, and B. Y. Shapiro, *"Thermal voltage noise in layered superconductors"*, Phys. Rev. B **51**, 9052 (1995).

[128] M. J. W. Dodgson, V. B. Geshkenbein, H. Nordborg, and G. Blatter, *"Thermodynamics of the first-order vortex lattice melting transition in YBa*<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub>", Phys. Rev. B **57**, 14498 (1998).

## נספח: רשימת פרסומים – ישי ברוקנטל

 Temperature induced dimensional crossover in the La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> superconductor <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov, and Y. Yeshurun (Submitted to Phys. Rev. Lett.)

## Time relaxation of flux rotation and dimensional crossover in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov, and Y. Yeshurun J. App. Phys. (in print)

3. Magnetic anomalies in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> crystals under tilted fields

<u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov and Y.Yeshurun Physica C (in print)

- 4. Dimensional crossover in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov and Y.Yeshurun Physica C (in print)
- 5. Magnetic flux rotation and associated magnetization peak in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> crystals under tilted fields <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov and Y.Yeshurun Phys. Rev. B 73, 214504 (2006)
- Peak Effect and the Rhomb To Square Structural Transition In the Vortex Lattice Y. Bruckental, B. Rosenstein, B.Ya. Shapiro, I. Shapiro, A. Shaulov and Y.Yeshurun AIP Conference Proceedings, 850, 869 (2006)

7. Formation and characterization of nanocrystalline binary oxides of yttrium and rare earths metals Giora Kimmel, Jacob Zabicky, Elena Goncharov, Dmitry Mogilyanski, Arie Venkert, <u>Yishai Bruckental</u>, and Yosef Yeshurun Journal of Alloys and Compounds 423 (2006) 102–106

8. Magnetic relaxation near the order-disorder vortex phase transition in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ : Effects of annealing of transient vortex states

B. Kalisky, <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov and Y. Yeshurun

Phys. Rev. B., **73**, 014501 (2006) Also in: Virtual Journal of Applications of Superconductivity, January 2006

9. Peak effect and square-to-rhombic vortex lattice transition in La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>
 B. Rosenstein, B. Shapiro, I. Shapiro, <u>Y. Bruckental</u>, A. Shaulov, and Y. Yeshurun

Phys. Rev. B 72, 144512 (2005)

**10.** Crossover of pinning mechanism in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CO<sub>4</sub> crystals

<u>Y. Bruckental</u>, B. Kalisky, A. Shaulov and Y. Yeshurun J. Appl. Phys., **97**, 10B109 (2005).

11. Dynamics of transient disordered vortex states in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 

B. Kalisky, <u>Y. Bruckental</u>, T. Tamegai and Y. Yeshurun Phys. Rev. B, **68**, 224515 (2003) Also in: Virtual Journal of Applications of Superconductivity, Januay 2004

**12.** Magnetic and optical properties and electron paramagnetic resonance of gadolinium-containing oxide glasses

J. Kliava, I. S. Edelman, A. M. Potseluyko, E. A. Petrakovskaja, R. Berger, <u>I. Bruckental</u>, Y. Yeshurun, A. V. Malakhovskii, and T. V. Zarubina Journal of Physics-Condensed Matter **15**, 6671 (2003)

- Unusual magnetic transitions and nature of magnetic resonance spectra in oxide glasses containing gadolinium
   J. Kliava, A. Malakhovskii, I. Edelman, A. Potseluyko, E. Petrakovskaja, S. Melnikova, T. Zarubina, G. Petrovskii, <u>Y. Bruckental</u>, and Y. Yeshurun, Phys. Rev. B **71**, 104406 (2005)
- 14. Synthesis and characterization of Fe<sub>3</sub>Co<sub>7</sub> alloy encapsulated in carbon nanoflasks

R. K. Rana, <u>I. Brukental</u>, Y. Yeshurun, A. Gedanken Journal of Materials Chemistry, **13**, 663-665 (2003)

15. Sonochemical synthesis, structural and magnetic properties of air-stable Fe/Co alloy nanoparticles Q. Li, H. Li, V. G. Pol, <u>Y. Bruckental</u>, Y. Koltypin, J. Calderon-Moreno, I. Nowik, and A.n Gedanken New J. Chem, **27**, 1194 – 1199, (2003)

## 16. EPR and magnetic properties of Gd<sup>3+</sup> in oxide glasses

J. Kliava, I. Edelman, A. Potseluyko, E. Petrakovskaja, R. Berger, <u>I.</u> <u>Bruckental</u>, Y. Yeshurun, A. Malakhovskii, and T. Zarubina Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 272, p. E1647-E1649

**17.** Carbon Encapsulated Magnetic Nanoparticles Produced by a Catalytic Disproportionation of Carbon Monoxide O. Prilutskiy, E. A. Katz, A. I. Shames, D. Mogilyanski, E. Mogilko, and I.

Bruckental Mater. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 877E Materials Research Society, p. S5.10.1 (2005)

# Magnetic anomalies in La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> crystals as indicators of dimensional crossover and structural vortex phase transitions

**Yishay Bruckental** 

**Department of Physics** 

Ph. D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat-Gan, Israel

December 2006

This work was carried out under the supervision of

# Prof. Yosef Yeshurun

## **Prof. Avner Shaulov**

**Department of Physics** 

Bar Ilan University

# **Table of Contents**

Abstract
I. Introduction
II. Experimental
II.1. SQUID magnetometer
II.2. La <sub>2-x</sub> Sr <sub>x</sub> CuO <sub>4</sub> samples
III. Anomalous peak in the magnetization loops with
external field tilted to the <i>ab</i> planes
III.1. Introduction
III.2. Experimental
III.3. Results
III.4. Discussion
III.5. Summary and conclusions
IV. Crossover from two-dimensional to three-
dimensional superconductor
IV.1. Introduction
IV.2. Experimental
IV.3. Results
IV.3.x. Vector magnetization measurements as a function of field
in constant temperatures and angles
IV.3.2. Vector magnetization measurements in tilted fields as a
function of time
IV.3.λ. Remnant vector magnetization measurements as a functior
of time
IV.3.T. Magnetization <i>versus</i> field parallel to the <i>ab</i> planes

IV.4. Discussion	53
IV.3. Vector magnetization measurements as a function of field	
in constant temperatures and angles	53
IV.3.2. Vector magnetization measurements in tilted fields as a	
function of time	57
IV.3. $\lambda$ . Remnant vector magnetization measurements as a function	
of time	59
IV.3. T. Magnetization <i>versus</i> field parallel to the <i>ab</i> planes	61
IV.5 Summary and conclusions	62
V. New approach in understanding the origin of the	
second magnetization peak in LSCO	65
V.1 Introduction	65
V.2 Crossover of pinning mechanism in LSCO	72
V.2. א. Experimental	74
V.2.ב. Results	74
V.2. م. The Generalized Inversion Scheme method (GIS)	76
V.2.T. Application of the GIS in LSCO samples	80
V.2.ה. Discussion	85
V.3. Structural phase transition of vortex matter	87
V.3.x. Theory of the structural phase transitions	89
V.3.2. Experimental estimation of the anisotropic parameter $\eta$ in	
LSCO crystals	96
V.3.a. Discussion and conclusions	100
V.4. Summary and conclusions	101
VI. Summery and conclusions	103
VII. References	107
Appendix: List of publications by Yishay Bruckental	116

## Abstract

This work investigates unique magnetic phenomena in  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) crystals, related to dimensionality crossover in the superconductivity and phase transitions of the vortex lattice in these crystals. The experimental work focused on two anomalies in the magnetization curves: The second magnetization peak (SMP), obtained in fields applied parallel to the crystallographic *c* axis, and an additional magnetization peak (AMP), appearing for fields slightly tilted from the *ab* plane. Vector magnetization measurements were performed by using a SQUID magnetometer, which enables measuring two components of the magnetic moment and controlling the direction of the applied external field relative to the crystal.

The SMP, which appears in many other superconductors, is usually interpreted as a magnetic signature of a vortex order-disorder phase transition. The transition line is dependent on the coherence length ( $\xi$ ) and the magnetic penetration length ( $\lambda$ ), and therefore it is expected to exhibit a weak temperature dependence in the low temperature regime, as observed in many high temperature superconductors. LSCO crystals present an exceptional case: The line deduced from the SMP in these crystals exhibit a concave curvature with strong temperature dependence even in the low temperature regime. A previous interpretation of this unique behavior was based on the assumption that LSCO crystals are clean to such a degree that disorder induced fluctuations of vortices are small and comparable to thermal induced fluctuations at low temperatures. Thus, the order-disorder line behaves similar to the melting line, exhibiting a concave, strong temperature

i

dependence. In this work we show, by using magnetic measurements, that our LSCO samples are not cleaner than YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub>, which show a normative order-disorder transition line. In addition, recently reported  $\mu$ SR measurements in LSCO clearly showed that the order-disorder transition occurs at fields well above the SMP, and that the transition line has a weak temperature dependence in the low temperature regime as expected theoretically. Therefore, it seems that the SMP in LSCO signifies a different transition.

In this work we present a new approach in understanding the origin of the SMP in LSCO, unrelated to the vortex order-disorder phase transition. In this approach the SMP signifies a square to rhomb structural phase transition in the vortex lattice. This transition is characterized by a softening of the elastic squash modulus,  $C_{sq}$ , leading to an anomalous increase in the magnetization. The interacting potential between vortices in uniaxial superconductors allows calculation of the structural phase transition line for different in plane anisotropy parameter ( $\eta$ ). Theoretical one-parameter fits to the measured SMP field *versus* temperature in LSCO samples with different Sr concentration, yield good agreement with the experimental data.

Our magnetic relaxation measurements in a La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> crystal revealed a crossover in the pinning mechanism as well, in the temperature and field ranges of the SMP. The pinning mechanisms involved are  $\delta T_c$  pinning caused by spatial fluctuations of the critical temperature, and  $\delta l$  pinning caused by spatial fluctuations of the charge carrier mean free path near a defect in the crystal. The temperature dependence the critical current

ii

 $(j_c)$  and the collective pinning energy  $(U_c)$ , are determined by the pinning mechanism. We used the Generalized Inversion Scheme method, to find the temperature and field dependence of these quantities from magnetic relaxation measurements. We found that  $j_c$  and  $U_c$  show a crossover from  $\delta/$  pinning to  $\delta T_c$  pinning with increasing temperature and/or field. This crossover occurs in temperature and field ranges corresponding to the SMP.

Another magnetization anomaly investigated in this work appears between the first peak and the SMP, when the external field is slightly tilted to the *ab* plane. We characterized this additional magnetization peak (AMP) in detail as a function of the tilting angle, temperature and time. Our measurements indicated that the magnetic induction is trapped between the *ab* planes, as long as the field and the tilting angle are smaller than critical values that are temperature dependent. Above the critical field and/or critical angle the induction vector starts to rotate towards the direction of the external field. Our measurements clearly show that the critical field for the rotation coincides with the onset of the AMP. Our study revealed that the origin of the AMP is a rotation of the current plane associated with a rotation of the magnetic induction. This is in contrast to a previous study asserting that rotation of the induction vector is followed by a decrease in the magnetization. Theoretical simulations based on our model show good agreement with the measured AMP in a wide range of angles.

Our understanding of the origin of the AMP enabled us to develope a method of finding the critical field  $H^*$  for which the magnetic induction starts deviating from the *ab* plane. We discovered a pronounced anomaly in the

iii

temperature dependence of  $H^*$  around 15 K, previously overlooked in studies of the lock-in effect in LSCO. In addition, we found a power law dependence of  $H^*$  on the tilting angle,  $H^* \propto \theta_H^{\alpha}$ , exhibiting a jump in  $\alpha$  from -0.75 to -2 as temperature is increased through ~ 15 K. We interpreted these anomalies as signifying a dimensional crossover from a two dimensional (2D) to 3D behavior occurring around 15 K. The measured behavior above and below this temperature was found to be consistent with theoretical predictions for 2D and 3D systems, respectively.

We performed additional magnetic measurements that revealed the 2D-3D crossover in LSCO. These include relaxation measurements in tilted fields, relaxation measurements of the remnant magnetization and magnetization measurements for external fields applied parallel to the *ab* plane. All these measurements exhibit anomalies at the same temperature range of the crossover temperature as determined from the behavior of  $H^*$ .

In summary, in contrast to the common interpretation of the SMP as signifying an order-disorder vortex phase transition we find that the SMP in LSCO signifies a structural vortex phase transition. We show that vortex dynamics shapes the SMP, where as the thermodynamic structural vortex transition determined its field location as a function of temperature. In addition, we find that the AMP in LSCO under tilted fields signifies flux rotation toward the direction of the external field. The flux rotation and its associated AMP are sensitive to the dimensionality of the sample and can serve as indicators to the 2D-3D crossover.

iv