



# אי יציבות תרמו-מגנטית במוליכי-על

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה"

מאת

אלרון ברוך-אל

המחלקה לפיסיקה

הוגש לסנט של אוניברסיטת בר-אילן



# **אי יציבות תרמו-מגנטית במוליכי-על**

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה"

מאת

אלרון ברוך-אל

המחלקה לפיסיקה

הוגש לסנט של אוניברסיטת בר-אילן

עבודה זו נעשתה בהדרכתו של

**פרופסור יוסף ישורון**

המחלקה לפיסיקה, אוניברסיטת בר-אילן

## הבעת תודה

עבודת מחקר זו מהווה סיכום של שנות מחקר ולימוד ברוכות ומהנות אשר התאפשרו תודות לאלו שליווני לאורך השנים.

בראש ובראשונה תודתי העמוקה והערכתי לאין שיעור נתונות לפרופ' יוסי ישורון על הנחייתו ותמיכתו המקצועית והסבלנית לאורך הדרך ובכל שלבי העבודה. מעורבותו השוטפת, הצעותיו, והערותיו החשובות הן אשר האירו וסייעו לי להתמודד עם האתגרים במהלך המחקר, והביאו לי לפירות המוצגים בעבודה זו.

תודה מיוחדת לפרופ' מיכאל בזילביץ' על הדרכתו והשתתפותו במהלך המחקר. הסבריו הרבים והדיונים עמו תרמו ידע רב, ותובנות חדשות.

תודתי נתונה גם לפרופ' אבנר שאולוב על דיונים פוריים בנושאי המחקר שהניבו תועלת רבה.

לכל צוות המעבדה למוליכות-על שהיווה כחממה מדעית וחברתית; ד"ר שוקי וולפוס, ד"ר אלכס פרידמן, יאשה ניקולשין, אילן חכימי, ג'ון לינדן, עומרי שרון, ליאור שני, ויונתן שוורצברג. העזרה השוטפת, והאווירה התומכת היוו חלק חיוני במהלך התקופה.

תודה למנחם כץ על סיוע טכני ומתן מענה לבעיות ניסיונית במהלך המחקר.

תודה לסגן ראש המחלקה לפיזיקה ד"ר יוסי בן-ציון, ולצוות האדמיניסטרטיבי בראשן ריטה דדיומוב, על הסיוע והמענה בכל שאלה ובקשה אשר תמיד ניתן בסבר פנים טובות.

למכון לננו-טכנולוגיה (BINA) ובפרט ליוסי אבולעפיה ומשה פלדברג.

תודה ענקית להורי היקרים על ההערכה והתמיכה האינסופית שזכיתי לקבל מכם לאורך כל שנות לימודיי.

לילדי האהובים על המוטיבציה המחודשת שהעניקו לי בכל יום מחדש.

ותודה אחרונה, אך ראשונה במעלה, לאשתי היקרה מפז, ליטל, על הצעידה יחד החל מהתואר הראשון. תודה רבה על הסבלנות והמסירות לילדינו, ההבנה, החיזוק והעידוד, והרוח הגבית העצומה לאורך כל הדרך.

תודה ענקית לכולכם, אלרן.

עבודת המחקר נתמכה חלקית ע"י הקרן הישראלית למדע (ISF).

## תוכן עניינים

א	תקציר	
3	מבוא	1
6	1.1 תאוריית אי-היציבות התרמו-מגנטית	
7	1.2 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-YBCO	
9	1.3 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-MgB <sub>2</sub>	
10	1.4 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-NbN	
14	2. המערכת הניסיונית	2
14	2.1 המערכת המגנטו-אופטית המהירה	
16	2.2 מבנה המערכת הניסיונית	
20	2.3 ניתוח ועיבוד הנתונים	
23	2.4 דגמי ה-YBCO, MgB <sub>2</sub> , ו-NbN	
25	3. Manuscripts	3
25	3.1	
25	Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO Thin Films	
30	3.2	
	Dendritic flux instabilities in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate	
30		
37	3.3	
37	Thickness dependence of dendritic flux avalanches in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> films	
44	3.4	
44	Dendritic flux instability in MgB <sub>2</sub> films above liquid hydrogen temperature	
50	3.5	
50	Magnetic flux instability in NbN films exposed to fast field sweep rates	
57	4. סיכום	4
60	5. רשימת מקורות	5
65	6. נספח I: הדמיה מגנטו-אופטית של חומרים פרומגנטיים	6
I	תקציר באנגלית	

מוליך-על מסוג II הנחשף לשדה מגנטי חיצוני שערכו גבוה מערך השדה הקריטי הראשון יציג חדירה של שטף מגנטי משפת הדגם. השטף חודר בדרך כלל בתצורה אחידה של חזית הומוגנית ויציבה. לאורך השנים נחשפו גם תצורות מורכבות יותר לחדירת השטף המגנטי במוליכי העל. תצורות מרתקות במיוחד הן מפולות השטף המגנטי בעלות תצורות דנדריטיות, שנצפו בטכניקה של הדמיה מגנטו-אופטית בשכבות דקות (פילמים) של מוליכי-על 'קונבנציונליים' כמו  $NbN$ ,  $Nb$ ,  $MgB_2$ ,  $Pb$ ,  $YNi_2B_2C$ ,  $Nb_3S$ .

תופעת מפולות השטף המגנטי במוליכי העל מקורה באי יציבות תרמו-מגנטית. תנועת שטף מוגברת מביאה לחימום לוקאלי והחלשות באנרגיית הלכידה של הפלקסונים, החלשות המביאה לתנועת שטף נוספת וחימום נוסף. כאשר מוליך העל והמצע לא מצליחים לפזר את החום שמצטבר נוצרת פריצה דנדריטית של השדה. תופעת אי-היציבות רלוונטית לכל מוליכי העל, והיא מאופיינת בטמפרטורת סף ובשדות סף השונים מדגם לדגם. מסיבות שלא היו ברורות בשעתו, ועל אף ניסיונות חוזרים ונישנים, מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות (HTS) גילו יציבות להופעה של דנדריטים ולא הושגה הצלחה ביצירת מפולות שטף ב-HTS ע"י העלאת שדה חיצוני, באופן בו נוצרו תצורות דנדריטיות במוליכי העל הקונבנציונליים.

במסגרת המחקר מצאנו דרך מקורית לייצר מפולות שטף דנדריטיות בצורה מבוקרת גם ב- $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO), מוליך-על בטמפרטורה גבוהה. הפריצות הדנדריטיות נצפו בפילמים של YBCO באמצעות הדמיה מגנטו-אופטית תוך העלאה מהירה מאד (עד  $3 \text{ kT/s}$ ) של השדה המגנטי החיצוני, והצלחה זו פתחה את האפשרות לבחון לראשונה ב-HTS תאוריות המנסות לתאר את הסיבות לפריצות השטף הדנדריטיות. ע"י שינויים בטמפרטורת הדגם,  $T$ , ובקצב השדה המגנטי החיצוני,  $\dot{B}_a$ , אתרנו את תחום אי-היציבות במישור  $\dot{B}_a - T$ , ומצאנו ניסיונית את המעבר בין חדירת השטף היציבה לפריצות הדנדריטיות. התוצאות הראו כי עם עליית טמפרטורת הדגם עלה גם קצב הסף המינימלי בעבורו מתרחשת פריצת השטף הדנדריטי. התוצאות הניסיוניות שלנו הציגו התאמה איכותית טובה לפרדיקציות תאורטיות של Aranson ושות' (2005) (PRL **94**, 037002). בהתבסס על תאוריות אלו, הצענו גם הסבר לכך שמוליכי העל בטמפרטורות הגבוהות הם בעלי יציבות גבוהה יותר כנגד פריצות שטף המגנטי. בנוסף לכך, בתוך תחום אי-יציבות שהוזכר לעיל, נמצא כי עם שינוי קצב השדה המגנטי החיצוני וטמפרטורת הדגם, משתנה גם מורפולוגיית השטף הדנדריטי במוליך העל למורפולוגיית מפולות שטף מורכבות ומסועפות יותר.

עבודה זו בחנה את גם את השפעת המצע עליו גודל ה-YBCO; במצעים בעלי מוליכות חום גרועה היה קל יותר לייצר דנדריטים, ואילו באלו עם הולכת חום טובה יותר נדרשה יצירתם של פגמים מלאכותיים אשר רק בעזרתם התקבלו מפולות השטף בדגמי ה-YBCO. כמו כן נבחנו גם השפעת עובי שכבת מוליך העל על אי היציבות. התחזיות התאורטיות צפו כי שכבה עבה יותר תציג יציבות גבוהה יותר כנגד פריצות השטף. תוצאות המחקר הציגו הסכמה חלקית בלבד עם תחזיות אלו; מחד, לא נצפתה מגמה ברורה של תנאי הסף לפריצות השטף עם השינוי בעובי השכבה, ומאידך, מורפולוגיית השטף הדנדריטי בדגמים הדקים היו מפותחות יותר. בנוסף, בדגמים העבים

נראתה העדפה ברורה לתנועה של השטף הדנדריטי בנתיבים המקבילים לשפת הדגם. במסגרת המחקר הנוכחי נבחנו מספר מנגנונים העשויים להיות אחראים לתופעה זו.

חקרנו גם את אי-היציבות הדנדריטית במוליכי-על קונבנציונליים,  $MgB_2$  ו- $NbN$ . מחשב כחומר מבטיח ליישומים המבוססים על מוליכי-על; אי היציבות המגנטית עשויה להגביל את הפוטנציאל היישומי. עבודות עבר אשר בחנו את אי-היציבות ב- $MgB_2$  תחת שדה מגנטי חיצוני הראו כי אי היציבות מתרחשת אך ורק מתחת לטמפרטורת סף של  $T_{th} \sim 10$  K. בעבודה הנוכחית נבחנה השפעתו של קצב העלאת השדה המגנטי החיצוני על אי-היציבות. נמצא כי תחת העלאה מהירה של השדה החיצוני, עד לקצב של  $3$  kT/s, ניתן לייצר פריצות שטף דנדריטיות גם בטמפרטורות גבוהות יותר, בתחום שעד כה נחשב ליציב כנגד מפולות שטף מגנטי. יתר על כן, הטמפרטורה המקסימלית בה הצלחנו לייצר את אי היציבות הייתה  $23$  K, ותוצאה זו היא בעלת חשיבות אפליקטיבית ליישומים מבוססי  $MgB_2$  המקוררים ע"י מימן נוזלי ועשויים לחוות אף הם אי-יציבות.

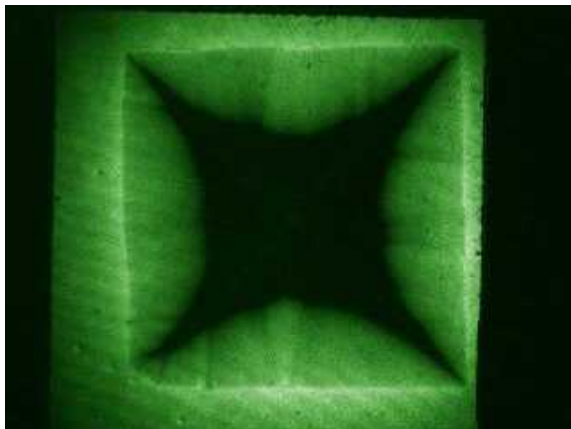
מוליך-על מסוג  $NbN$  נחשב גם הוא לחומר מבטיח ליישומים מוליכי-על, ופילמים מבוססי  $NbN$  משמשים למגוון של אפליקציות כגון גלאי פוטון בודד, ובולומטר מבוסס "אלקטרוני חמים" (hot electron bolometer). במדידות שבצענו בפילמים של  $NbN$  אשר נחשפו לשינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני, נמצא כי עם עליית הקצב של השדה החיצוני, תחום הטמפרטורות והשדות המגנטיים הרלוונטי לקיום אי-היציבות התרמו-מגנטית גדל משמעותית. התוצאות חשפו כי שדה הסף העליון,  $H_2^{th}$ , מעליו נעלמת התופעה של אי-יציבות מגנטית, גדל לינארית עם עליית קצב השדה החיצוני. התוצאות הניסיוניות מראות התאמה טובה לניבויים תאורטיים עדכניים (Vestgården ושות', (PRB **93**, 174511 (2016)).

עבודת המחקר הנוכחית תרמה, אפוא, לאפיון ולהבנה הבסיסית של אי היציבות המגנטית במוליכי-על. גם מנקודת מבט אפליקטיבית, התוצאות שהתקבלו בעבודת המחקר הן בעלות השלכות ליישומים המבוססים על מוליכי-על. ביישומים אלו מוליך העל חייב לשמור על יציבות כך שהתנהגות ההתקן תהיה צפויה וידועה מראש. ברור, איפא, שפריצות שטף בלתי יציבות מהוות איום על תפקודם הנורמלי של האפליקציות אלו. תוצאות המחקר חשפו התנהגות לא יציבה של מוליכי העל בתחומים אשר היו ידועים כיציבים עד עתה. כמו כן, המחקר מציג דרכי מניעה כנגד התרחשות תופעת אי היציבות, דוגמא לכך היא בחירת מצע נכונה לצורך הולכת החום אל מחוץ לחומר מוליך העל. תוצאות המחקר ומסקנותיו מספקים, איפא, מידע חשוב בנוגע לתכנון אפליקציות עתידיות המתבססות על חומרים מוליכי-על.

## 1. מבוא

חומר מוליך-על הנחשף לשדה מגנטי מייצר זרמי מיסוך המונעים חדירה של קווי השדה לתוך החומר. תופעה זו, המוכרת כאפקט מייסנר, מהווה ביטוי לאחת התכונות הבסיסיות של מוליכי העל, היינו לדיאמגנטיות המושלמת. במוליכי-על מסוג II [1,2] המיסוך המגנטי נשמר עד לשדה הקריטי הראשון,  $H_{c1}$ , ולאחריו תתאפשר חדירה חלקית של קווי השטף אל תוך הדגם. מצב זה מוכר כ"פאזה המעורבת" (mixed state) שבה מתאפשרת חדירה של השטף המגנטי לתוך מוליך העל במנות קוואנטיות המכונות פלקסונים (fluxons). כל פלקסון מאופיין ע"י קוונט של שטף מגנטי,  $\Phi_0 = 2.10^{-7} \text{ Gcm}^2$ , וליבה נורמלית בעלת רדיוס השווה לאורך הקוהרנטיות,  $\xi$ . ליבתו של כל פלקסון מוקפת זרמי מיסוך הדועכים אקספוננציאלית בהתאם לעומק החדירה,  $\lambda$ , וכיונם של זרמים אלו נקבע בהתאם לשדה המגנטי החיצוני.

דגמים מוליכי-על אינם נקיים מפגמים. לפגמים אלה יש השפעה על אופן חדירת השדה המגנטי לתוך החומר מוליך העל כיוון שהם יוצרים מרכזי לכידה (pinning centers) עבור הפלקסונים. בנוכחותם של פגמים, הפלקסונים אינם נעים בחופשיות בגלל העדיפות האנרגטית שיש להם בהיותם במרכזי הלכידה המפוזרים בדגם. כל מרכז לכידה שכזה מאופיין בכוח לכידה,  $F_p$ , המונע מהפלקסון לנוע ומאפשר לזרם לזרום בדגם ללא איבודים. אולם, הזרם עצמו מפעיל על הפלקסונים כוח לורנץ,  $F_L$ , הקשור לצפיפות הזרם בדגם ע"י  $F_L = j \times \phi$ . כאשר צפיפות הזרם מגיעה לסף הזרם הקריטי,  $j_c$ , כוח לורנץ משתווה לכוח הלכידה,  $F_p$ , והפלקסונים יכולים להתגבר על כוח זה ולנוע בדגם. כאשר צפיפות הזרם בדגם עולה על  $j_c$ , אזי הפלקסונים ינועו בדגם במהירות  $v$  וייצרו שדה חשמלי  $E = v \times \phi$ . בעזרת מודל Bean [3], המתאר את המגנטיזציה בדגם בנוכחות כוחות לכידה, ניתן לקבל את צפיפות הזרם הקריטית של הדגם,  $j_c$ , מתוך מדידות מגנטיות. המודל הנ"ל מגדיר את השינוי (גרדיאנט) המקסימלי של האינדוקציה המגנטית בדגם בעזרתו מתקבל  $j_c$ :  $j_c = \nabla \times B$ . האינדוקציה המגנטית המשקפת את חדירת השטף המגנטי לדגם מוליך העל מאופיינת בכניסה של חזית גל אחידה ויציבה אשר מתקדמת אל פנים הדגם תוך כדי התהליך של העלאת השדה המגנטי החיצוני (איור 1.1).

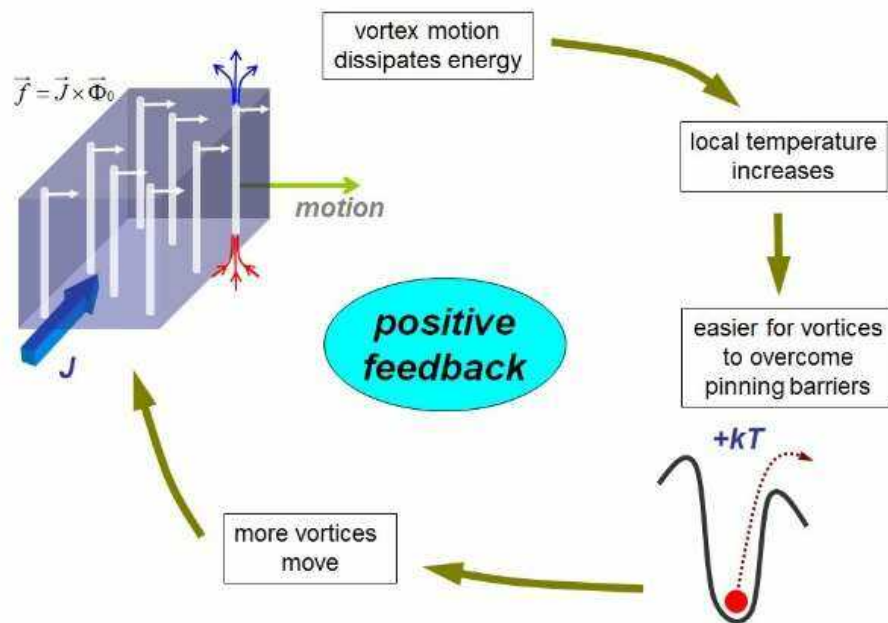


איור 1.1: הדמיה מגנטו-אופטית של דגם YBCO ריבועי (4x4 mm) בעובי של 150 nm על מצע MgO, המראה את התפלגות האינדוקציה המגנטית בדגם. הדגם קורר ללא שדה לטמפרטורה של 7 K ולאחר מכן נחשף לשדה של 60mT. עוצמת האור מייצגת עוצמות שונות של השדה המגנטי בדגם. ניתן להבחין בתצורת חדירה קלאסית של חזית גל אחידה אל תוך הדגם, כאשר מרכזי הדגם נשאר ממוסך מהשטף מגנטי.

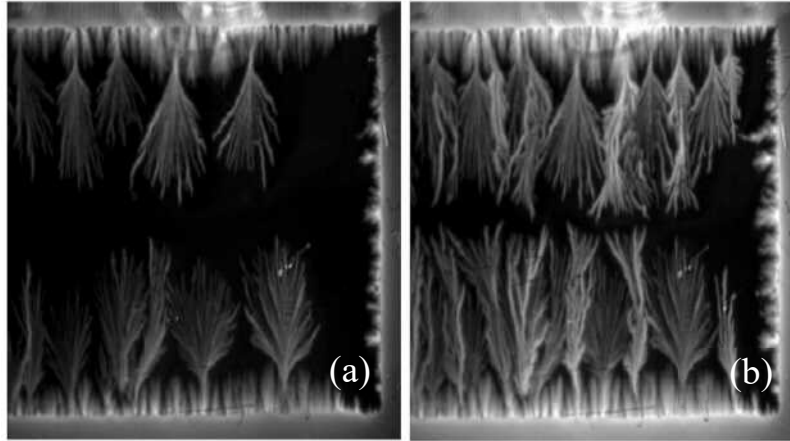


חדירת השטף המגנטי במוליכי-על מסוג II מאופיינת, כאמור, בכניסה של חזית גל אחידה ויציבה המתקדמת אל פנים הדגם. אולם, חזית השטף המגנטי המגיעה אל הדגם באה באינטראקציה עם שפת הדגם המהווה מחסום אנרגטי, "מחסום שפה" [4], עבור השטף בכניסתו אל הדגם. שפת הדגם הינה בדרך כלל אי-הומוגנית, ולכן צפיפות השטף על השפה אף היא משתנה [5]. בהתאם לאינטראקציית השפה עם השטף נוצרים אזורים אשר צפיפות השטף המגנטי בהם גבוהה יותר. בעקבות היווצרות האזורים הללו חזית השטף המגנטי עשויה לאבד את יציבותה, ותתקבל פריצה של שטף מגנטי אל תוך הדגם בתהליך המכונה תרמו-מגנטי. בתהליך זה תנועת הפלקסונים משחררת אנרגיה, מעלה נקודתית את הטמפרטורה ובכך מפחיתה את הלכידה עבור הפלקסונים באזור ומאפשרת להם לנוע. תנועה זו עשויה לגרום לחימום נוסף וחוזר חלילה. כתוצאה מהזן (feedback) חיובי זה המתואר סכמתית באיור 1.2 נגרמת מפולת של שטף מגנטי המתפתחת בערוצים שונים בדגם [6]. תופעות אלו של אי יציבות בחדירת השטף המגנטי אל פילמים דקים נצפו בעיקר במוליכי-על 'קונבנציונליים' כמו  $MgB_2$  [7-11],  $Nb_3Sn$  [12], Nb [13,14], NbN [15],  $YNi_2B_2C$  [16], ו-Pb [17], תוך שימוש בטכניקות מגנטו-אופטיות [18,19]. בפילמים אלו נצפו חדירות שטף בתצורות דנדריטיות ומאוצבעות המתפתחות משפת הדגם כי שנראה באיור מס' 1.3 [20].

### Thermo-magnetic instability: Flux jump scenario

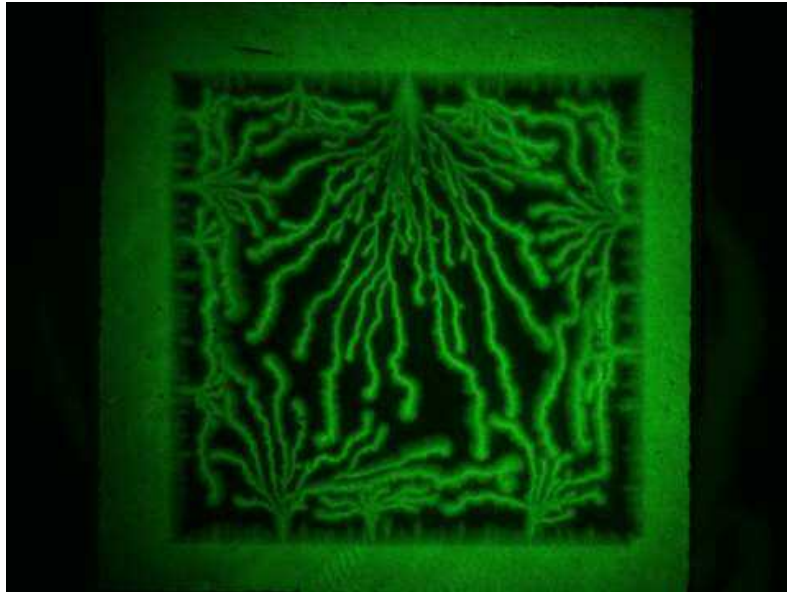


איור 1.2: תאור תהליך אי היציבות התרמו-מגנטית המביא למפולת שטף מגנטי בתוך מוליך העל. תנועת הפלקסונים מביאה לפיזור אנרגיה הגורם לעלייה לוקאלית בטמפרטורה, עלייה זו מסייעת לפלקסונים להתגבר על מחסומי הלכידה וגורמת לתנועה נוספת של שטף. תנועת השטף יוצרת הפעלה של כוח לורנץ על פלקסונים נוספים אשר מתחילים את התהליך מחדש. [מתוך מצגת של Galperin, 2008].



איור 1.3: הדמיה מגנטו-אופטית של פילים דק של  $MgB_2$  שקורר ללא שדה לטמפרטורה של 3.6 K. התמונות נלקחו בנוכחות שדה מגנטי של 8 mT (a) ו 14 mT (b) המאונך לפני הדגם. ניתן להיווכח בתצורות שטף דנדריטיות הפורצות אל תוך הדגם. האזורים הבהירים יותר מצביעים על צפיפות שטף גבוהה יותר. [20].

מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות (HTS) הציגו יציבות גבוהה יותר לעומת אלו שהוזכרו לעיל. חדירת שטף בתצורות דנדריטיות ב-HTS הושגה בעבר רק ע"י קבוצת חוקרים אחת בלבד, של *Liederer et al.* מאוניברסיטת Konstanz שבגרמניה [21-23]. החוקרים הקרינו באמצעות לייזר אזור מסוים בדגם, וגרמו לאזור להתחמם ולצאת מתחום מוליכות העל, ובכך להוות כמקור מתוכו תפרוץ מפולת השטף המגנטי. למרות מאמצים ניסיוניים רבים של חוקרים אלה ושל אחרים, לא התגלו פריצות דנדריטיות בתנאים "רגילים", כלומר ע"י חשיפת הדגם לשדה מגנטי ללא זרז חיכוני ומלאכותי כפי ששימש הלייזר בניסוי של *Liederer*. בניגוד לכשלונות העבר, בניסויים שערכנו במעבדתנו במוליך העל בטמפרטורה גבוהה  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO) הצלחנו לייצר פריצות שטף דנדריטיות ללא שימוש באמצעים חיכוניים כמו לייזר [24]. ההצלחה נבעה בעיקר בזכות האפשרות לשינוי מהיר מאוד של השדה המגנטי החיכוני. כפי שנתאר בפרק המתודולוגיה, אחד מהמאפיינים של מערכת המדידה המגנטו-אופטית החדשה שלנו הוא סליל ואלקטרוניקה נלווית המאפשרים העלאה מהירה ביותר של השדה המגנטי (מאפס ל- 60 mT בקצב של עד 3 kT/s). שינוי מהיר של השדה המגנטי שקול להפעלת שדה חשמלי גבוה, ולכן לחימום לוקלי ולאי-יציבות שמייצרת פריצות שטף עם תצורות דנדריטיות. חשוב להעיר שהאפשרות להופעת הדנדריטים כתוצאה משינוי מהיר של השדה עשויה להוות שיקול חשוב מאוד כאשר יעשה שימוש ב YBCO במעגלים מיתוג אלקטרוניים שיחייבו שינוי שדה מהירים. דוגמא לפריצות השטף הדנדריטיות בפילם של YBCO ניתן לראות באיור 1.4.



איור 1.4: פריצות השטף הדנדריטיות בדגם של YBCO אשר קורר ללא שדה לטמפרטורה של  $T = 7 \text{ K}$ , ואז נחשף לשדה מגנטי של  $B_a = 60 \text{ mT}$  שהועלה בקצב מהיר של  $3 \text{ kT/s}$ .

### 1.1 תאוריית אי-היציבות התרמו-מגנטית

אי היציבות התרמו-מגנטית מתפתחת כתוצאה מהפרעות לוקליות של מצב הפלקסונים בדגם במיקומים בהם מצויים פגמים בשפת הדגם (עדות לכך נראתה במחקר שמצא כי על אף שתצורות החדירה הלא יציבות השתנו בפרטיהן מניסוי לניסוי, מיקומי הפריצות הללו חזרו על עצמם לעיתים קרובות [25]). כפי שתואר כבר קודם (איור 1.2), פידבק חיובי שמקורו בתנועת שטף לוקאלית המביאה לחימום, לשחרור פלקסונים נוספים, ולריכוך תרמי של מצב הפלקסונים בדגם והיחלשות אנרגיית הלכידה שלהם, גורם לכך שחדירת השטף המגנטי המאופיינת בד"כ בחזית אחידה ויציבה נפרצת ומתקבלות תצורות שטף דנדריטיות לא יציבות. התופעה מתאפיינת בטמפרטורת סף,  $T_{th} < T_c$ , אשר מעליה מוליך העל יציג יציבות כנגד הפריצות, וכן שדות סף, וקצבי סף לעליית השדה החיצוני, הנדרשים גם הם בכדי לייצר את פריצות השטף.

המודלים התאורטיים המתארים את התופעה [26-32] מבוססים על שתי משוואות דיפרנציאליות מצומדות. המשוואה האחת היא משוואת מקסוול (Maxwell) המתארת את הדיפוזיה המגנטית בדגם:

$$(1) \quad \nabla \times E = -\partial B / \partial t, \nabla \times B = \mu_0 j$$

ועל משוואת הדיפוזיה של החום:

$$(2) \quad C(\partial T / \partial t) = \kappa \nabla^2 T + jE$$

במשוואות אלה B ו-E הם השדה המגנטי והחשמלי בהתאמה,  $\mu_0$  הוא פרמאביליות הריק, C הינו קיבול החום ליחידת נפח,  $\kappa$  היא מוליכות החום ו-T הינה הטמפרטורה הלוקלית בדגם. צפיפות הזרם, j, היא המצמדת את שתי משוואות הדיפוזיה. על בסיס משוואות אלה התאוריות מתארות מקדמי דיפוזיה חומנית ומגנטית הקשורים להתפשטות החום והאינדוקציה המגנטית בדגם, בהתאמה. הפרמטר העיקרי לבחינת היציבות של חזית השטף המגנטי נקבע ע"י היחס בין מקדמי דיפוזיה אלה:  $\tau_0 = D_h / D_m$ . כאשר  $D_h = \kappa / C$ ,  $D_m = \rho_F / \mu_0$ , ו- $\rho_F = \rho_n B_a / B_{c2}$ . מקדמי הדיפוזיה, וכתוצאה מכך גם הפרמטר המכתיב את אי-היציבות, תלויים בפרמטרים חיצוניים (כמו טמפרטורה ושדה מגנטי) ובפרמטרים הקשורים לדגם (כמו המוליכות החשמלית של הדגם,  $\sigma$ , קיבול החום ליחידת נפח, C, והמוליכות התרמית של הדגם,  $\kappa$ ). עבור פילם דק קיים תיקון לפרמטר היציבות כך שבסופו של דבר הוא מוגדר באופן הבא [27]:

$$(3) \quad \tau = \frac{\mu_0 \sqrt{d \kappa h}}{2 \rho_F C}$$

כאשר  $\tau \ll 1$ , כלומר קצב דיפוזיית החום קטן משמעותית מקצב הדיפוזיה המגנטית בחומר, הדגם נמצא במצב של אי-יציבות. כפי שניתן לראות ממשוואה (3), התאוריה מנבאת למשל כי בדגמים בעלי מוליכות חום נמוכה, או עובי דק יותר יהיו חשופים יותר לתופעת אי-היציבות. פרמטרים אלו נבחנו במסגרת עבודת המחקר הנ"ל.

## 1.2 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-YBCO

לאחר ההצלחה הראשונית בייצור פריצות השטף הדנדרטיות ב-YBCO, חקרנו באמצעות מערכת המדידה המגנטו-אופטית את השפעת המצע עליו גודל ה-YBCO. מדדנו דגמים שגודלו על ארבעה סוגים של מצעים:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Sapphire), yttrium stabilized zirconia (YSZ),  $\text{MgO}$  (Magnesia), ו-[33]  $\text{SrTiO}_3$  (STO). חדירת השטף בתצורה הדנדרטית נראתה בכל הדגמים כאשר התנאים להתרחשות החדירה השתנו ובחלק מן הדגמים היה אף צורך בפגמים מלאכותיים אשר רק בעזרתם התקבלו מפולות השטף בדגם. פגמים מלאכותיים אלו מגבירים את השטף הלוקלי בדגם [34-36], ולכן מעודדים מפולת שטף שמקורן באזור הפגום. התחזית התאורטית בהתאם למשוואה (3) צפתה כי מוליכות חום נמוכה יותר של הדגם, מייצגת פרמטר יציבות קטן יותר, ותוביל לדגם יציב פחות. התוצאות הניסיוניות אכן הראו כי הדגם שגודל על מצע ה-YSZ, בעל מוליכות החום הנמוכה ביותר, היה פחות יציב בהשוואה לשלושת המצעים האחרים. עוד הראינו כי מצעי ה-STO וה-Magnesia, בעלי מוליכות חום הולכת וגדלה בהתאמה, היו יציבים יותר.

מצע ה-Sapphire הוא בעל מוליכות החום הגבוהה ביותר, אולם בדגמי ה-YBCO על מצע ה-Sapphire הייתה גם שכבת  $CeO_2$  המקשרת בין המוליך העל למצע (בכדי להבטיח גידול איכותי של מוליך העל). התוצאות הניסיוניות של הדגמים בעלי מצע ה-Sapphire הציגו אי-יציבות גדולה יותר בהשוואה לדגמי ה-Magnesia, וזאת למרות הולכת החום המשופרת של ה-Sapphire. אנו תולים זאת בשכבת ה- $CeO_2$  הקיימת בדגמי ה-Sapphire אך לא קיימת בדגמי ה-Magnesia, כיוון ששכבה זו מוסיפה מכשול נוסף להולכת החום אל מחוץ למוליך העל. לסיכום עניין המצעים השונים, במסגרת המחקר הראינו שההבדלים בין הדגמים הם תוצאה של הבדלים בהולכת החום של המצע; ככל שפיזור החום של הדגם טוב יותר, חזית השטף יציבה יותר.

אפיון דגמי ה-YBCO על המצעים השונים אפשר לנו לזהות את הדגמים שגודלו על מצע ה-YSZ כבעלי עמידות נמוכה יותר כנגד אי-היציבות התרמו-מגנטית. על כן התאפשר לנו לבחון ניבויים תאורטיים ב-HTS אשר לא היה ניתן לבחון ניסיונית קודם לכן. במצב זה של אי-היציבות התחזיות מנבאות לדוגמא קצב קריטי להפעלה של השדה המגנטי החיצוני,  $\dot{B}_{th}$ , אשר מעליו יתקבלו פריצות שטף דנדריטיות אל השכבה מוליכת העל. התאוריה מנבאת שקצב הסף הני"ל הוא [27]:

$$(4) \quad \dot{B}_{th} \sim \frac{h/b}{j_c(T) |\partial j_c(T) / \partial T|}$$

כש-  $b = [1 - 1/\cosh(B_a/B_p)]w/2$  הוא עומק החדירה של השטף,  $w$  הוא רוחב הדגם,  $B_a$  הוא השדה החיצוני ו-  $B_p = \mu_0 j_c d / \pi$ . משוואה (4) מנבאת, איפא, שעם עליית הטמפרטורה סף הקצב המינימלי לעליית השדה שמאפשר הופעת שטף בתצורה דנדריטית עולה גם הוא. שיטת העבודה שלנו מאפשרת בחינה של מידת ההתאמה בין התחזית התאורטית לתוצאות הניסיוניות.

אחד מהישגיה העיקריים של עבודת זו הוא בחינה של דגמי ה-YBCO תחת קצבים שונים של עליית השדה המגנטי החיצוני ותחת טמפרטורות שונות [37]. לראשונה התאפשר לבחון את המודלים התאורטיים לאי-היציבות התרמו-מגנטית במוליכי העל במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות. במסגרת המחקר הצגנו דיאגרמת פאזה ליציבות דגמי ה-YBCO אשר מציגה תחומי יציבות ותחומי אי-יציבות דנדריטית עבור שינויים בטמפרטורת הדגם,  $T$ , ובקצב עליית השדה החיצוני  $\dot{B}_a$ . מצאנו ניסיונית את קו המעבר בין התחום היציב לתחום הלא יציב במישור  $\dot{B}_a - T$  תוך מציאת קצבי הסף לקבלת הפריצות הדנדריטיות כתלות בטמפרטורת הדגם  $\dot{B}_{th}(T)$ . בתחום אי היציבות מורפולוגית השטף הדנדריטי השתנתה בהתאם לתנאי הטמפרטורה וקצב השדה החיצוני. ככל שטמפרטורת הדגם נמוכה וקצב השדה החיצוני גבוה יותר הדגם היה עמוק יותר בפאזה הלא יציבה, והתקבלו מספר גדול יותר של פריצות שטף דנדריטיות. עוד נחשף כי קצב הסף,  $\dot{B}_{th}(T)$ , הציג עלייה מונוטונית עם העלייה בטמפרטורת הדגם. תוצאה זו הציגה התאמה איכותית טובה עם הפרדיקציה התאורטית המתקבלת ממשוואה (4). במסגרת עבודה זו בה חשפנו את חשיבות קצב עליית השדה החיצוני בכדי לייצר פריצות דנדריטיות, בעיקר בדגמים בהם קשה יותר להגיע לאי-יציבות כמו ה-HTS. והצגנו הסבר אפשרי בדבר יציבותם הגבוהה יחסית של דגמי ה-

HTS בהשוואה למוליכי העל הקונבנציונליים כדוגמת ה-MgB<sub>2</sub>. בבחינת הפרמטרים השונים של ה-YBCO וה-MgB<sub>2</sub>, מצאנו כי ההתנגדות החשמלית ( $\rho_F$ ) של ה-YBCO נמוכה יותר עקב ערך השדה הקריטי השני הגבוה יחסית,  $B_{c2} \sim 120T$  (ערך שדה קריטי שני יחסית גבוה נכון לגבי כל ה-HTS בהשוואה למוליכי העל הקונבנציונליים). על כן, בהתאם לפרמטר היציבות שהוצג במשוואה (3) מצאנו כי  $\rho_F$  הוא ההבדל העיקרי המביא לערך  $\tau$  גבוה יותר (יציב יותר), ואילו ההבדלים בפרמטרים התרמיים המופעים במשוואה לא יכולים להסביר את הקושי היחסי בהשגת אי-היציבות בדגמי ה-YBCO.

תכונה נוספת שבדקנו בהקשר של אי-היציבות בדגמי ה-YBCO הייתה השפעת עובי השכבה מוליכת העל. במסגרת המחקר חקרנו דגמים בעלי עובי משתנה בין 50-600 nm [38]. הפרדיקציות התאורטיות (משוואה (3)) מנבאות כי דגם עבה יותר אמור להציג חסינות גבוהה יותר כנגד פריצות השטף הדנדריטיות. המדידות שביצענו בדגמים השונים הציגה התאמה חלקית בלבד לפרדיקציה התאורטית. מחד, הדגמים הדקים יותר הציגו מורפולוגיה של שטף דנדריטי המייצגת מצב 'עמוק' יותר בפאזה הלא יציבה. כלומר, נצפו יותר מקורות פריצה וכן כל פריצה הייתה מסועפת יותר עם מספר רב יותר של ענפים. אפיינו את מורפולוגיה השטף הדנדריטי ע"י מציאת המימד הפרקטלי בדגמים השונים כך שמימד פרקטלי גבוה יותר מייצג מורפולוגיה מורכבת יותר ואי-יציבות גבוהה יותר. המימד הפרקטלי ירד עם עליית עובי השכבה מוליכת העל. מאידך, בניסיון לאפיין את קצב הסף לפריצות השטף בדגמים השונים,  $\dot{B}_{th}$ , לא נמצאה מגמה כלשהי אשר יכולה לייצג יציבות גבוהה יותר בדגמים העבים יותר. תוצאה מעניינת נוספת שנראתה במדידות אלו הייתה כיוונית מסוימת במורפולוגיה השטף בדגמים העבים. בעת פריצת השטף הדנדריטי בדגמים אלו נצפתה העדפה של נתיבי התקדמות, מקבילים לשפות הדגם. נעשו מספר ניסיונות שלנו להסביר את התופעה הנ"ל, כמו למשל בחינת כיווני הכוחות בדגם, ובחינת הסידור הגבישי של הדגם. למרות ניסיונות אלו לא נמצא הסבר למנגנון העומד מאחורי העדפת הנתיבים המסוימים בדגמים העבים.

תוצאות המחקר בדגמי ה-YBCO חשפו רבדים חדשים של אי-היציבות ב-HTS, תוך חשיפת החשיבות של השפעת קצב השינוי בשדה המגנטי החיצוני המסייע בהבאת דגמים יציבים יחסית לכדי אי-יציבות תרמו-מגנטית. על כן, במסגרת השוואת ה-HTS למוליכי העל הקונבנציונליים בחנו גם דגמי MgB<sub>2</sub> ו-NbN בעת חשיפה לשינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני.

### 1.3 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-MgB<sub>2</sub>

מוליך העל מסוג MgB<sub>2</sub> הוא חומר מבטיח ליישומים המבוססים על מוליכי-על, כגון סנסורים, יישומים לאגירת אנרגיה, וקווי העברת מתח ועוד. ישנם מספר מאפיינים אשר מבטיחים את אטרקטיביות מוליך העל הנ"ל כמו למשל עליות יצור זולות, צפיפות זרם גבוהה וטמפרטורה קריטית גבוהה יחסית של 39 K. אולם, התברר ש-MgB<sub>2</sub> חווה מפולות שטף מגנטי בחשיפה לשדה מגנטי חיצוני [7-9], עובדה המגבילה כמובן את הפוטנציאל היישומי. עם זאת, התברר שאי היציבות מתרחשת בעת חשיפה לשדה מגנטי אך ורק מתחת לטמפרטורת סף של 10 K. מעל טמפרטורה זו הדגמים הראו יציבות בחשיפה לשדות המגנטיים החיצוניים.

בכל המחקרים שנעשו בעבר נבדקה השפעת השדה המגנטי ולא קצב השינויים בשדה. במחקרים הני"ל השדה המגנטי השתנה בקצב איטי יחסית ( $\dot{B}_a \sim 1 \text{ mT/s}$ ) ואילו השפעת קצב שינוי השדה המגנטי החיצוני לא נבחנה. בעבודת המחקר הנוכחית נבחנה לראשונה השפעת קצב השדה החיצוני על יציבותם של דגמי  $\text{MgB}_2$ . במסגרת המדידות חפשנו אחר קצב הסף לאי-היציבות כתלות בטמפרטורת הדגם  $\dot{B}_{th}(T)$ . תוצאות המדידות הראו כי אמנם בקצבים איטיים הדגמים הציגו אי-יציבות עד לטמפרטורת סף של 11 K (תוצאה דומה לתוצאות העבר), אך בקצבים גבוהים,  $0.1 < \dot{B}_a < 3 \text{ kT/s}$ , נצפו פריצות שטף דנדריטיות עד לטמפרטורה של 23 K. טמפרטורה גבוהה בהרבה מטמפרטורת הסף ליציבות שנצפתה בעבר. תוצאות המחקר הני"ל הן גם בעלות חשיבות בהיבט האפליקטיבי לשימוש ב- $\text{MgB}_2$ . תחום הטמפרטורות הגבוהות יותר (מעל 10 K) היה נחשב לבטוח יותר לשימוש ביישומים מבוססי  $\text{MgB}_2$ . יתרה מכך, לאחרונה נוצר עניין רב ביישומים מבוססי  $\text{MgB}_2$  אשר מקוררים בעזרת מימן נוזלי [39-41], ביישומים אלו פועלים בתווך טמפרטורה של מעל ל-20 K, ולבטח נחשבו כיציבים כנגד מפולות השטף המגנטי. אף על פי כן, תוצאות המחקר שלנו הראו כי  $\text{MgB}_2$  עשוי לחוות אי-יציבות עד לטמפרטורה של כ-23 K, וכי גם אפליקציות של  $\text{MgB}_2$  בטמפרטורות גבוהות יחסית עשויות לסבול מתפקוד לקוי. תוצאות המחקר עשויות להשפיע על תכנון אפליקציות עתידיות מבוססת  $\text{MgB}_2$ , ובמידה והיישום עשוי להיחשף לשינויים מהירים בשדה מגנטי חיצוני יש להשתמש במנגנוני מניעה כנגד אי-היציבות התרמו-מגנטית כדוגמת מעטפת תרמית בעלת הולכת חום טובה אל מחוץ למוליך העל אשר יכולה למנוע את התרחשות אי-היציבות.

#### 1.4 אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-NbN

מוליך על נוסף שנחקר במסגרת השוואת אי-היציבות בין מוליכי העל השונים הוא ה-NbN. בדומה ל- $\text{MgB}_2$  גם ה-NbN משמש למגוון של אפליקציות כגון: גלאי פוטון בודד [42], ובולומטר מבוסס "אלקטרוני חמים" (hot electron bolometer) [43]. מדידות מגנטו-אופטיות שנעשו בעבר על דגמי NbN חשפו כי בטמפרטורה נתונה כלשהי, הנמוכה מטמפרטורת הסף, אי-היציבות התרמו-מגנטית מתרחשת רק בתוך תחום מסוים של שדות מגנטיים חיצוניים; מעל לשדה סף מינימלי,  $B_1^{th}$ , ומתחת לשדה סף מקסימלי,  $B_2^{th}$ . כלומר, שדה סף מינימלי  $B_1^{th}$  נדרש על מנת שתתרחש פריצת שטף הראשונה. ואילו בעלייה מעל לשדה סף מקסימלי  $B_2^{th}$ , הדגם חוזר אל תחום יציב בו מתרחשת חדירת שטף נורמלית בלבד. עבודה תאורטית שפורסמה לאחרונה [44] הציגה ביטוי המנבא את שדה הסף לאי-היציבות בדגם:

$$(5) \quad B_{th} = \frac{dj_c}{\pi} \operatorname{atanh} \left( \frac{hT^*}{nwdj_c \mu_0 \dot{B}_a} \right)$$

כש-  $T^* = |\partial \ln j_c / \partial T|^{-1}$ , ו- $n$  הוא אקספוננט זליגת השטף (flux creep exponent). הזרם הקריטי,  $j_c$ , הוא תלוי שדה. לכן בהנתן  $j_c(B_a = B_{th})$ , משוואה (5) מבטאת את התלות בין שדה

הסך  $B_{th}$  לבין קצב השדה החיצוני  $\dot{B}_a$ . כפי שהוצג בעבודות עבר [45,46], תחת תנאים מסוימים משוואה (5) מספקת שני פתרונות לשדה הסך עבור כל קצב נתון; פתרון אחד עבור שדה הסך התחתון,  $B_1^{th}$ , ופתרון נוסף עבור שדה הסך העליון,  $B_2^{th}$ . כמו כן, הפרדיקציה התאורטית חזתה למשל גם כי עם עליית קצב השדה החיצוני,  $\dot{B}_a$ , יעלה גם שדה הסך העליון  $B_2^{th}$ . ניבויים אלו נבחנו על ידינו לראשונה.

במסגרת עבודת המחקר נבחנו תחומי אי-היציבות התרמו-מגנטית בדגמי NbN תחת שינויים מהירים בשדה החיצוני. תוצאות המחקר הציגו השפעה מהותית של קצב השדה החיצוני על תחום אי-היציבות התרמו-מגנטית. השפעה זו באה לידי ביטוי בהרחבה משמעותית של תחום אי-היציבות, הן מבחינת סף הטמפרטורה והן מבחינת שדות הסך במסגרתם מתרחשת אי-היציבות. שדה הסך העליון למשל הציג עלייה לינארית עם עליית קצב השדה החיצוני, תוצאה זו הציגה התאמה טובה מאוד עם הניבויים התאורטיים המתקבלים ממשוואה (5).

לסיכום פרק זה, עבודה זו נותנת מענה למגוון שאלות במסגרת תחום-אי היציבות התרמו-מגנטית במוליכי העל. העבודה מציגה לראשונה התמודדות עם יציבותם הגבוהה יחסית של מוליכי העל בטמפרטורה גבוהה, תוך בחינה של מוליך העל בטמפרטורה גבוהה, ה-YBCO. לראשונה הושגו פריצות השטף הדנדריטיות ב-YBCO תחת שינויים בשדה החיצוני בלבד, ואלו אפשרו לבחון את התאמתם של המודלים התאורטיים לאי-היציבות גם ב-HTS. לדוגמא, התלות בין הקצב הקריטי להופעת מפולות השטף לבין טמפרטורת הדגם נבחנה ניסיונית באמצעות טכניקת ההדמיה המגנטו-אופטית. כמו כן נבחנו השפעת המצע עליו גודל ה-YBCO וכן השפעת עובי שכבת ה-YBCO. השפעת קצב השדה המגנטי החיצוני נבחנה לראשונה גם במוליכי העל הקונבנציונאליים:  $MgB_2$  ו-NbN. חומרים אלו נמצאים בשימוש נרחב ביישומים מבוססי מוליכי-על, ועל כן תוצאות המחקר עשויות לעורר עניין רב גם בפן האפליקטיבי.

עבודת המחקר שלהלן מאורגנת באופן הבא. בפרק הבא, פרק 2, נציג את המערכת הניסיונית ששימשה לצורך המחקר וכן את הדגמים שנמדדו במסגרת במחקר זה. פרק 3 יכלול את המאמרים שפורסמו במסגרת המחקר אשר יופיעו בסדר הבא:

## 1. Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO Thin Films

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, and Y. Yeshurun

*Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **28**, 379 (2015).

מאמר זה, בו בחנו את השפעת המצע עליו גודלו דגמי ה-YBCO, יופיע תחילה. במסגרת המאמר נבחנה ההולכה החומנית של המצעים השונים, המשפיעה גם על יציבותם של הדגמים. דגמי ה-YBCO על מצע ה-YSZ זהו כדגמים הפחות יציבים ואלו ישמשו אותנו רבות בהמשך בכדי להרחיב את מחקרי אי היציבות ב-YBCO.



## 2. Dendritic flux instabilities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate

E. Baruch-El, M. Baziljevich, B. Ya. Shapiro, T. H. Johansen, A. Shaulov, and Y. Yeshurun

*Physical Review B* **94**, 054509 (2016).

המאמר עסק בחקירת אי-היציבות התרמו-מגנטית ב-YBCO תוך תשומת דגש להשפעות הטמפרטורה וקצב שינוי השדה המגנטי החיצוני. במסגרת המאמר נבחנו התאוריות המקובלות בתחום, והוצג הסבר בדבר יציבותם הגבוהה יחסית של מוליכי העל בטמפרטורות גבוהות בהשוואה למוליכי העל הקונבנציונליים.

## 3. Thickness dependence of dendritic flux avalanches in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T.H. Johansen, A. Shaulov and Y. Yeshurun

*Journal of Physics: Conference Series* **969**, 012042 (2018).

בהמשך למחקרים בתחום אי היציבות ב-YBCO נבחנה השפעת עובי השכבה מוליכת-העל על יציבות הדגמים. בנוסף נבחנו גם שינויים במורפולוגית השטף הדנדריטי במסגרת השינויים בעובי השכבה.

## 4. Dendritic flux instability in $\text{MgB}_2$ films above liquid hydrogen temperature

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, J. Albrecht, A. Shaulov, and Y. Yeshurun

*Superconductor Science and Technology* **31**, 025005 (2017).

במסגרת השוואת אי-היציבות במוליכי-על מסוגים שונים נבחנה השפעת הקצב על מוליך העל מסוג  $\text{MgB}_2$ . במסגרת המחקר מוליך העל הנ"ל נחשף לשינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני, ונמצא כי החומר הציג אי יציבות בטמפרטורות גבוהות משמעותית בהשוואה לעבודות עבר. טמפרטורות שעד כה נראו חסינות לתופעת האי-יציבות, נחשפו על ידינו ככאלו שעשויות להציג מפולות שטף מגנטי תחת שינוי מהיר של השדה החיצוני. תוצאות אלו בעלות חשיבות גבוהה לאפליקציות שכן  $\text{MgB}_2$  הוא חומר בעל פוטנציאל מבטיח לאפליקציות בתחום מוליכי העל, ואי היציבות מגבילה את הפוטנציאל הנ"ל.

## 5. Magnetic flux instability in NbN films exposed to fast field sweep rates

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, X Y Zhou, X Q Jia, B B Jin, A. Shaulov, and Y. Yeshurun

*Superconductor Science and Technology* **31**, 105008 (2018).

מוליך-על נוסף אשר נבדק במסגרת מחקרי אי-היציבות הוא ה-NbN. במסגרת המחקר הוצגו מספר ממצאים חשובים וביניהם: (I) תחום אי היציבות הדנדריטית, המוגבל לטמפרטורות ולשדות סף מסוימים, הורחב בצורה ניכרת באמצעות חשיפת הדגמים לשינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני. (II) נצפתה תלות לינארית בין סף השדה המגנטי העליון, אשר מעליו חדירת השטף המגנטי

חוזרת לתצורה נורמלית ויציבה, לבין קצב עליית השדה המגנטי החיצוני. התוצאות נבחנו במסגרת עבודה תיאורטית שפורסמה לאחרונה. השלכות התוצאות בפן האפליקטיבי הוצגו אף הן במסגרת העבודה.

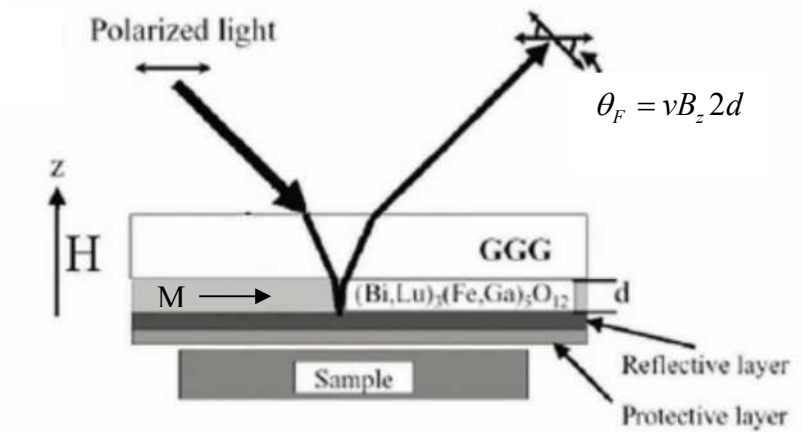
הפרק האחרון, פרק 4, יכלול את סיכום העבודה.

## 2. המערכת הניסיונית

מערכות המדידה המגנטיות המקובלות כיום מאפשרות ברובן מדידה מגנטית "גלובאלית" של הדגם הנמדד, כלומר הן מסכמות את הסיגנל המגנטי המתקבל מכל הדגם. לעומת זאת, בעבודה זו עיקר המחקר בוצע במערכת מדידה מגנטו-אופטית אשר באמצעותה ניתן למדוד את התפלגות האינדוקציה המגנטית הלוקאלית בדגם, ואת התפתחותה של אינדוקציה זו בזמן. בפרט, המערכת שלנו מאפשרת מדידה דינאמית מהירה מאוד, וזאת בעזרת רכיבים ייחודיים אודותיהם אפרט בהמשך הפרק. כמו כן, במסגרת המחקר השתמשנו גם במערכת מגנטו-אופטית נוספת (ללא אפשרות לדינמיקה מהירה) וגם אותה אסביר בקצרה בפרק זה. היות ואנו חוקרים את אופי החדירה של השטף המגנטי אל תוך דגמים על-מוליכים, מדידות לוקאליות ודינאמיות של התפלגות השטף בדגם הינן המתאימות ביותר לצורך מחקר זה. בעבודה זו אנו משתמשים שלושה סוגים של מוליכי-על:  $\text{NbN}$ -ו- $\text{MgB}_2$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . בפרק זה אפרט גם אודות דגמים אלו.

### 2.1 המערכת המגנטו-אופטית המהירה

המערכת המגנטו-אופטית מתבססת על אפקט פאראדיי המבטא אינטראקציה בין אור מקוטב לשדה מגנטי. ישנם חומרים מגנטיים מסוימים, המכונים חומרים פעילים מגנטו-אופטית [47], אשר אור מקוטב העובר דרכם ישנה את זווית הקיטוב שלו בהתאם לשדה מגנטי שהחומר מזהה. כלומר, זווית הסיבוב של מישור הקיטוב של האור המקוטב העובר בתוך החומר הפעיל תשתנה באופן הבא -  $\theta_F = vB_z d$ . כאשר  $v$  הוא קבוע Verdet המבטא את מידת ההיענות של החומר לסיבוב מישור הקיטוב,  $B_z$  הוא השדה המגנטי המאונך לשכבה הפעילה ו- $d$  הינו עובי השכבה הפעילה מגנטו-אופטית. רגישותם של חומרים אלו היא לוקאלית, דבר המאפשר להשתמש בהם גם למיפוי של האינדוקציה המגנטית בחומרים אשר אינם פעילים מגנטו-אופטית בעצמם, וזאת באמצעות הצמדת שכבה פעילה שכזו ("אינדיקטור") אל דגם אותו אנו מעוניינים למדוד. בדגמים הרלבנטיים לעבודה זו (דגמים מוליכי-על) על האינדיקטור להיות גדול מגודל הדגם הנמדד, כך שגם השטף המגנטי הנמצא מחוץ לגבולות הדגם, כתוצאה מזרמי המיסוך על שפת הדגם, יזוהה על ידי האינדיקטור. בעבודה זו האינדיקטור הוא פילם המורכב מהסגסוגת  $(\text{Bi,Lu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , שהינו בעל מומנט מגנטי במישור הפילם. הפילם גודל על שכבה של Gallium Gadolinium Garnet (GGG) שקופה בעובי של 0.2-0.3 mm [47,48]. עובי השכבה הפעילה מגנטו-אופטית באינדיקטור הוא בין  $0.1-10 \mu\text{m}$ , וסף הרגישות שלו לשדות המגנטיים היא באזור ה-1000 גאוס (0.1 טסלה) בהם הפילם מגיע למצב רוויה. במבנה הכולל של האינדיקטור ישנן גם שתי שכבות נוספות, האחת היא שכבה מראתית דקה (מאות ננו מטרים) העשויה מאלומיניום ונמצאת מתחת לשכבה הפעילה לצורך החזרה של האור אל השכבה הפעילה ואל המיקרוסקופ, והשנייה היא שכבת הגנה מ- $\text{TiO}_2$  בכדי להגן על האינדיקטור מפני שריטות.



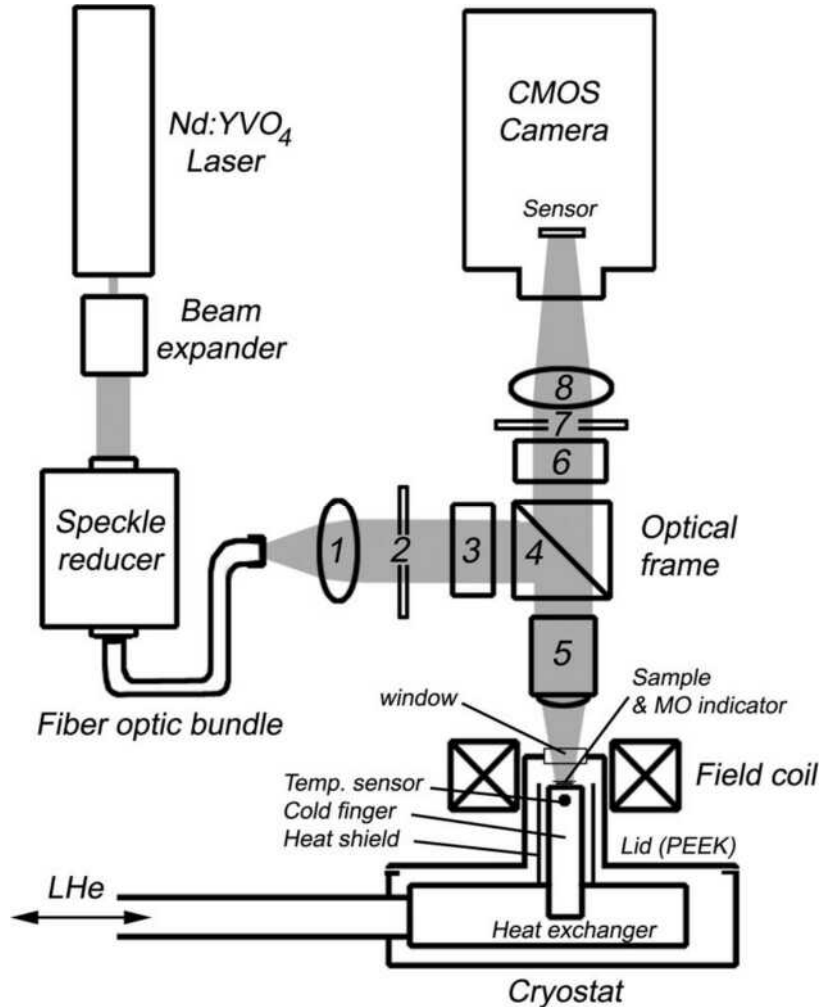
איור 2.1: תאור מבנה האינדיקטור בעל מומנט מגנטי מישורי המונח על הדגם, ותאור מסלול האור המוחזר ממנו [49].

איור 2.1 מתאר סכמתית את מבנה האינדיקטור ואת מיקומו ביחס לדגם. במהלך המדידה, אור מקוטב מגיע במאונך אל האינדיקטור ועובר דרך שכבת ה-GGG אל השכבת החומר הפעיל. במהלך התקדמות האור בתוך השכבה הפעילה זווית הקיטוב של האור משתנה בהתאם למומנט המגנטי האנכי באינדיקטור,  $M_z$ , אשר מקביל לכיוון ההתקדמות של האור. מומנט מגנטי זה נקבע לפי רכיב האינדוקציה המגנטית הלוקאלית בדגם,  $B_z$ , הנוצר כתגובה לנוכחותו של שדה מגנטי חיצוני,  $H_z$ . האור העובר בשכבה הפעילה מוחזר מהשכבת האלומיניום ועובר שוב דרך החומר הפעיל, כך שגודל האפקט מוכפל והשינוי בזווית הקיטוב יהיה  $\theta_F = vB_z 2d$ . הרזולוציה המרחבית במדידות נקבעת לפי גובהו של האינדיקטור מעל הדגם כאשר הצמדה של האינדיקטור אל פני הדגם יכולה להביא לרזולוציה מרחבית של כ-  $1 \mu m$ . ראוי לציין שרזולוציה זו ניתנת לשיפור; Johansen ; וקבוצתו הצליחו כבר להראות בעבר, ע"י צפייה בפלקסונים בודדים [50], כי באופן עקרוני הרזולוציה המרחבית מוגבלת ע"י אורך הגל של האור המקוטב.

למערכות מגנטו-אופטיות 'קונבנציונליות' מצורפת מצלמת וידאו המאפשרת מעקב אחר הדינמיקה של המצב המעורב במוליכי-על. מערכות כאלה סיפקו אינפורמציה חשובה במחקרים רבים, הן בקבוצה שלנו [51-61] והן בקבוצות אחרות [20,62-65]. עם זאת, מערכות אלה מוגבלות ברזולוציית הזמן שלהן לכ-25 תמונות לשנייה. לאחרונה, פיתחנו מערכת מגנטו-אופטית ייחודית המאפשרת הדמיה בקצב של כ-68,000 תמונות בשנייה [66]. אחת מתכונותיה החשובות של מערכת חדשה זו היא האפשרות להעלאת השדה המגנטי בקצב של עד 3,000 טסלה לשנייה. מערכת זו, בה השתמשנו במחקר הנוכחי, מתוארת בסעיף הבא.

## 2.2 מבנה המערכת הניסיונית

איור 2.2 מתאר סכמתית את מרכיבי המערכת הניסיונית בה השתמשנו. בנוסף לאינדיקטור, המערכת כוללת מצלמה מהירה, קריאוסטט לקירור הדגמים, סליל להפעלת שדה מגנטי חיצוני, מערך רכיבים אופטיים המשמש כמיקרוסקופ, ולייזר כמקור האור.

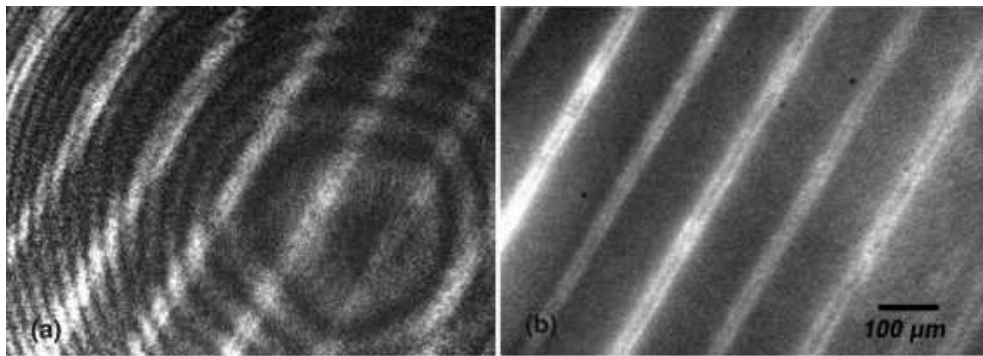


איור 2.2: תיאור סכמתי של מבנה המערכת בה השתמשנו בעבודה זו. המערכת כוללת את הלייזר, המצלמה, הקריאוסטט, הסליל להפעלת השדה החיצוני, ומערך של רכיבים אופטיים: (1) collimating lens, (2) iris, (3) polarizer, (4) beamsplitter, (5) objective, (6) analyzer, (7) iris ו- (8) imaging lens. [66]

המערכת הניסיונית [66] המתוארת באיור 2.2 כוללת:

1. מערך רכיבים אופטי המשמש כמיקרוסקופ מקוטב: המערכת כוללת סט רכיבים אופטיים לרבות עדשות וחרירי כניסה ויציאה, מקטבים, אובייקטיב ומפצל קרניים המסודרים בהתאם למתואר באיור, ומרכיבים מיקרוסקופ אופטי בעל אור מקוטב באמצעותו נתבונן על הדגם.

2. לייזר אור ירוק עוצמתי: Neodymium-doped yttrium orthovanadate (Nd:YVO<sub>4</sub>), לזירה פולסית (Q-Switch, 10 ns pulse width), המספק שני אורכי גל של 1064 nm ו-532 nm. ההספק המקסימאלי הממוצע של 1 W ב-532 nm (50 μJ/pulse), מתרחש בתדירות של 20000 pulses/sec, ודועך ל-20 μJ/pulse בהעלאת התדירות ל-30 kHz. הכללת הלייזר הנ"ל במערכת אופטית מכניסה סיבוכיות של התאבכויות ורעשים (כדוגמת ה-speckle pattern), אשר מורידים דרסטית את איכות התמונה. כדי לפתור בעיה זו השתמשנו בהתקן ייעודי SK11 Speckle Reducer. ניתן להיווכח באופן השפעתו של ההתקן על התמונה המתקבלת במדידה באיור 2.3, תמונה המתקבלת ממדידה של ברקוד (bar-code) בכרטיס אשראי. איור 2.3(a) מראה תמונת הדמיה של הברקוד בלי השימוש בהתקן; התמונה רועשת ובעלת תבניות התאבכות המפריעות למדידה. איור 2.3(b) מראה אותה הדמיה עם שימוש ב-Speckle Reducer; התמונה המתקבלת הומוגנית ואיכותית יותר.



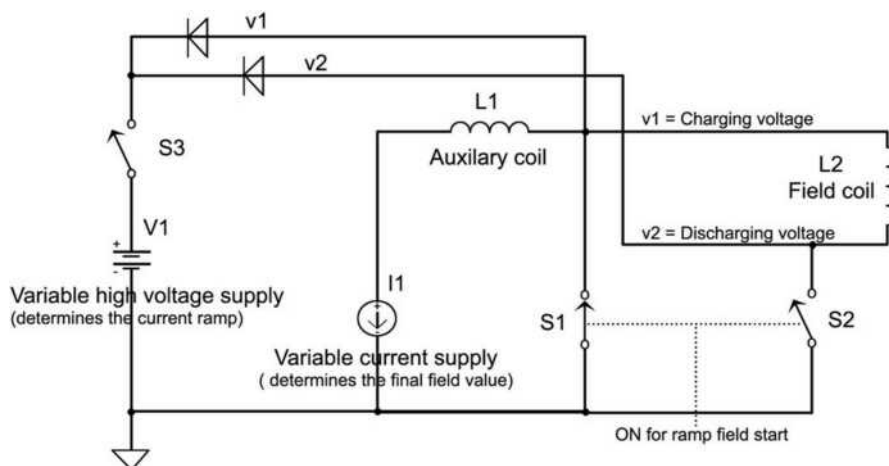
איור 2.3: השוואה איכותית של התמונה המתקבלת בהדמיה מגנטו-אופטית, ללא (a) ועם (b) שימוש בהתקן ה-Speckle Reducer. לצורך ההשוואה נבחנה התפלגות השטף המגנטי בכרטיס אשראי. הפסים הבהירים בתמונה הינם קוד הברקוד המגנטי של כרטיס האשראי. [66]

הסיבה העומדת מאחורי הבחירה לשימוש בלייזר פולסי ועוצמתי קשורה לצורך בהדמיה דינמית ומהירה ע"י הוספה של מצלמה מהירה המסוגלת לצלם מספר רב של תמונות בשנייה. כלומר, בעת חיבור של מצלמה מהירה למערכת המדידה, נוכל לצלם את השינויים בהתפתחות שטף מגנטי על הדגם המבוקש כתלות בקצב הצילום של המצלמה. אולם, מצלמה בעלת קצב צילום גבוה תזדקק לעוצמה גבוהה של אור, וזאת כיוון שכתוצאה מקצב צילום מהיר זמן החשיפה של כל תמונה ותמונה הוא מוגבל. על מנת שהמצלמה תוכל לאסוף מספיק אור, כדי שהתמונות המתקבלות במדידה יהיו ברורות ואיכותיות, יש צורך במקור לייזר עוצמתי. נוסף על כך, לייזר שהוא גם פולסי מאפשר לסנכרן בין קצב הצילום לבין קצב הפולסים, דהיינו הלייזר הפולסי מאפשר לשלוט במספר הפולסים הנכנסים בכל צילום, ובכך לשמור על עוצמה קבועה של אור בכל תמונה.

3. מצלמת CMOS מהירה: מצלמת Phantom V210. המצלמה מחוברת ליציאת המיקרוסקופ כדי לאפשר שמירה של תוצאות ההדמיה המגנטו-אופטית, ומתן אפשרות לעיבוד הנתונים בשלב מאוחר יותר. המצלמה הנ"ל, אשר טכנולוגית סנסור ה-CMOS שלה

מאפשר קריאה מהירה יותר של המידע בהשוואה לסנסור ה-CCD השכיח, בעלת יכולת צילום של 2190 פריימים בשנייה עבור תמונה מלאה של 1280x800 פיקסלים, ואילו בהקטנת המסגרת (השקולה להקטנת מספר הפיקסלים) קצב הצילום עולה מהותית, לדוגמא עבור מסגרת של 360x240 פיקסלים קצב הצילום יכול להגיע עד 20000 Hz (כל מסגרת תהיה בעלת הגבלה לקצב צילום בהתאם למספר הפיקסלים שלה).

4. מערך סלילים להפעלת שדה מגנטי חיצוני: תכונה בעלת חשיבות גבוהה במערכת הניסיונית המאפשרת מדידות דינמיות היא האפשרות להפעלת שדה מגנטי חיצוני בקצב מהיר התואם ליכולות המצלמה. לפיכך קיימת במערכת זו תת מערכת המורכבת משני סלילים וספק כוח אשר מסוגלים לספק שדה מגנטי חיצוני בקצב עלייה מהיר מאוד. ע"פ חוק לנץ, ידוע כי כל סליל אשר הזרם העובר בו משתנה בפתאומיות ייצר השראות כנגד השינוי במעגל. על כן, בתכנון המערכת נלקחו בחשבון תכונות ההשראות של הסלילים והסביבה שלהם כך שלא תהיה להם השפעה מהותית המתנגדת לעליית השדה המהירה ומאטה את עלייה זו. מעגל הסלילים הקיים במערכת הניסיונית מתואר באיור הבא:



איור 2.4: תיאור סכמתי של מערך הסלילים המשמש להפעלת השדה החיצוני במערכת. ספק הזרם I1 טוען את סליל L1 האוגר את הזרם (בשלב זה סליל השדה L2 מנותק), לאחר מכן מפסק S2 נסגר (S1 נפתח בו-זמנית) ומתחיל להבנות מתח על סליל השדה L2 בקצב של  $V/L$  עד למקסימום הרצוי. לשליטה בקצב עליית השדה מחובר למעגל ספק מתח משתנה נוסף V1 באמצעותו ניתן לקבוע את קצב עליית הזרם במעגל. [66]

באיור 2.4 מתואר המבנה של מערכת הסלילים המספקת את השדה החיצוני במערכת הניסיונית. העיקרון העומד מאחורי מבנה זה הינו אגירה של אנרגיה חשמלית בסליל בעל השראות גדולה מאוד ( $L1=82\text{mH}$ ) וטעינתו בזרם גבוה, ואחר כך מחברים את סליל האגירה לסליל השדה אשר הדגם נמצא במרכזו והוא בעל השראות נמוכה ( $L2=1.7\text{mH}$ ). זמן עליית סליל השדה למתח (שדה) הרצוי נקבע לפי היחס  $V/L$ , ומאפשר העלה מהירה מאוד של הזרם בסליל השדה. המערכת הניסיונית המתוארת כאן מסוגלת לייצר שדה חיצוני של עד 600 G בזמן של  $20 \mu\text{s}$ , כלומר קצב עליית השדה המקסימלי אותו המערכת מסוגלת לספק עומד על 3 kT/s. האפשרות לשליטה על קצב עליית השדה נקבעת בעזרת ספק מתח משתנה המחובר במקביל לסליל השדה, על כן הספק המשתנה קובע את קצב עליית הזרם בסליל השדה ובכך את קצב עליית השדה המגנטי החיצוני. למרות מערך

הסלילים המתואר כאן יש לקחת בחשבון שישנם גורמים נוספים העלולים להשפיע ולהאט את קצב עליית השדה המגנטי, למשל קריאוסטט מתכתי אשר הדגם מונח בתוכו לצרכי קירור. לשם התמודדות עם הבעייתיות הנ"ל, במערכת המגנטו-אופטית המשמשת לעבודה זו הותקן קריאוסטט בהתאמה אישית כפי שיתואר בסעיף הבא.

5. קריאוסטט: בכדי לבצע מדידות על חומרים מגנטיים הדורשים קירור מתחת לטמפרטורת סף מסוימת, כדוגמת חומרים פרומגנטיים או חומרים מוליכי-על הותקן במערכת קריאוסטט (תא) תוצרת Oxford instruments לזרימה מתמשכת של הליום נוזלי. המבנה הפנימי של התא (כפי שניתן לראות באיור 2.2) כולל אצבע קרה אשר הדגם מוצמד בראשה, סביבה ישנו מגן קרינה, והתא נסגר מלמעלה ע"י כיסוי עם חלון בחלקו העליון המאפשר התבוננות על הדגם מבחוץ. בעת שימוש בשדה מגנטי לא קבוע בסביבה של חומרים מתכתיים ייוצרו בחלקי המתכת זרמי מערבולות המייצרים שדה מגנטי הפוך בכיוונו לשדה המופעל. למניעת ההפרעות לשדה המגנטי נעשו מספר מודיפיקציות בקריאוסטט. ראשית, האצבע הקרה המיועדת להעברת החום (הקור) אל הדגם שבד"כ עשויה מנחושת הוחלפה באצבע העשויה מספיר. נוסף על כך, מגן הקרינה סביב האצבע הקרה הינו מחורץ, וכן הכיסוי של הקריאוסטט עשוי פלסטיק. סף הקירור האפשרי במערכת הינו 4 K בראש האצבע (מיקום הדגם) ו-2.6 K בבסיסה, והיא נשלטת ע"י שני סנסורים הנמצאים במיקומים זהים כשאחד מהם משמש גם כמחמם התנגדות.

לסיכום, האור היוצא ממקור הלייזר נכנס למערכת ומקוטב לינארית במקטב הנמצא בכניסה למערכת (Polarizer). לאחר מכן הוא מתקדם בתוך המיקרוסקופ תוך שהוא עובר במערך של רכיבים אופטיים שאינם משפיעים על קיטובו, ודרך חלון הקריאוסטט. האור המקוטב פוגע באינדיקטור המונח על הדגם, ומוחזר ממנו כאשר זווית הקיטוב משתנה לוקאלית בהתאם להתפלגות השדה על הדגם. האור המוחזר עובר דרך המיקרוסקופ אל עבר המצלמה הנמצאת ביציאה, תוך מעבר במקטב נוסף (Analyzer) המאונך למקטב בכניסה. התמונה המתקבלת תהא בהתאם לשינויים בקיטוב האור, כך שלמשל עבור נקודה על האינדיקטור בה האינדוקציה הייתה אפס הפיקסל יראה חושך, ואילו במקומות אשר הייתה אינדוקציה הפיקסלים יראו עוצמת אור גבוהה יותר בפרופורציה מתאימה. בצורה הזו תתקבל תמונת ההתפלגות של השטף המגנטי על הדגם הנמדד. המערכת הניסיונית המתוארת מתאימה מאוד למחקר העוסק בדינאמיקה של שטף מגנטי בעל מוליכים בטווח רחב של טמפרטורות, ובחשיפה לשדות מגנטיים חיצוניים משתנים. התמונות המתקבלות במדידות מציגות תמונה איכותית של התפלגות האינדוקציה המגנטית וזרמי השפה על הדגם. דוגמא להדמיה מגנטו-אופטית שנעשתה במערכת עבור מוליך-על מסוג YBCO מוצגת באיור 1.1. האיור מתאר את התפלגות האינדוקציה המגנטית בדגם YBCO שקורר ללא שדה לטמפרטורה של 7 K ולאחר מכן נחשף לשדה של 60 mT. עוצמת האור מייצגת עוצמות שונות של השדה המגנטי בדגם. ניתן להבחין בתצורת חדירה קלאסית של חזית גל אחידה אל תוך הדגם, כאשר מרכז הדגם נשאר ממוסך מהשטף מגנטי.



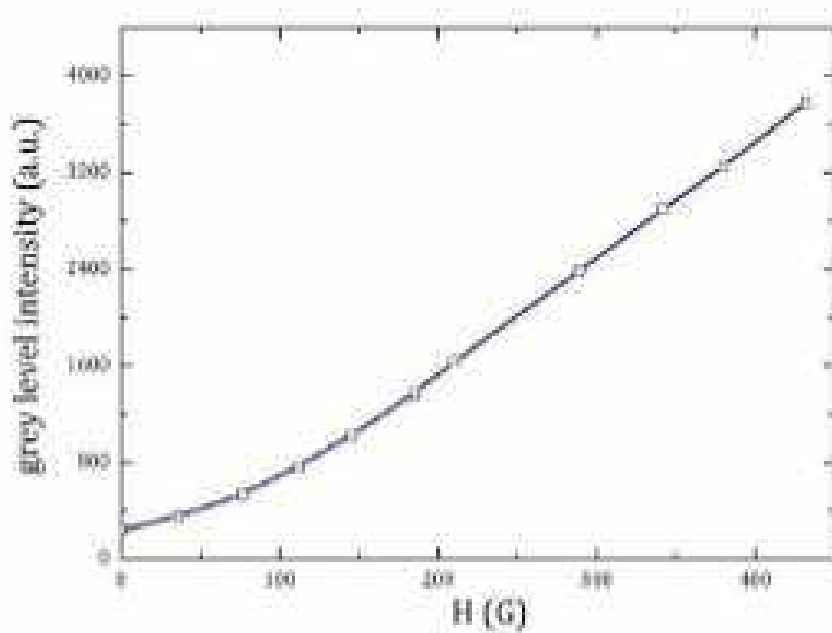
התמונה ממחישה את תצורת החדירה הקלאסית של שטף מגנטי בעל-מוליכים בהתאם למודל Bean, גבולות הדגם מובחנים ע"י טבעת בהירה בשל זרמי השפה, ומרכזו של הדגם, שם השדה המופעל ממוסך, מתקבל חושך. בכדי ללמוד מן התוצאות על תופעות פיסיקאליות דינאמיות הקשורות להתפתחות שטף המגנטי בעל-מוליכים יש לעשות אנליזה לתוצאות, לרבות המרה מהתפלגות של עוצמות אור להתפלגות שדה מגנטי ומעקב אחר השינויים בתנאים השונים. על ניתוח ועיבוד הנתונים נרחיב כעת.

### 2.3 ניתוח ועיבוד הנתונים

בעזרת תהליך כיול של ההדמיה המגנטו-אופטית ניתן לתרגם את עוצמות האור המתקבלות לגדלים של אינדוקציה מגנטית, לוקאלית, ומשתנה בזמן. תרגום זה מאפשר ללמוד מתוך ההדמיות מאפיינים מגנטיים רבים של הדגמים הנמדדים. תהליך הכיול מתבצע במספר שלבים: ראשית לוקחים סדרת תמונות כאשר צמצם המצלמה סגור. מטרת התמונות: מדידת הרעש האלקטרוני של המצלמה ללא תלות באור או כל גורם אחר. על סדרת תמונות אלו נעשה ממוצע ומתקבלת "תמונת החושך",  $D$ . סדרת התמונות הבאה שנלקחת הינה תמונות של התפלגות האור על האינדיקטור ללא הפעלת השדה המגנטי (סדרה זו נלקחת כאשר הזווית בין הקטבים אינה אפס, כך שאור יוכל לעבור בין המקטבים למרות שלא הפעלנו שדה מגנטי. זווית זו של המקטבים תישמר קבועה לאורך כל הניסוי). מיצוע על סדרה זו ינפק לנו את תמונת ה"שדה אפס",  $ZF$ , אשר בעזרתה נוכל להוריד רעשים במידת האפשר, וכן לנרמל את עוצמת האור על האינדיקטור (נרמול זה בא כנגד התפלגות האור הגאוסיאנית הלא הומוגנית המתקבלת מהלייזר). הסדרה השלישית והאחרונה לצרכי הכיול תהיה סדרת תמונות הנלקחת בנוכחות סדרה של ערכי שדה מגנטי עולים בקצב קטן וקבוע,  $H_z(i)$ . סדרת התמונות השלישית נלקחת ללא דגם או באזור רחוק מהדגם כך שלא תושפע ממנו אלא ע"י השדה החיצוני בלבד, והיא מסומנת כ-  $Calib(i)$ . בעזרת שלושת הסדרות הללו נוכל לבנות טבלת כיול  $F(i)$  כנגד  $H_z(i)$  לפי:

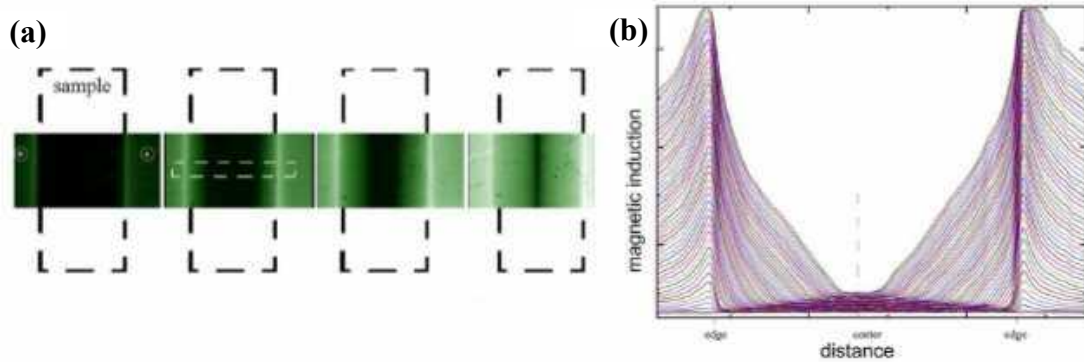
$$F(i) = (Calib(i) - ZF) / (ZF - D)$$

דהיינו איפוס עוצמת האור כשהצמצם סגור עוד במהלך המדידה, כך שבפועל נוכל לוותר על חלק זה כיוון שכל ערכי מטריצת "תמונת החושך",  $D$ , יהיו אפסים). בעזרת הטבלה ניתן לבנות גרף אשר תעשה עליו אינטרפולציה, ובדרך זו תתקבל פונקציית כיול הממירה ערכים של עוצמת אור לגדלי שדה מגנטי (איור 2.5 מציג גרף לדוגמא אשר ממנו ניתן לקבל את הפונקציה המקשרת בין רמת אפור, המקבילה לעוצמת אור, לבין השדה המגנטי בגאוסים).



איור 2.5: גרף המתאר את הקשר בין רמת אפור לבין שדה מגנטי בגאוסים. ניתן לבצע אינטרפולציה על הגרף ולקבל פונקציה כיוול באמצעותה אפשר להמיר פיקסלים עם ערכי רמות אפור לערכים של שדה מגנטי.

באופן מעשי, במהלך הניסוי מתקבלות תמונות של עוצמות אור, וע"י פונקציית הכיוול ניתן להמיר את התמונות הללו למטריצות בעלות מרחב דו מימדי,  $B_z(x, y)$ , של ערכי שדה מגנטי המתארות את האינדוקציה המגנטית בדגם. התפלגות האינדוקציה המגנטית המתקבלת בעזרת הדמיה המגנטו-אופטית יכולה לשמש לקבלת פרופיל השדה המגנטי בדגם, המגנטיזציה, הזרם הקריטי וכו'. באופן בסיסי, בעזרת טכניקת ההדמיה המגנטו-אופטית, ניתן גם ללמוד על התכונות היסודיות של חומרים על מוליכים כמו למשל הטמפרטורה הקריטית למעבר הפאזה, אשר מתחתיה נוכל לראות את התכונות הדיאמגנטיות של העל מוליך הממסך את קווי השטף מתוכו, ללמוד אודות פאזות מערך הפלאקסונים בדגמים הנמדדים, ומגוון תופעות מגנטיות נוספות. דוגמא להדמיה מגנטו-אופטית טיפוסית ופרופיל האינדוקציה הנוצר לרוחב הדגם מוצגים באיור 2.6 המתאר את חדירת השטף המגנטי למוליך-על שנחשף לשדה מגנטי עולה. האיור מתאר את המצב השכיח שבו השטף חודר בחזית ישרה ואחידה.



איור 2.6: הדמיה מגנטו-אופטית של דגם מוליך על בנוכחות שדה מגנטי חיצוני עולה. (a) ההדמיה של התפלגות האינדוקציה בדגם המתקבלת בעליית השדה מאפס ל-200 Oe (משמאל לימין), כאשר עוצמת אור בהירה יותר שקולה לאינדוקציה גבוהה יותר. (b) התפתחות האינדוקציה בתוך האזור המקווקו כפונקציה של המיקום בדגם תוך עליית השדה החיצוני. לקוח ממקור [61].

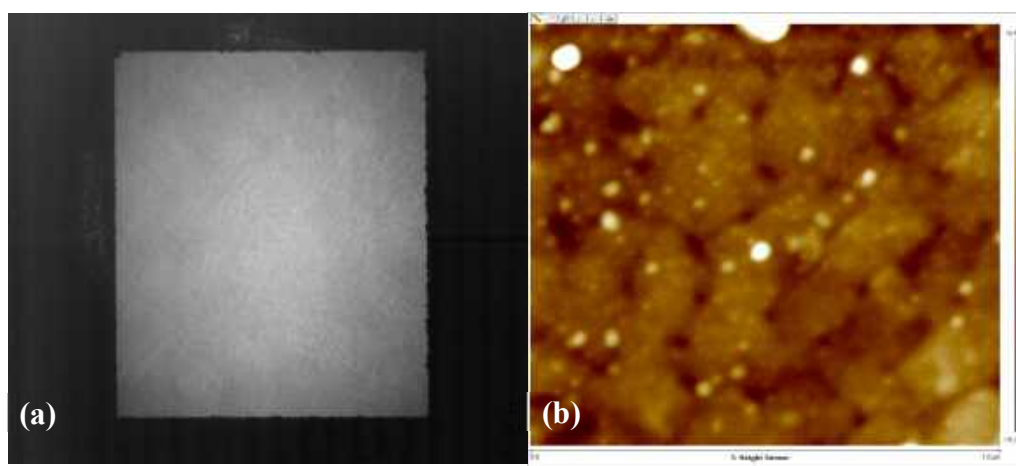
בעבודה זו נתמקד בחקירת התופעה של חדירת שטף מגנטי בתצורות לא יציבות אל תוך דגמים על-מוליכים. תופעות של חדירת שטף מגנטי למוליכי-על, ובפרט תופעות של תצורות אי יציבות, הינן תופעות דינמיות, לוקאליות ומהירות, ועל מנת לאתרן ולחקור אותן יש צורך במערכת שמסוגלת למדוד לוקלית ובמהירות את האינדוקציה המגנטית בכל נקודה בדגם. מדידות מגנטיות "גלובליות" המתבצעות באמצעות מערכות כגון SQUID או VSM לא יענו על הצרכים; מערכות כאלה נותנות אינפורמציה על המגנטיזציה הממוצעת של הדגם. המערכת המגנטו-אופטית המהירה מאפשרת לנו לבדוק באילו תנאים יתקיימו תופעות אלו ומה ההשלכות שלהן.

נוסף על המערכת מגנטו-אופטית המהירה הנמצאת במעבדה, יש לנו גם מערכת מגנטו-אופטית נוספת המאפשרת לנו לבצע מדידות לוקליות 'איטיות' (25 תמונות לשנייה) של האינדוקציה בדגם. מערכת זו דומה למערכת המתוארת ב-[67], כאשר עקרון הפעולה הפיזיקלי ומבנה המערכת הנ"ל דומים מאוד למערכת המהירה שהוזכרה לעיל, פרט למספר הבדלים אותם אמנה כעת. ראשית מדובר במיקרוסקופ מסחרי של חברת Lecia, והוא בעל רגישות משופרת משמעותית לשינויים הלוקליים בעוצמות האור בהשוואה למערכת המהירה. מקור האור במערכת זו הוא מנורת כספית או מנורת הלוגן, שתיהן מיוצבות ועוברות דרך מארה המסננת קרינת UV ו-IR, ואז דרך פילטר ירוק. המצלמה במערכת זו היא מצלמת CCD (Charged Couple Device), Hamamatsu 4880, קצב צילום זה נמוך משמעותית בהשוואה למערכת המגנטו-אופטית המהירה ואינה מאפשר דינמיקה מהירה. בהתאם לכך הסליל להפעלת השדה מהגנטי החיצוני אינו מתואם לדינמיקה מהירה, אלא זהו סליל סטנדרטי המאפשר הפעלה של שדה חיצוני עד 500 G עם קצב שינוי לשדה החיצוני של כ- $\sim 1 \text{ mT/s}$ .

עיקר השימוש במערכות המדידה שהוזכרו בפרק זה היה לאיתור המצבים הלא יציבים והתנאים להיווצרותם תוך הסתכלות על האינדוקציה המגנטית הלוקלית בדגמים, ובעיקר בחשיפה לשינויים מהירים בשדה החיצוני כפי שמתאפשר ע"י המערכת המגנטו-אופטית המהירה שלנו. בכדי לחקור לאפיין את תצורות החדירה הבלתי יציבות השתמשנו במגוון פילמים מוליכי-על. השתמשנו במערכות אלו גם בניסיונות לאפיין דינמיקה של דומיינים מגנטיים, כמתואר בנספח לעבודה.

## 2.4 דגמי ה- YBCO, MgB<sub>2</sub>, וה- NbN

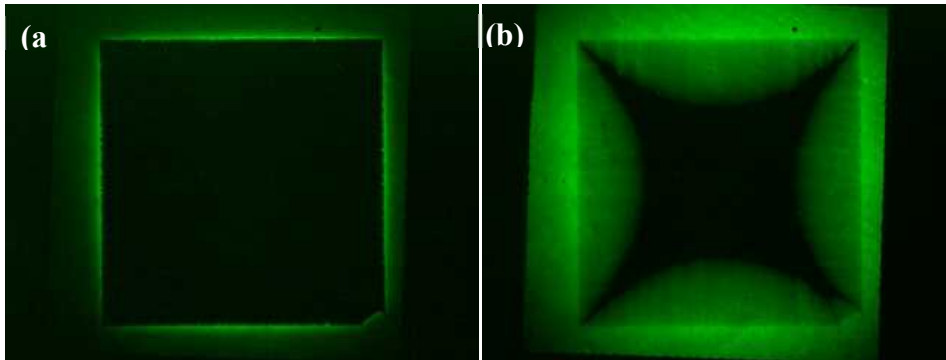
הדגמים העיקריים ששימשו לצורך המחקר הינם פילמים של YBCO ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ), שהוא מוליך על בטמפרטורות גבוהות (HTS) אשר סופקו מחברת Ceraco הגרמנית. הפילמים, בעובי של 50-600 nm, גודלו בשיטת ה- thermal reactive co-evaporation [68] על ארבעה סוגים שונים של מצעים:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Sapphire), yttrium stabilized zirconia (YSZ), MgO (Magnesia), ו-  $\text{SrTiO}_3$  (STO). בכדי להימנע מגידולים אי-הומוגניים או תופעות של דיפוזיה וריאקציה בין ה- YBCO למצעים השונים, גודלה בכולם (פרט ל-Magnesia) שכבה מקשרת של  $\text{CeO}_2$  (Ceria) בעובי של 10 nm. הדגמים היו בעלי טמפרטורה קריטית של 87 K, וזרם קריטי,  $j_c$ , של  $3.8 \text{ MA/cm}^2$  בטמפרטורה של 77 K. גודלם של הדגמים הינו  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  המותאם למדידות במערכת הניסיונית, ושכבת ה- YBCO עליהם היא גרגרית ובאוריינטציית ציר-c אפיטקסיאלית ניצב למצע הגידול. בחלק מן הדגמים יצרנו פגמים ע"י חיתוכים שנעשו מקצה הדגם באמצעות מסור חוט. חיתוכים אלו היו בעלי רוחב של כ-  $80 \mu\text{m}$  לערך ובעלי אורך משתנה בין 0.5-3 mm. כפי שנסביר בהמשך, תפקידם של הפגמים הוא להגביר לוקאליות את האינדוקציה המגנטית המושרית ע"י השדה החיצוני [34-36]. על מנת לוודא את איכות הדגמים הם נבחנו אופטית ומגנטו-אופטית וכן ע"י atomic force microscope (AFM), הן לפני והן לאחר ביצוע החיתוכים. איור 2.7 מדגים את איכות הדגמים: באיור 2.7(a) מוצגת תמונה אופטית של אחד מן הדגמים (במקרה זה זהו דגם YBCO בעובי 150 nm המגודל על מצע ספיר) בה ניתן לראות איכותית את שכבת ה- YBCO ההומוגנית ללא פגמים בסקלה מיקרומטרית למעט פגמים בקצות הדגם (גודל הדגם בתמונה הוא  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ). איור 2.7(b) מציג סריקת AFM של שכבת ה- YBCO, האזור הנסרק הוא בגודל של  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  וסקלת הצבעים מציגה שינויים בגובה של כ- 28 nm בגובה הדגם. ניתן לראות את האופי הגרגרי של השכבה בעלת גרגירים בקוטר של כ-  $40 \mu\text{m}$ .



איור 2.7: תמונה אופטית ותמונת AFM של דגם YBCO המגודל על מצע של ספיר. (a) הינה תמונה אופטית של הדגם שגודלו  $4 \times 4 \text{ mm}$ , ואילו (b) היא תמונת AFM בשטח של  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  של שכבת ה- YBCO, והתפלגות

הצבעים בה מציגה את השינויים בגובה ביחס לפני השטח (בין 15.3 nm - לכהה ביותר לבין 12.8 nm לבהיר ביותר). ניתן לראות את החומר הגרגירי, בעל גרגירים בקוטר של כ- 40  $\mu\text{m}$ .

להלן נציג דוגמא לתמונות מגנטו-אופטיות הממחישות גם הן את טיב הדגמים.



איור 2.8: תמונות מגנטו-אופטיות של דגם YBCO בעובי 150 nm המגודל על מצע YSZ. תמונות (a) ו-(b) נלקחו בטמפרטורה של 7 K ובשדות של 10 mT ו-60 mT בהתאמה. ניתן לראות כי בשדה הנמוך הדגם ממסך את השדה במלאו וגבולות הדגם ברורים וחדים וללא פגמים. באותו האופן גם בשדה הגבוה ניתן לראות כי הדגם הומוגני ומאפשר חדירה הומוגנית של השטף ואין בדגם אזורים פגומים המאפשרים חדירת שטף נוספת.

איור 2.8 מציג תמונות מגנטו-אופטיות הממחישות את איכות הדגם. התמונות הינן של פילם דק של YBCO בעובי של 150 nm שגודל על מצע של YSZ, והן נלקחו בטמפרטורה של 7 K תחת חשיפה לשדות של 10 mT ו-60 mT עבור (a) ו-(b) בהתאמה. ניתן להיווכח כי תחת השדה של 10 mT הדגם ממסך את השדה במלאו וגבולות הדגם נראים חדים וברורים ללא פגמים. בנוסף גם בשדה של 60 mT הדגם מאפשר חדירה הומוגנית לחלוטין המעידה על כך שאין בשפת הדגם פגמים 'משמעותיים' העלולים לגרום להגברה לוקלית של השטף.

דגמים נוספים ששמשו לצורך המחקר הם דגמי ה-MgB<sub>2</sub> וה-NbN. דגם ה-MgB<sub>2</sub> גודל במעבדה של פרופ' J. Albrecht מאוניברסיטת Aalen בגרמניה, ע"י נידוף באמצעות קרן אלקטרוניים (e-beam evaporation) על מצע Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [69,70]. הדגם הוא בעובי של 300 nm ובגודל של 5x5 mm<sup>2</sup>, והטמפרטורה הקריטית של הדגם היא 35 K.

דגמי ה-NbN בעובי של 300 nm ובגודל של 10x10 mm<sup>2</sup> גודלו ע"י קבוצת המחקר של פרופ' X. Q. Jia ממכון המחקר RISE באוניברסיטת נאנג'ינג בשיטת ה-DC magnetron sputtering [71] על מצע MgO. בכדי לשפר ההתאמה הגבישית ואת העיבור (strain) בפילמים גודלה שכבה מקשרת של Nb<sub>5</sub>N<sub>6</sub> בעובי של 30 nm בין מוליך העל לבין המצע [72]. הטמפרטורה הקריטית של הדגמים היא 15.6 K, והדגמים נחתכו לגודל של 5x5 mm<sup>2</sup> בכדי להתאים למערכת המדידה שלנו.

בפרק הבא יוצגו מאמרים המתארים עבודות מחקר בהם השתמשנו במגוון דגמי ה-YBCO, MgB<sub>2</sub> וה-NbN. המאמרים כוללים, כמובן, את תוצאות המחקר, התובנות, והמסקנות מכל מחקר.

**Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO  
Thin Films**

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, and Y. Yeshurun

*Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **28**, 379 (2015)

# Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO Thin Films

E. Baruch-El · M. Baziljevich · T. H. Johansen · Y. Yeshurun

Received: 9 June 2014 / Accepted: 18 August 2014 / Published online: 3 September 2014  
© Springer Science+Business Media New York 2014

**Abstract** We have investigated the effect of substrate thermal conductivity on dendritic flux formation in thin superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films grown on yttrium-stabilized zirconia,  $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{MgO}$ , and sapphire, exploiting a recently developed ultra-fast magneto-optical imaging system and its ultra-fast field ramp (3 kT/s). Dendritic flux formation triggered solely by rapid ramping of the external field is reported for the first time in YBCO on yttrium-stabilized zirconia, the substrate with the lowest thermal conductivity. For the other substrates, the dendritic instability could be generated only after introducing an artificial defect at the edge, enhancing the local induction. We find that the upper temperature threshold for the appearance of dendrites depends on the thermal conductivity of the substrate.

**Keywords** High temperature superconductors (HTS) · Dendritic flux instability · Thermal conductivity · Ultra-fast magneto-optical (MO) imaging

---

E. Baruch-El (✉) · M. Baziljevich · Y. Yeshurun  
Department of Physics, Institute of Superconductivity  
and Institute of Nanotechnology and Advanced Materials,  
Bar-Ilan University, 5290002 Ramat-Gan, Israel  
e-mail: elranbe@gmail.com

M. Baziljevich · T. H. Johansen  
Department of Physics, University of Oslo, 0316 Oslo, Norway

T. H. Johansen  
Institute for Superconducting and Electronic Materials,  
University of Wollongong, Northfields Avenue,  
Wollongong, NSW 2522, Australia

## 1 Introduction

Dendritic flux avalanches have been observed in several low- and high- $T_c$  superconductors, including  $\text{MgB}_2$  [1–3],  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [5],  $\text{Nb}$  [5],  $\text{NbN}$  [6], and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) [7–9], utilizing magneto-optical imaging (MOI) techniques [10]. The origin of these nonuniform flux patterns is thermomagnetic instability of the vortex matter in the superconducting films [11–16]. When vortices move through the material, energy is released, generating a local increase in temperature and this, in turn, decreases flux pinning, facilitating further flux motion. Such positive feedback may lead to thermal runaway and dramatic global flux redistribution.

While the dendritic flux structures tend to nucleate at preferred sites along the sample edges [17], they are irreproducible in detail, clearly showing the stochastic nature of the process. It has been predicted [11–16] that these flux avalanches will not develop unless some critical electric field,  $E_c$ , (or, equivalently, some critical magnetic-field sweep rate,  $\text{dB}_a/\text{dt}$ ) has been exceeded. This threshold value depends on parameters such as the sample thickness,  $d$ , its critical current density,  $j_c$ , temperature,  $T$ , and the sample thermal conductivity,  $\kappa$ . The thermal conductivity plays an important role as it controls how fast any excess of heat, generated by flux motion, is dissipated from the area before the occurrence of instability. In the case of thin films, the substrate  $\kappa$  and coefficient of heat transfer to the substrate are also important factors.

Reoccurring formation of dendritic flux patterns in YBCO films were previously observed only after locally heating the sample by a pulsed laser, triggering the instability at the location of the laser spot [7–9]. Exploiting our unique high speed MOI system [18], we have recently demonstrated that dendritic avalanches in YBCO films can be generated in the “conventional” way, namely,

by ramping up an external magnetic field [19]. The high speed MOI system enables real-time imaging at high rates (up to 68,000 fps), in addition to being capable of applying an external field at ultra-fast ramp rates (up to 3,000 T/s). Using the fast ramping capabilities of the system, and the field increasing effect from edge slits, we repeatedly generated dendrites in two different YBCO films. These results [19] were an important step towards establishing that dendritic flux instabilities are indeed a generic phenomenon in all type-II superconductors, including high- $T_c$  superconductors (HTS).

In this paper, we extend our investigation to explore the effect of the substrate thermal conductivity on the formation of dendrites in thin superconducting YBCO films grown on four different substrates.

## 2 Experimental

YBCO films with a thickness of 150 nm were produced by thermal reactive co-evaporation [20] on substrates made of  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  (sapphire),  $\text{SrTiO}_3$  (STO), yttrium stabilized zirconia (YSZ), and magnesia (MgO). To ensure proper growth conditions, a 10 nm thick pre-coat of  $\text{CeO}_2$  was used as a buffer layer on the first three substrates. There was no need for such a buffer layer on the MgO. The films had a transition temperature of  $T_c = 87$  K and a critical current density of  $j_c = 3.8$  MA/cm<sup>2</sup> at 77 K, when measured inductively. They were epitaxially grown, with the  $c$ -axis perpendicular to the surface. The substrates were cut into  $4 \times 4$  mm<sup>2</sup> samples, suitable for magneto-optical (MO) imaging. In several of the samples, we cut a slit, 0.5–1 mm long and  $\sim 80$   $\mu\text{m}$  wide, perpendicular to the film edges, using a wire saw. The introduction of slits were motivated by earlier theoretical works showing that planar defects enhances the external magnetic field locally; this increases the effective ramping rate and may facilitate thermal instability [21–23]. To make sure the samples were of sufficient quality, they were all checked both optically and magneto-optically before and after the cuts were made.

## 3 Results

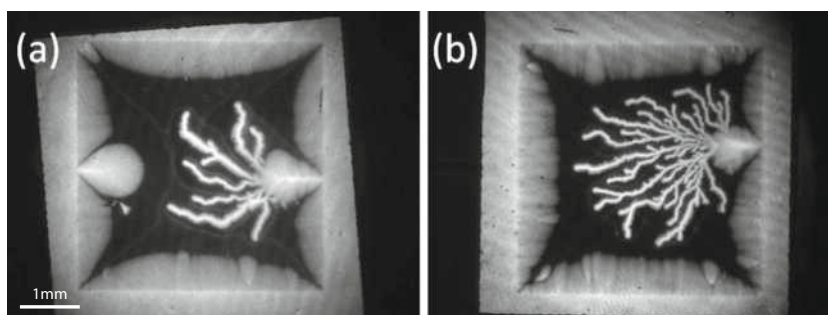
MO imaging was performed after the samples were zero-field-cooled to 7 K and then exposed to an increasing perpendicular external field. Moderate sweep rates, typically in the order of 1 mT/s, were used in these initial tests. An overall smooth penetration front and Bean-like flux distribution were observed in all tests, confirming the high quality of the films. No avalanches were observed using these moderate sweep rates.

The investigation continued with the application of high field ramping rates. After zero-field cooling the samples to 7 K, the external field was ramped from 0 to 60 mT during 20  $\mu\text{s}$ , and then, MO images were recorded. In the films grown on sapphire, STO, and MgO, this procedure did not produce any flux avalanches. Only after introducing a slit cut from the edge the fast ramping could trigger the instability, producing dendritic flux patterns. Figure 1 a, b shows such images of YBCO grown on STO and sapphire, respectively. The dendritic flux structures originated from the cut at the right side of the films.

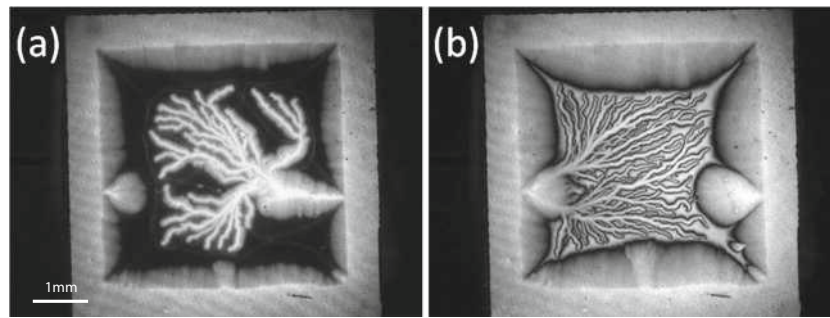
The results for the YBCO film grown on MgO were more diverse, as this sample appeared to be more stable. Using the same conditions as in the former measurements, the sample produced an avalanche only in a few rare cases. An example of such a dendritic pattern is shown in Fig. 2a. In order to routinely generate thermomagnetic instability in this sample, it was cooled to 7 K in the presence of a constant external field of  $-60$  mT. The field was then removed and a reverse field of 60 mT applied with a ramping rate of 3 kT/s. This produced an extensive dendritic flux pattern, see Fig. 2b. The outline of the pattern is particularly clear as the invading flux meets anti-flux, producing a sharp zero-field border between the opposite field directions due to flux annihilation.

The YBCO film which had the most fascinating flux distributions was the one grown on YSZ. In this sample, avalanches were triggered even without the help of artificial edge cuts. A number of dendritic flux structures are visible in Fig. 3a, where an image was taken after increasing the

**Fig. 1** Magneto-optical images of YBCO samples grown on **a** STO and **b** sapphire, measured at  $T=7$  K after a fast field ramp from 0 to 60 mT at a rate of 3 kT/s







**Fig. 2** MO images of the YBCO film grown on MgO at 7 K. Cut defects have been deliberately introduced on both sides of the sample. **a** A rare case of dendritic flux penetration in a zero-field-cooled

sample, using an applied field of 60 mT and a ramping rate of 3 kT/s. **b** Image taken after field cooling the film to 7 K in a  $-60$  mT field and then exposing it to a 60 mT reverse field using a ramping rate of 3 kT/s

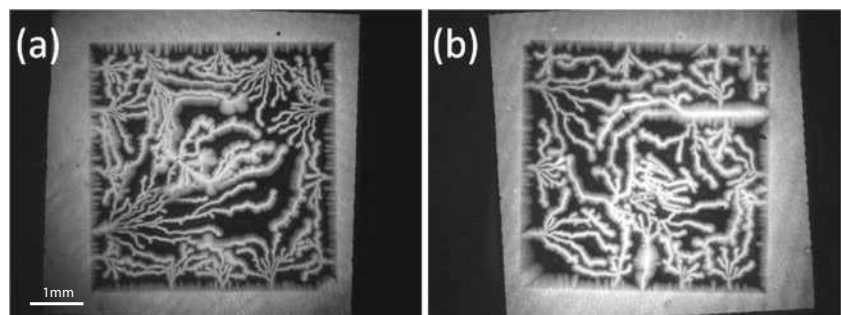
external magnetic field from 0 to 60 mT at a ramp rate of 3 kT/s. The sample temperature was 7 K. Later, a slit was cut from the right side of the sample to investigate its effect on the stability of the film. As can be seen in Fig. 3b, the penetrating flux configuration and overall dendritic morphology remain similar to those observed in the previous experiment, except that some of the branches now originate from the slit.

Another set of measurements was carried out to determine the upper threshold temperature [1, 2, 12] for the instability for the various YBCO/substrate combinations. In each case, a sample was zero-field-cooled to different target temperatures before the applied field was increased to 60 mT using the fastest ramping rate (3 kT/s). It was found that no avalanches were triggered above 59 K in the YBCO film grown on YSZ, defining its instability limit at this specific ramping rate. The corresponding threshold temperature for the films grown on sapphire or MgO was 40 K. In the case of the film grown on STO, dendrites were also observed up to 40 K. However, in this particular sample, we could not continue the experiments at higher temperatures as the flux avalanches caused permanent damage to the film.

#### 4 Discussion

Except for being deposited on four different substrates, the YBCO films in this study were all produced by the same method and in the same deposition process [20]. Yet, the various YBCO/substrate combinations showed quite different results, demonstrating the major influence of the substrate on the thermomagnetic stability of the film. As suggested by theoretical models [12, 16], the key parameter in generating flux instabilities is the ratio of the magnetic and thermal diffusion,  $t_m/t_h = \tau = \mu_0 \kappa \sigma / C$ , where  $\sigma$  and  $C$  are the differential electrical conductivity and the specific heat, respectively, and  $\kappa$  the thermal conductivity of the superconductor. A smaller  $\tau$  favors flux avalanches. Though the expression for  $\tau$  does not take into account heat transport into the substrate, it would be reasonable to assume that the substrate thermal conductivity,  $\kappa_s$ , should play an important role in modifying the effective  $\tau$  of the various films we have investigated. From the literature, it can be established that the thermal conductivity of the different substrates differ significantly at 7 K;  $\kappa_s \approx 0.05, 4.5, 300,$  and  $400\text{--}800$  W/mK for YSZ [24], STO [25], MgO [26, 27],

**Fig. 3** Magneto-optical images of YBCO film on YSZ substrate at 7 K, using an external field of 60 mT and a ramping rate of 3 kT/s **a** without any artificially made defects and **b** with a slit cut into the upper right side of the sample



and sapphire [26, 27], respectively.

The YBCO films grown on YSZ, the substrate with the lowest  $\kappa_s$ , are by far the most unstable, generating a number of dendritic structures from multiple sources without a need to add artificial defects. As demonstrated above, STO, with larger  $\kappa_s$ , is indeed significantly more stable, and MgO, with  $\kappa_s$  larger than that for STO, is even more robust against flux instabilities. In the MgO film, it was difficult to trigger flux avalanches even after a slit was cut into the sample edge. Surprisingly, sapphire, with the highest  $\kappa_s$ , is more unstable than MgO. This, we believe, is caused by the low thermal conductivity of the CeO<sub>2</sub> buffer layer that was deposited on the sapphire, but not on MgO. This buffer layer represents an additional obstacle to smooth thermal diffusion, decreasing the effective  $\tau$  of the YBCO/sapphire film.

**Acknowledgments** The authors thank Dr. Robert Semerad for preparing samples and helpful discussions. We acknowledge a partial financial support from the Israel Science Foundation (Grant No. 164/12) and the Norwegian Research Council.

## References

- Johansen, T.H. et al.: Europhys. Lett. **59**, 599 (2002)
- Bobyl, A.V. et al.: Appl. Phys. Lett. **80**, 4588 (2002)
- Albrecht, J. et al.: Appl. Phys. Lett. **87**, 182501 (2005)
- Rudnev, I.A. et al.: Cryogenics **43**, 663 (2003)
- Duran, C.A. et al.: Phys. Rev. B. **52**, 75 (1995)
- Rudnev, I.A. et al.: Appl. Phys. Lett. **87**, 042502 (2005)
- Leiderer, P. et al.: Phys. Rev. Lett. **71**, 2646 (1993)
- Bujok, V. et al.: Appl. Phys. Lett. **63**, 412 (1993)
- Bolz, U. et al.: Europhys. Lett. **64**, 517 (2003)
- Magneto-Optical Imaging. In: Johansen, T.H., Shantsev, D.V. (eds.): NATO Science Series II, vol. 142. Kluwer Academic, The Netherlands (2004)
- Mints, R.G., Rakhmanov, A.L.: Rev. Mod. Phys. **53**, 551 (1981)
- Denisov, D.V. et al.: Phys. Rev. Lett. **97**, 077022 (2006)
- Vestgarden, J.I. et al.: Phys. Rev. B **84**, 054537 (2011)
- Vestgarden, J.I. et al.: Supercond. Sci. Technol. **26**, 055012 (2013)
- Baziljevich, M. et al.: Physica C **369**, 93 (2002)
- Dvash, E.E., Shapiro, I., Shapiro, B.Ya.: Phys. Rev. B **80** (2009)
- Johansen, T.H. et al.: Surf. Sci. **601**, 5712 (2007)
- Baziljevich, M. et al.: Rev. Sci. Instrum. **83**, 083707 (2012)
- Baziljevich, M. et al.: Appl. Phys. Lett. **105**, 012602 (2014)
- Utz, B. et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. **7**, 1272 (1997)
- Mints, R.G., Brandt, E.H.: Phys. Rev. B **54**, 12421 (1996)
- Gurevich, A.: Appl. Phys. Lett. **78**, 1891 (2001)
- Gurevich, A., Friesen, M.: Phys. Rev. B **62**, 4004 (2000)
- Yang, H.S. et al.: Acta Mater. **50**, 2309 (2002)
- Suemune, Y.: J. Phys. Soc. Jpn. **20**, 174 (1965)
- Kaiser, T.: PhD Thesis, University of Wuppertal (1998)
- Slack, G.A.: Phys. Rev. Lett. **126**, 427 (1962)

3.2

**Dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate**

E. Baruch-El, M. Baziljevich, B. Ya. Shapiro, T. H. Johansen, A. Shaulov,  
and Y. Yeshurun

*Physical Review B* **94**, 054509 (2016)

## Dendritic flux instabilities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate

E. Baruch-El,<sup>1</sup> M. Baziljevich,<sup>1,2</sup> B. Ya. Shapiro,<sup>1</sup> T. H. Johansen,<sup>2</sup> A. Shaulov,<sup>1</sup> and Y. Yeshurun<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Superconductivity and Institute of Nanotechnology, Department of Physics, Bar-Ilan University, Ramat-Gan, Israel*

<sup>2</sup>*Department of Physics, University of Oslo, 0316 Oslo, Norway*

(Received 18 May 2016; revised manuscript received 27 July 2016; published 10 August 2016)

Our recent success in triggering dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) films by applying magnetic fields at ultrahigh rates is followed here by a detailed study of the effect as a function of the field ramp rate,  $\dot{B}_a$ , and temperature,  $T$ . We trace the borderline in the  $\dot{B}_a$ - $T$  plane separating regions of smooth, gradual flux penetration and dendritic flux avalanches. In addition, we describe the changes in the dendritic morphology in the instability region as a result of changes in either  $\dot{B}_a$  or  $T$ . Our experimental results, showing a monotonic increase of the avalanche threshold field ramp rate with temperature, are discussed in the framework of existing theories. On the basis of these theories we also explain the high stability of YBCO to dendritic avalanches as compared to, e.g.,  $\text{MgB}_2$ , identifying the flux flow resistivity, rather than any of the thermal parameters, as the main parameter governing the film stability.

DOI: [10.1103/PhysRevB.94.054509](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.054509)

### I. INTRODUCTION

Under certain conditions, magnetic flux penetration into type-II superconductors may result in nonequilibrium pattern formation, such as magnetic macroturbulence [1,2], kinetic front roughening [3,4], magnetic microavalanches [5,6], and dendritic flux patterns [7]. Dendritic flux structures have been observed by magneto-optical (MO) imaging in a number of conventional superconducting films such as Nb [8–10], NbN [11–13], Nb<sub>3</sub>Sn [14], Pb [15], *a*-MoSi [16], and  $\text{MgB}_2$  [17–23]. The phenomenon reflects a thermomagnetic breakdown of the superconductor, occurring when a fluctuation weakens the pinning of some vortices, causing them to move and locally heat the material, thus reducing the pinning even further, promoting motion of more vortices. Such a runaway scenario is expected in all type-II superconductors and yet, films of high-temperature superconductors (HTSs) exposed to magnetic fields did not exhibit dendritic flux patterns, even at high fields. In an effort to generate dendritic instability in a HTS material, Leiderer *et al.* [24–26] exploited a laser to locally heat  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) films to above the superconducting critical temperature  $T_c$ , triggering dendritic avalanches from the heated area. Nevertheless, despite numerous efforts by many researchers, a thermomagnetic instability was not observed in YBCO films in experiments similar to those generating dendritic patterns in conventional superconductors.

Recently, we proposed an alternative experimental approach to generate dendritic avalanches in YBCO films [27,28]. Unlike previous experiments in which the instability was triggered by the external magnetic field, in our work the instability was triggered by high magnetic field ramp rate,  $\dot{B}_a$ , (up to 3 kT/s), exploiting a unique, recently built, ultrafast MO system [29]. In the present work we trace the crossover of the flux penetration process into YBCO films from smooth, gradual penetration to dendritic avalanches, by changing both temperature and field ramp rate. Moreover, we experimentally determine the borderline in the  $\dot{B}_a$ - $T$  plane separating regions of these two types of flux penetration modes. Our study allows examination of theories relevant to the dendritic instability, focusing on the HTS properties.

In several theoretical works, efforts were made to explain the dendritic flux instability [30–35]. The flux behavior was examined by solving the coupled differential equations for flux diffusion and thermal diffusion, for either a slab [31] or a thin superconducting film, taking into account nonlocal electrodynamics and heat exchange with the substrate [32–35]. In these theories, the rate of change of the external field,  $\dot{B}_a$ , plays a role in generating flux instabilities. Our experimental results show an increase of the threshold ramp rate,  $\dot{B}_{th}$ , with temperature, consistent with the predictions of Aranson *et al.* [35]. Based on the above theories we also propose an explanation as to why the HTSs are more stable than many conventional superconductors, requiring an extremely fast ramp rate to generate the dendritic instability, as in our YBCO films. Finally, we compare and discuss the morphology of the dendritic flux structures as it changes with the field ramp rate and temperature.

### II. EXPERIMENT

YBCO films with a thickness of 150 nm were produced by thermal reactive coevaporation [36] on substrates made of yttrium stabilized zirconia (YSZ). This choice of substrate material is due to its relatively low thermal conductivity, which facilitates dendritic formation [28]. The films were epitaxially grown, with the *c* axis perpendicular to the surface. The samples were cut into  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  plates, suitable for magnetization measurements in a 5-T Quantum Design MPMS magnetometer and MO imaging in our custom-made system [29]. The MO apparatus enables real time imaging at rates up to 70 000 frames per second allowing exploration of flux dynamics in the superconducting films down to a time scale of 15  $\mu\text{s}$ . The system provides a maximum applied field of 60 mT, which can be ramped at rates up to 3 kT/s.

The films were characterized magnetically, measuring their magnetization as a function of temperature and field, using the MPMS magnetometer. The inset to Fig. 1(a) shows the zero-field-cooled (lower line) and field-cooled (upper line) magnetization versus temperature, measured with an applied

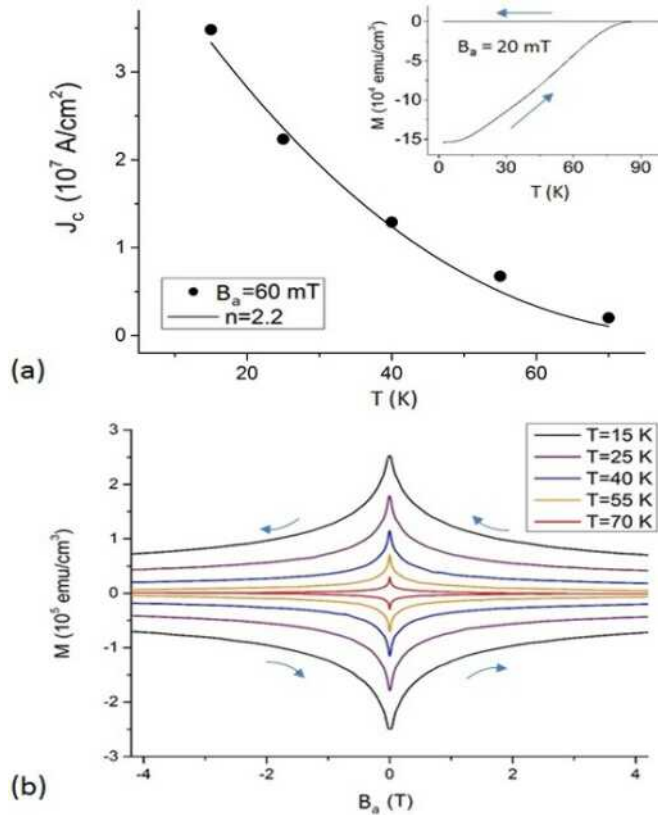


FIG. 1. (a) The temperature dependence of  $J_c$  for  $B_a = 60$  mT, estimated from the magnetization curves of (b). The solid line through the  $J_c$  data points is a fit to  $J_c \propto (1 - T/T_c)^n$ , with  $n = 2.2$ . The inset to (a) shows the temperature dependence of the zero-field-cooled (lower line) and field-cooled (upper line) magnetization versus temperature, measured with an applied field  $B_a = 20$  mT.

field  $B_a = 20$  mT. The two curves demonstrate that superconductivity in this sample vanishes at  $T_c \sim 85$  K. Figure 1(b) shows the magnetization-versus-field loops between  $-5$  T and  $5$  T for temperatures between  $15$  and  $70$  K. Note that all the hysteresis loops have peaks at  $B_a = 0$ , confirming [37] the excellent uniformity of the sample. We further characterized the films by evaluating the critical current,  $J_c$ , from the measured  $M$ - $B_a$  loops, using the Bean model formula [38,39]:

$$J_c = \frac{30\Delta M}{w}, \quad (1)$$

where  $\Delta M$  is the width of the magnetization loop measured in  $\text{emu}/\text{cm}^3$ , and  $w$  is the lateral dimension of the square film ( $4$  mm in our case). Figure 1(a) presents the resulting  $J_c$  values as a function of temperature for field  $B_a = 60$  mT, corresponding to maximum external field used in the MO measurements. The solid line in the figure is a fit of the experimental  $J_c(T)$  to a power law:  $J_c \sim (1 - T/T_c)^n$  with exponent  $n \approx 2.2$ . Similar results for the temperature dependence of  $J_c$  in thin YBCO films were reported in, e.g., Refs. [40,41].

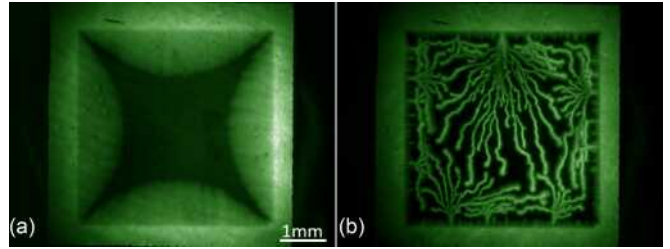


FIG. 2. Magneto-optical images of a zero-field-cooled YBCO film at  $T = 7$  K, after exposing it to a perpendicular magnetic field  $B_a = 60$  mT. The field was ramped up (a) at a conventional, slow ramp rate,  $\sim 1$  mT/s, producing a Bean-like flux penetration, and (b) at an ultrafast ramp rate of  $3$  kT/s, generating dendritic flux penetration.

### III. MAGNETO-OPTICAL RESULTS

The dramatic influence of the rate of change of the external field on the magnetic flux penetration into the YBCO films is demonstrated in Fig. 2. Figure 2(a) shows a MO image of one of the YBCO films, taken after it was zero-field cooled (ZFC) to  $7$  K and then exposed to a perpendicular external field ramped from zero to  $B_a = 60$  mT at a rate of  $\sim 1$  mT/s. The resulting flux penetration is smooth, with a Bean-like distribution.

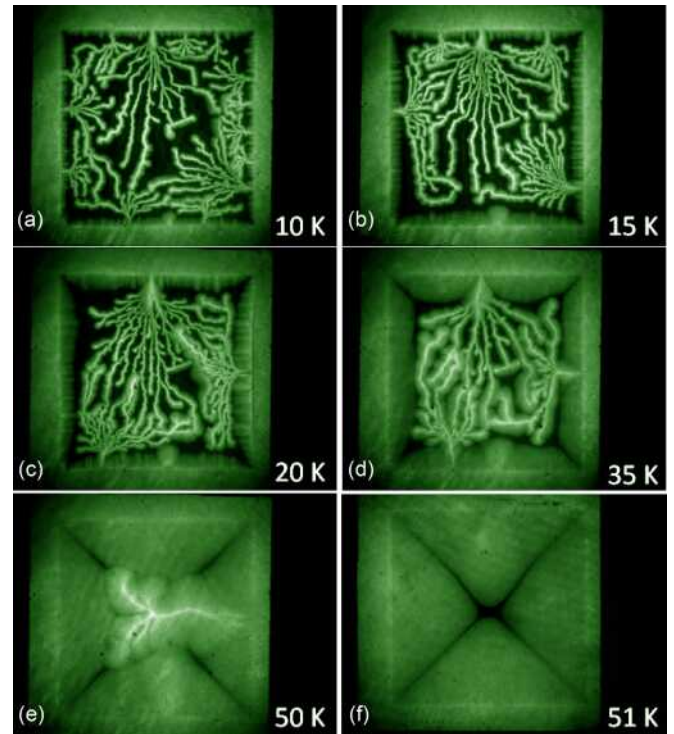


FIG. 3. (a-f) Magneto-optical images of the YBCO film, after ramping the applied field from zero to  $60$  mT at  $3$  kT/s, measured at  $T = 10, 15, 20, 35, 50,$  and  $51$  K, respectively. The sample was heated and zero-field cooled between each experiment. The number of separate dendrites decreases while the film temperature is increased. The number of branches in each dendrite was the highest at the intermediate temperature of  $T = 20$  K.  $T = 51$  K is the threshold temperature for this sample; no instability appeared above this temperature.

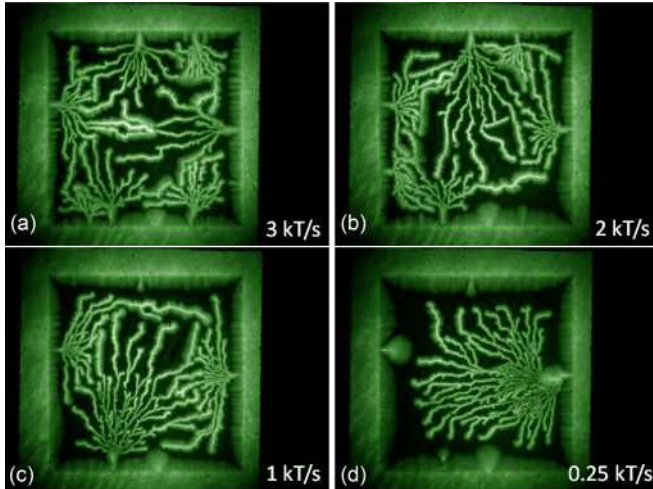


FIG. 4. (a–d) Magneto-optical images of the YBCO film measured at 15 K, exposed to a field ramp from zero to 60 mT, at rates of 3, 2, 1, and 0.25 kT/s. The number of dendrites reduces with decreasing ramp rates while the number of branches, and the size of each individual dendrite, grows larger.

Repeating the same experiment as described above, but with a 3 kT/s sweep rate of the applied field, produced extremely different flux structures, namely, the dendritic flux instability shown in Fig. 2(b).

Figures 3 and 4 display the effect of temperatures and sweep rates, respectively, on the dendritic flux structure. The images in Fig. 3 were taken after zero-field-cooling the film to the indicated temperatures and then ramping the field from 0 to 60 mT at a rate of 3 kT/s. The images show a crossover from dendritic avalanches at low and moderate temperatures to a Bean-like penetration [42] at a threshold temperature  $T_{th} = 50$  K. Repeating the same experiment at slower ramp rates results in a lower threshold temperature, for example,  $T_{th} = 40$  and 15 K for sweep rates of 0.5 and 0.2 kT/s, respectively.

As apparent from the images of Fig. 3, the morphology of the dendritic avalanches is also temperature dependent. Specifically, at 7 K [Fig. 3(a)] the dendritic penetration nucleates at several locations (“trunks”) at the film edges. Upon increasing temperature, the number of trunks decreases, while the number of branches in each dendritic structure initially increases (up to  $T \sim 25$  K) and then decreases. Also note that the images at the highest temperatures (40–50 K) exhibit “diffused,” thicker branches.

A change in the character of the field penetration from dendritic avalanches to a Bean profile can also be obtained by changing the field ramp rate at a constant temperature. This is demonstrated in Fig. 4 which shows MO images recorded at 15 K, after the field was increased from zero to 60 mT with ramp rates ranging from 0.25 to 3 kT/s. Between the different ramp rate experiments the sample was heated above  $T_c$  and then again cooled in zero field. Figure 4(a), taken after the fastest ramping (3 kT/s), shows multiple separate dendritic avalanches each with relatively few branches. As the field ramp rates decrease [Figs. 4(b)–4(d)], the number of separate avalanche events decreases but each event develops an increasing number of branches. As the rate drops below

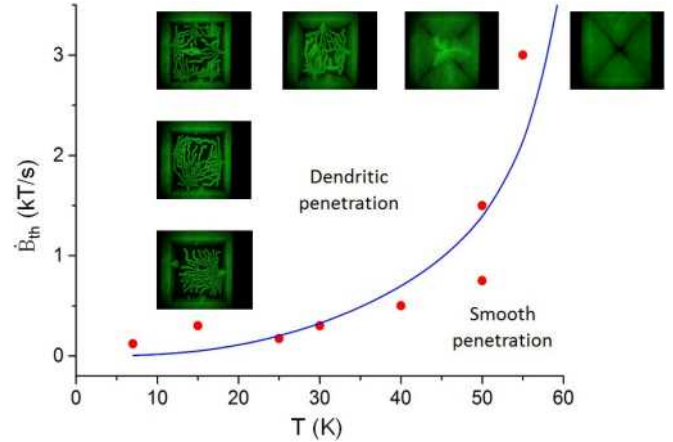


FIG. 5. “Stability diagram” showing the dendritic and smooth penetration regions in a  $\dot{B}_{th}$ - $T$  plane. The circles are the experimental data; each point represents the minimum ramp rate required to trigger the instability at a specific temperature. The solid line shows the temperature dependence of  $\dot{B}_{th}$  predicted by Eq. (5). The insets are images taken from Figs. 2–4, showing evolution of the dendritic morphology as the crossover line is approached.

0.2 kT/s, the dendrites disappear altogether and a Bean profile is established as shown in Fig. 2(a). Note the appearance of a defect in the left side of the film in Fig. 4(d). This defect is absent in Fig. 2(a), recorded before the experiments generating avalanches had started. As discussed in Ref. [27], the aggressive avalanche events frequently cause permanent damage in YBCO films due to the excess heat release.

Crossover between dendritic and smooth flux penetration were observed in a set of field ramp rates and temperatures as summarized in Fig. 5 in a  $\dot{B}_{th}$  versus  $T$  diagram. The circles in the figure are the experimental data; each represents the minimum ramp rate required to trigger the instability at a specific temperature. The calculated solid line, to be discussed in the next section, increases monotonically with temperature, describing well the experimental data. This line separates the quasiequilibrium region, where the smooth penetrating front follows the Bean model, from the nonequilibrium region where dendrites are observed. Figure 5 incorporates several of the images of Figs. 3 and 4 to demonstrate evolution of dendritic structures as the crossover line is approached either by changing temperature or field ramp rate.

#### IV. DISCUSSION

The data show that a crossover between these two modes can be achieved, e.g., by changing the field ramp rate at a constant temperature (Fig. 4), or by changing temperature at a constant field ramp rate (Fig. 3). As this line is approached, the dendrites’ morphology changes, namely, the number of dendritic nucleation points decreases and, concurrently, the number of branches tends to increase. In the following we discuss the behavior of the crossover line as well as the dendrite morphology.

The monotonic increase of  $\dot{B}_{th}(T)$  with temperature can be intuitively understood as follows. The triggering of a dendrite depends on flux motion and the associated local increase in

temperature [21], making the resistance of the superconducting film to the penetration of magnetic flux very important. Edge defects can facilitate flux entry and flux motion, and enhance local heating [43]. Clearly, at higher temperatures, as the system globally becomes more susceptible to flux entry, this local mechanism is weakened and the buildup of heat is reduced. Consequently, a more aggressive, faster application of the external field is required to create the conditions for the thermomagnetic breakdown. The critical current density,  $J_c(T)$ , may serve as a measure for the resistance of the system to flux entry. Thus, at low temperatures, where flux pinning is relatively strong ( $J_c$  is large) and flux entry is difficult, the condition for a breakdown is achieved at relatively low field ramp rates. At high temperatures ( $J_c$  is small) the sample allows easy entry of vortices even at moderate field ramp rates and magnetic avalanches will be achieved only at ultrahigh rates. Clearly, the temperature dependence of the thermal parameters, such as the heat transfer between the superconducting film and the substrate should also be taken into account. As this parameter is expected to increase with temperature [44,45], heat transfer from the film to the substrate is enhanced, requiring higher field ramp rates for dendritic formation. This intuitive explanation is consistent with the theoretical predictions of Aranson *et al.* [35], where a coupling of the nonlocal magnetic flux diffusion with the local thermal diffusion leads to a prediction of the threshold field ramp rate,  $\dot{B}_{th}$ , above which dendrites should appear. These authors describe the spatial and temporal distribution of the magnetic induction  $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  and temperature  $T(\mathbf{r},t)$  by the Maxwell equations coupled to heat diffusion:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla T - (T - T_0)h/d + \mathbf{J} \mathbf{E}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \delta(z), \quad (3)$$

where  $C$ ,  $\kappa$ ,  $h$ ,  $d$ ,  $\mathbf{E}$ , and  $\mathbf{J}$  are the heat capacity, thermal conductivity, heat transfer coefficient to the substrate held at the temperature  $T_0$ , the sample thickness, the electric field, and the sheet current, respectively. The three terms on the right-hand side of Eq. (2) describe the thermal diffusion, the heat relaxation, and the Joule heating, respectively. Importantly, this Joule term couples the two equations.

The flux stability is controlled by the parameter  $\tau_0 = D_h/D_m$ , the ratio of magnetic and thermal diffusion coefficients, expressed as  $D_h = \kappa/C$  and  $D_m = \rho_F/\mu_0$ . Here the flux flow resistivity  $\rho_F = \rho_n B_a/B_{c2}$  and  $\mu_0$  is the magnetic permeability. In addition, due to nonlocality, in thin films the  $\tau$  parameter will be modified according to  $\tau = \tau_0 d/2L_h$ , where  $L_h$ , the thermal length, is defined as  $L_h = (d\kappa/h)^{1/2}$ . Combining the previous relations one obtains [35]

$$\tau = \frac{\mu_0 \sqrt{d\kappa h}}{2\rho_F C}. \quad (4)$$

For  $\tau \ll 1$ , i.e., the heat diffusion is much slower than the magnetic diffusion; dendritic flux structures are favored. In this case, the theory predicts that the threshold ramp rate of

the applied field,  $\dot{B}_{th}$ , is given by

$$\dot{B}_{th} \sim \frac{h/b}{J_c(T) |\partial J_c(T)/\partial T|}, \quad (5)$$

where  $b = [1 - 1/\cosh(B_a/B_p)]w/2$  is the width of the flux-penetrated critical state region,  $w$  is the film width,  $B_a$  is the external field, and  $B_p = \mu_0 J_c d/\pi$ , where  $d$  is the thickness of the film [46]. The solid line in Fig. 5 was calculated using Eq. (5), taking the experimental temperature dependence of  $J_c \sim (1-T/T_c)^{2.2}$  and assuming that  $h \sim T^3$  [44,45]. Apparently, the calculated line agrees qualitatively well with the experimental data. A quantitative analysis could not be pursued because of the lack of information on several of the material and substrate parameters, in particular the heat conductivity to the substrate, and its temperature dependence at cryogenic temperatures.

While high ramp rates ( $\dot{B}_{th}$  of order kT/s) were required to generate dendritic flux patterns in our YBCO films, the ramp rates in conventional superconductors are practically zero in comparison. In fact, the ‘‘stability diagram’’ in conventional superconductors was determined by a threshold field,  $B_{th}$ , rather than threshold ramp rate  $\dot{B}_{th}$  [18]. An explanation to the relative stability of HTS to dendritic avalanches at low ramp rates can be based on Eq. (4). The parameter  $\tau$  in this equation depends on the flux flow resistance,  $\rho_F$ , and several thermal parameters ( $\kappa$ ,  $C$ ,  $h$ ). We argue that the difference in the thermal parameters in HTS and conventional superconductors cannot explain the dramatic difference in the stability of these materials to flux avalanches. The parameter  $h$  cannot be a crucial factor as both YBCO and MgB<sub>2</sub> are dendritic when various substrate materials are used. The ratio  $\kappa/C$  is intimately related to the thermal diffusion of the films. Comparing, for example, YBCO with MgB<sub>2</sub> reveals that this ratio is significantly lower in magnitude for the HTS material. (At  $T/T_c \sim 0.1$ , which is in the ‘‘dendritic phase’’ for both MgB<sub>2</sub> and YBCO, the  $\kappa$  value is about two times larger in YBCO, while  $C$  is more than an order of magnitude higher [47–50]). Hence, a consideration of only the thermal parameters in the expression for  $\tau$  [Eq. (4)] leads to a lower value of  $\tau$  for the HTS materials, implying that HTS should be less stable than the conventional superconductors. Thus, the thermal parameters fail to explain the stability of HTS films. We therefore assert that the key parameter in the equation is the flux flow resistivity,  $\rho_F = \rho_n B_a/B_{c2}$ . From Eq. (4) it is clear that for a material to be stable  $\rho_F$  should be low. This can be achieved by either having a smaller value of  $\rho_n$  or larger  $B_{c2}$ . Since the normal state resistivity,  $\rho_n$ , is larger in HTS than in conventional superconductors, it cannot explain the stability of these materials. The critical field  $B_{c2}$ , however, is larger by orders of magnitude in HTS when compared to the conventional materials, yielding a lower value of  $\rho_F$ . This result implies a higher stability against flux avalanches in HTS films, a stability that can be overcome by applying high electric field [21] or, equivalently, by a rapid change of the external magnetic field as done in our experiment.

Our assertion that  $\rho_F$  is the main factor in determining the stability of the superconductor against flux avalanches finds support in recent MO studies, comparing MgB<sub>2</sub> films with different  $\rho_F$  [51,52]. In these studies dendrites were easily

triggered by a 100-mT field in films with  $\rho_F \approx 0.16 \mu\Omega \text{ cm}$ , but have never been observed in ultrapure films with  $\rho_F \approx 0.006 \mu\Omega \text{ cm}$ , demonstrating that  $\rho_F$  is a key parameter in the stability of the film against dendritic avalanches. By passing, we note that our attempts to generate dendrites in the ultrapure  $\text{MgB}_2$  using field ramp rates up to 3 kT/s were unsuccessful. This can be understood noticing that  $\rho_F$  for ultrapure  $\text{MgB}_2$  is significantly lower than  $\rho_F = 0.05 \mu\Omega \text{ cm}$  in our YBCO, taking  $B_a = 100 \text{ mT}$ ,  $B_{c2} = 120 \text{ T}$ , and  $\rho_n \approx 60 \mu\Omega \text{ cm}$  [53].

The data of Figs. 3–5 show that the morphology of the dendrites in the unstable regions changes as the crossover line to a smooth penetration is approached, either by changing temperature or field ramp rate. Basically, the number of dendritic trunks decreases while the number of branches tends initially to increase. The dendritic flux morphology was also the focus of previous works on conventional superconductors, where dendrites were generated by changing  $B_a$  quasistatically [11,18,33]. It has been reported that the morphology of the dendritic structures is strongly temperature dependent with a tendency similar to that reported here for YBCO films. Namely, at low temperatures the dendrites were numerous with few branches, while at temperatures just below the threshold only large treelike structures were seen. However, no ramp rate dependence was reported in the previous studies.

Following our qualitative explanation of the crossover line, the observed morphology variations as the line is approached can also be understood considering changes in the resistance of the superconducting film to the penetration of magnetic flux as  $T$  and  $\dot{B}_a$  vary. As the temperature increases at a constant  $\dot{B}_a$ , the system becomes “softer,” i.e., more susceptible to smooth flux entry, and the probability for dendritic flux penetration decreases. Consequently, the number of dendritic trunks decreases. Also, the dendritic breakdowns occur at higher external field,  $B_a$ , allowing for a more developed dendrite with more branches. At even higher temperatures, the development of the dendrite is reversed, displaying fewer branches. Two mechanisms might contribute to this. First, the gradual change in thermal parameters increases the heat diffusion considerably, decreasing the efficiency of the avalanche and reducing the number of branches. The second mechanism is an increased flux relaxation, which significantly widened the branches. A similar situation occurs when the ramp rate is changed. As the probability for dendritic avalanche decreases upon decreasing  $\dot{B}_a$ , at slower ramp rate dendritic avalanches will be produced at higher fields creating fewer dendrites with

more flux, i.e., with more branches. Fast ramping on the other hand, will trigger more dendrites at lower fields and, therefore, less flux will be channeled into each.

## V. SUMMARY AND CONCLUSIONS

Previous studies in conventional superconductors have shown that dendritic avalanches are triggered by applying magnetic field above a certain threshold. Our measurements in YBCO films show that the rate of change of the external field also plays an important role. By varying the field ramp rate at different temperatures, we are able to experimentally determine the borderline in the  $\dot{B}_a$ - $T$  plane separating regions of smooth and dendritic flux penetration. This line increases monotonically with temperature, consistent with the predictions of Aranson *et al.* [35]. Within the dendritic instability region, the morphology of the dendrites changes as the borderline is approached, either by changing the temperature or the ramp rate. An intuitive explanation to the behavior of the borderline, as well as the dendritic morphology, has been given in terms of the susceptibility of the system to flux entry, which depends on  $B_a$  and  $T$ . The present work has demonstrated the dependence of the complex dendritic phenomena on temperature and rate of change of the external magnetic field. Clearly, the phenomena also depend on the magnetic field itself. A further work is needed to establishing the stability in three dimensions (3D), namely, field, rate of change of field, and temperature. Different 3D diagrams are expected for superconducting materials with different flux flow resistivity,  $\rho_F$ , which we have identified as a dominant parameter influencing the stability of a superconducting film. For materials with a relatively small  $\rho_F$ , such as YBCO, large  $B_a$  are required to generate the instability, whereas for materials with large  $\rho_F$ , such as  $\text{MgB}_2$ , dendrites can be generated by quasistatic changes in  $B_a$ .

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank Dr. Robert Semerad for preparing samples and helpful discussions. Important discussions with Professor Emeritus Yuri Galperin and Associate Professor Jørn Inge Vestgård are acknowledged. We also acknowledge financial support from the Israel Science Foundation (Grant No. ISF-164/12) and the Norwegian Research Council.

- 
- [1] V. Vlasko-Vlasov, V. Nikitenko, A. Polyanskii, G. Crabtree, U. Welp, and B. Veal, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **222**, 361 (1994).
  - [2] M. Koblishka, T. Johansen, M. Baziljevich, H. Hauglin, H. Bratsberg, and B. Y. Shapiro, *Europhys. Lett.* **41**, 419 (1998).
  - [3] R. Surdeanu, R. J. Wijngaarden, E. Visser, J. M. Huijbregtse, J. H. Rector, B. Dam, and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2054 (1999).
  - [4] D. Barness, M. Sinvani, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev. B* **77**, 094514 (2008).
  - [5] S. Field, J. Witt, F. Nori, and X. Ling, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1206 (1995).
  - [6] E. R. Nowak, O. W. Taylor, L. Liu, H. M. Jaeger, and T. I. Selinder, *Phys. Rev. B* **55**, 11702 (1997).
  - [7] E. Altshuler and T. Johansen, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471 (2004).
  - [8] M. Wertheimer and J. le G. Gilchrist, *J. Phys. Chem. Solids* **28**, 2509 (1967).
  - [9] C. A. Duran, P. L. Gammel, R. E. Miller, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B* **52**, 75 (1995).



- [10] E. Altshuler, T. H. Johansen, Y. Paltiel, P. Jin, K. E. Bassler, O. Ramos, Q. Y. Chen, G. F. Reiter, E. Zeldov, and C. W. Chu, *Phys. Rev. B* **70**, 140505(R) (2004).
- [11] I. A. Rudnev, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 042502 (2005).
- [12] V. V. Yurchenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, M. R. Nevala, I. J. Maasilta, K. Senapati, and R. C. Budhani, *Phys. Rev. B* **76**, 092504 (2007).
- [13] P. Mikheenko, T. H. Johansen, S. Chaudhuri, I. J. Maasilta, and Y. M. Galperin, *Phys. Rev. B* **91**, 060507(R) (2015).
- [14] I. Rudnev, S. Antonenko, D. Shantsev, T. Johansen, and A. Primenko, *Cryogenics* **43**, 663 (2003).
- [15] V. Vlasko-Vlasov, U. Welp, V. Metlushko, and G. Crabtree, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **341-348**, 1281 (2000).
- [16] F. Colauto, M. Motta, A. Palau, M. Blamire, T. Johansen, and W. Ortiz, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25**, 1 (2015).
- [17] M. Baziljevich, A. Bobyl, D. Shantsev, E. Altshuler, T. Johansen, and S. Lee, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **369**, 93 (2002).
- [18] T. Johansen, M. Baziljevich, D. Shantsev, P. Goa, W. Kang, H. Kim, E. Choi, M.-S. Kim, and S. Lee, *Europhys. Lett.* **59**, 599 (2002).
- [19] A. Bobyl, D. Shantsev, T. Johansen, W. Kang, H. Kim, E. Choi, and S. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4588 (2002).
- [20] F. L. Barkov, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, P. E. Goa, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, and S. I. Lee, *Phys. Rev. B* **67**, 064513 (2003).
- [21] J. Albrecht, A. Matveev, M. Djupmyr, G. Schütz, B. Stuhlhofer, and H.-U. Habermeier, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 182501 (2005).
- [22] Åge Andreas Falnes Olsen, T. H. Johansen, D. Shantsev, E.-M. Choi, H.-S. Lee, H. J. Kim, and S.-I. Lee, *Phys. Rev. B* **74**, 064506 (2006).
- [23] S. Treiber, C. Stahl, G. Schütz, and J. Albrecht, *Phys. Rev. B* **84**, 094533 (2011).
- [24] V. Bujok, P. Brüll, J. Boneberg, S. Herminghaus, and P. Leiderer, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 412 (1993).
- [25] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, and S. Herminghaus, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2646 (1993).
- [26] U. Bolz, B. Biehler, D. Schmidt, B.-U. Runge, and P. Leiderer, *Europhys. Lett.* **64**, 517 (2003).
- [27] M. Baziljevich, E. Baruch-El, T. Johansen, and Y. Yeshurun, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 012602 (2014).
- [28] E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. Johansen, and Y. Yeshurun, *J. Supercond. Novel Magn.* **28**, 379 (2015).
- [29] M. Baziljevich, D. Barness, M. Sinvani, E. Perel, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 083707 (2012).
- [30] R. Mints and A. Rakhmanov, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 551 (1981).
- [31] E. E. Dvash, I. Shapiro, and B. Ya. Shapiro, *Phys. Rev. B* **80**, 134522 (2009).
- [32] D. V. Denisov, A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B* **73**, 014512 (2006).
- [33] J. I. Vestgård, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B* **84**, 054537 (2011).
- [34] J. Vestgård, D. Shantsev, Y. Galperin, and T. Johansen, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 055012 (2013).
- [35] I. S. Aranson, A. Gurevich, M. S. Welling, R. J. Wijngaarden, V. K. Vlasko-Vlasov, V. M. Vinokur, and U. Welp, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037002 (2005).
- [36] B. Utz, R. Semerad, M. Bauer, W. Prusseit, P. Berberich, and H. Kinder, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1272 (1997).
- [37] D. V. Shantsev, M. R. Koblishka, Y. M. Galperin, T. H. Johansen, L. Püst, and M. Jirsa, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2947 (1999).
- [38] E. Gyorgy, R. Van Dover, K. Jackson, L. Schneemeyer, and J. Waszczak, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 283 (1989).
- [39] H. Wiesinger, F. M. Sauerzopf, and H. W. Weber, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **203**, 121 (1992).
- [40] W. Xing, B. Heinrich, J. Chrzanowski, J. Irwin, H. Zhou, A. Cragg, and A. Fife, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **205**, 311 (1993).
- [41] M. Ohmukai, T. Fujita, and T. Ohno, *Braz. J. Phys.* **31**, 511 (2001).
- [42] T. Schuster, H. Kuhn, E. H. Brandt, M. V. Indenbom, M. Kläser, G. Müller-Vogt, H. U. Habermeier, H. Kronmüller, and A. Forkl, *Phys. Rev. B* **52**, 10375 (1995).
- [43] D. V. Denisov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, E.-M. Choi, H.-S. Lee, S.-I. Lee, A. V. Bobyl, P. E. Goa, A. A. F. Olsen, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 077002 (2006).
- [44] E. T. Swartz and R. O. Pohl, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 605 (1989).
- [45] S. Pu, thesis, Department of Physics, McGill University Montréal, Québec, Canada, 1999.
- [46] E. Zeldov, J. R. Clem, M. McElfresh, and M. Darwin, *Phys. Rev. B* **49**, 9802 (1994).
- [47] M. Schneider, D. Lipp, A. Gladun, P. Zahn, A. Handstein, G. Fuchs, S.-L. Drechsler, M. Richter, K.-H. Müller, and H. Rosner, *Phys. C (Amsterdam, Neth.)* **363**, 6 (2001).
- [48] B. Terzijska, R. Wawryk, D. Dimitrov, C. Marucha, V. Kovachev, and J. Rafalowicz, *Cryogenics* **32**, 53 (1992).
- [49] H. D. Yang, J.-Y. Lin, H. H. Li, F. H. Hsu, C.-J. Liu, S.-C. Li, R.-C. Yu, and C.-Q. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167003 (2001).
- [50] K. A. Moler, D. J. Baar, J. S. Urbach, R. Liang, W. N. Hardy, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2744 (1994).
- [51] Z. Ye, Q. Li, Y. Hu, A. Pogrebnyakov, Y. Cui, X. Xi, J. Redwing, and Q. Li, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 3273 (2005).
- [52] Z. Ye, Q. Li, Y. Hu, A. Pogrebnyakov, Y. Cui, X. Xi, J. Redwing, and Q. Li, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5284 (2004).
- [53] M. Cyrot and D. Pavuna, *Introduction to Superconductivity and High- Materials* (World Scientific, Singapore, 1992).

3.3

**Thickness dependence of dendritic flux avalanches in  
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films**

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T.H. Johansen, A. Shaulov and  
Y. Yeshurun

*Journal of Physics: Conference Series* **969**, 012042 (2018)

# Thickness dependence of dendritic flux avalanches in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films

E. Baruch-El<sup>1</sup>, M. Baziljevich<sup>2</sup>, T.H. Johansen<sup>2,3</sup>, A. Shaulov<sup>1</sup> and Y. Yeshurun<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Institute of Superconductivity and Institute of Nanotechnology and Advanced Materials, Bar-Ilan University, Ramat-Gan 52900, Israel

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Oslo, P.O. Box 1048, Blindern, N-0316 Oslo, Norway

<sup>3</sup> Institute for Superconducting and Electronic Materials, University of Wollongong, NSW 2522, Australia

**Abstract.** By implementing a unique magneto-optical system with ultrafast magnetic-field ramping-rate capability (up to 3 kT/s), we have been able to routinely generate and image dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films. In the present work we study the effect of the film thickness on the dendritic instability. Dendritic avalanches in 50 - 600 nm thick films were magneto-optically imaged at 7 K, after ramping the magnetic field from zero to 60 mT at different rates. The data reveal a remarkable change in flux morphologies between the thin and the thicker films. While the former (50-250 nm) display well-developed dendritic patterns, the latter (350-600 nm) exhibit few avalanches with favored branch directions parallel to the film's edges. Several possible explanations for this behavior are discussed.

## 1. Introduction

Dendritic flux instabilities have been observed in superconducting films such as  $\text{MgB}_2$  [1-3], Nb [4], NbN [5], and a-MoSi [6], after exposing them to an external perpendicular magnetic field. The phenomenon, explained in several theoretical works [7-9], reflects a thermomagnetic runaway. It occurs when thermal fluctuations locally release some vortices out of their pinning sites, enabling the vortices to move and heat the superconductor, which in turn further reduces the pinning and increases vortex motion. If the heat generated in the film is not dissipated quickly enough into the substrate, a thermomagnetic runaway occurs, resulting in a dendritic flux avalanche pattern in the film.

Experiments have demonstrated that high-temperature superconductors, such as  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO), are very stable, preventing the formation of dendritic avalanches. In fact, it was shown that local laser-heating of the films was necessary to generate such avalanches [10, 11]. Nevertheless, we recently found that YBCO films become thermomagnetically unstable when applying fast ramping-rate of the external field [12-14]. Exploiting this technique, we investigated different parameters that control the dendritic penetration. In a recent publication we studied the effect of the magnetic field ramp rate, identifying the threshold rate for generating avalanches at different temperatures [13]. In the present work we focus on how the film thickness influences the avalanche behavior. Our results display dendritic avalanches in all the studied YBCO films. However, the thin (50-250 nm) films and the thicker (350-600 nm) ones show significantly different dendritic patterns. In contrast, the threshold ramp rate values do not show any clear trend as the film thickness varies.

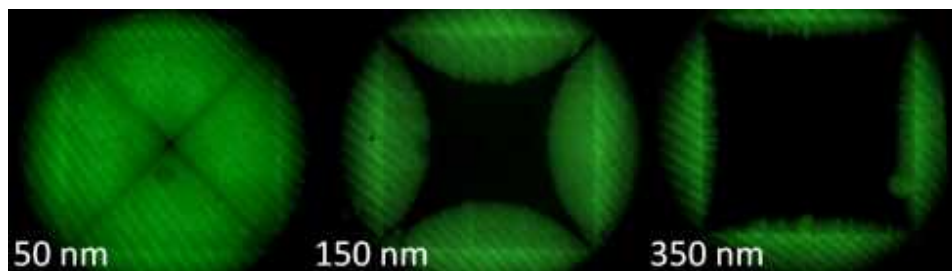


## 2. Experimental

YBCO films ( $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ) with thickness in the range 50-600 nm were epitaxially grown by thermal reactive coevaporation [15] on yttrium stabilized zirconia (YSZ) substrate, resulting in films with the  $c$  axis perpendicular to the surface. The low thermal conductivity of YSZ facilitates the generation of dendritic avalanches [14]. Magnetic measurements, using a commercial Quantum Design magnetometer, reveal a transition temperature,  $T_c \approx 87 \text{ K}$ . All the magneto-optical imaging (MOI) measurements described in the next sections were done using our custom-made MOI system that enables real-time imaging at rates up to 70,000 frames per second. Furthermore, the magnetic field in this MOI system can be ramped up to a field of 60 mT at rates up to 3 kT/s [16].

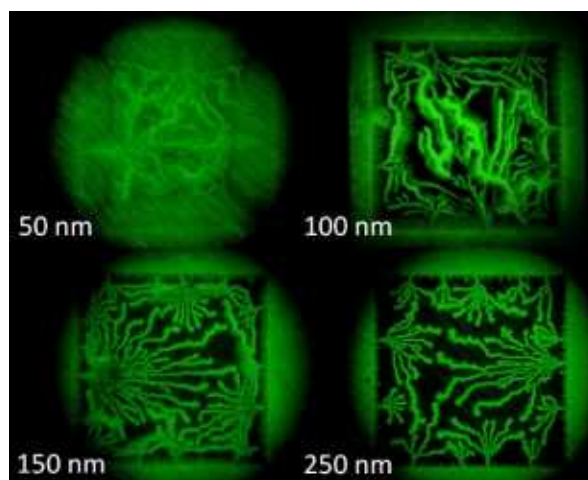
## 3. Results

MOI experiments using slow field ramping yield images with a smooth flux penetration front, consistent with the Bean model [17], see Figure 1. As the number of pinning sites increases with film thickness, the effective critical current also increases with thickness. Consequently, thinner films exhibit deeper flux penetration.

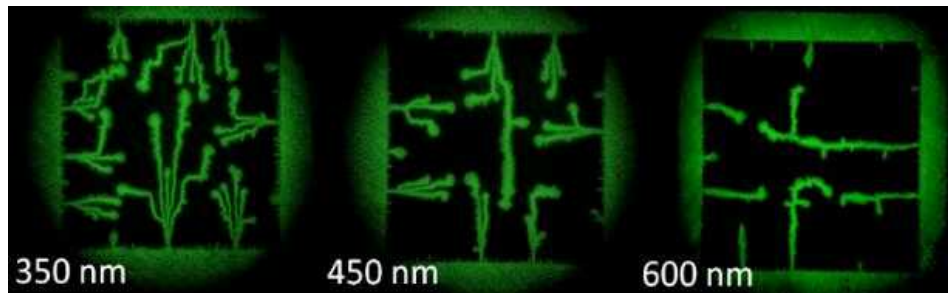


**Figure 1.** MO images of the YBCO films. The films were zero-field-cooled to 7 K and then exposed to a 60 mT magnetic field increased at a rate of several mT/s.

Repeating the same experiments with a fast field ramp rate (3 kT/s) produced dendritic patterns, as shown in Figure 2 and 3 for the thin (50 – 250 nm) and thicker (350 – 600 nm) YBCO films, respectively.



**Figure 2.** Dendritic avalanches in the thin YBCO films. The films were zero-field cooled to 7 K and then exposed to magnetic field ramped from zero to 60 mT at 3 kT/s.



**Figure 3.** Dendritic avalanches in the thicker YBCO films. The films were zero-field cooled to 7 K and then exposed to magnetic field ramped from zero to 60 mT at 3 kT/s.

In the thinnest film (50 nm) the avalanches were superimposed on a Bean-like penetration profile, where most of the film was penetrated by magnetic flux. The Bean-like profile covers less of the area as the film thickness increases, virtually disappearing altogether at 150 nm. The 150 and 250 nm films exhibit similar avalanche morphology though it seems that the number of branches of each trunk reached a maximum at the 150 nm film. As discussed above, thicker films have more pinning sites and, therefore provide a stronger resistance against flux penetration; this may explain the slightly less developed trees in 250 nm film.

As shown in Figure 3, the thicker films (350-600 nm) have much different avalanche patterns. In those films, the penetrated flux appears to follow some preferred directions, parallel and perpendicular to the sample edges. Moreover, the avalanches do not here develop into tree-like structures.

We also made an effort to identify experimentally the effect of the film thickness on the minimum ramp rate  $\dot{B}_{th}$  required for the appearance of the first avalanche [13]. In these experiments, the film was first zero-field-cooled (ZFC) to 15 K and then a perpendicular field,  $B_a=60$  mT, was applied. The measured  $\dot{B}_{th}$  values were fluctuating between 0.2 and 0.8 kT/s with no clear trend for the film thickness dependence. Additional efforts with different fields at different temperatures were made, giving essentially the same result.

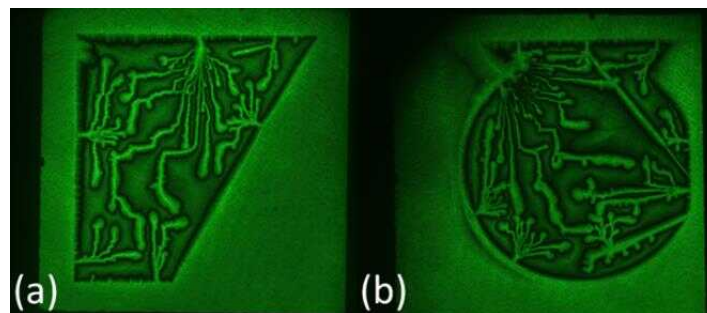
#### 4. Discussion

In the theoretical analysis of the thermomagnetic runaway, a ‘stability parameter’,  $\tau=t_m/t_h$  is defined [7-9]. This parameter signifies the ratio between the magnetic ( $t_m$ ) and thermal ( $t_h$ ) diffusion times. A film with a smaller  $\tau$  has higher tendency for the occurrence of an avalanche. The time  $t_m$  is predicted to increase with the film thickness,  $d$ , consistent with the fact that the number of pinning sites is larger in thicker films. An indirect evidence for the increase of  $t_m$  with the film thickness was found by dendritic velocity measurements, showing that the flux front velocity of the dendrite decreases as the film thickness increases [11]. The direct dependence of  $t_m$  on  $d$  implies an increase of  $\tau$  with  $d$ . Thus, thicker films are expected to show better resistance to dendritic flux avalanches.

Our MO images, Figures 2 and 3, are consistent with the above prediction, as the avalanches in the thicker films are less developed and a larger part of these films remain superconducting. The above arguments lead also to an expectation for an increase of  $\dot{B}_{th}$ , the threshold field ramp rate, as the film thickness increases. However, as indicated above, we could not detect a clear trend for  $\dot{B}_{th}$  as the film thickness varied. We believe that the absence of a clear thickness dependence results from local damages created during the generation of the dendritic avalanches [12]. Such damage often forms permanent gaps in the film, which in turn amplifies the local field, and has a significant impact on the following instabilities, perturbing the effect of the film thickness on  $\dot{B}_{th}$ .

We turn now to discuss the origin of the preferred directions for the dendritic branches in the thicker films (Figure 3). A possible origin may be traced to oriented cracks or similar defects in these films. Such defects, however, should also affect smooth flux entry. To test this possibility we performed extensive measurements at temperatures above the dendritic threshold temperature, where there is no dendritic instability [13]. In these experiments, the thick films were ZFC to 55 K, then exposed to an external magnetic field increased at various rates. In all these experiments, the flux penetration was smooth and homogeneous, and no indication for guiding defects was found. Additionally, those films were checked with scanning electron microscope (SEM) and no sign of such defects was found. It is important to note that the YBCO crystalline a-b-axes are aligned at 45 degrees with respect to the film edges, and although thicker films have a higher tendency to crack (as there is more elastic energy in the films), those cracks would also be oriented 45 degrees with respect to the edge of the film [18]. In light of the above, we conclude that defects cannot be responsible for the observed preferred direction of dendritic branches.

Another possible origin for the flux direction preference may be related to the square geometry of our films. Screening currents along the film edges apply on the penetrating flux a Lorentz force directed perpendicular to these edges (see, e.g., Figure 4 of Ref. [1]). To test this possibility, we etched (with Argon plasma) few of the 600 nm thick YBCO films, preparing the different geometries (trapezoid and circle) displayed in Figure 4. The films were field cooled (FC) with -60 mT to 7 K, then exposed to a 60 mT field ramped up at a rate of 3 kT/s. The FC procedure facilitates the triggering of more avalanches, due to extra heating from vortex-antivortex annihilation. As is apparent from the MO images of Figure 4, even though the sample geometries have been changed, the preferred directions of the avalanche branches still remain as they were in the case of the square sample (see Figure 3), i.e. parallel and perpendicular to the original square film edges. We thus conclude that also the film geometry cannot be causing the directed flux entry. Thus, the physical mechanism behind the different avalanches morphologies remains unresolved.



**Figure 4.** Flux avalanches in 600 nm YBCO films etched to form different geometries: (a) trapezoid, and (b) circle. The films were cooled to 7 K in the presence of -60 mT and the MO images were taken while ramping up the field to 60 mT at a rate of 3 kT/s. (The two long diagonal lines in the right edge of the circle sample are mechanical scratches in the YBCO).

Finally, we present preliminary results of fractal analysis of the different dendritic morphologies. Using the 'box-counting' method [19], the images were covered with a grid, and the number of boxes occupied with magnetic flux was counted. A graph of the number of occupied boxes versus the box size was then plotted. The slope of this graph represents the fractal dimension of the studied image. The above procedure was done for the 150 nm – 600 nm YBCO samples. The 50 nm and 100 nm films were not included in this study because of the significant Bean-like penetration that adds complexity to the fractal dimension analysis. The results of this analysis showed a monotonic decrease of the fractal dimension from 1.85 for the 150 nm film to 1.36 for the 600 nm film. The calculated fractal

dimension may be used as a quantifying parameter of the films stability against dendritic avalanches. More experimental work combined with fractal analysis is needed to substantiate such a conclusion.

## 5. Summary

MO images of YBCO films exposed to an ultra-fast magnetic field ramp, revealed different dendritic morphology for the thin and thicker films. Specifically, we observed a change from dense, well-developed tree-like avalanches in the thin films, to avalanches with few branches penetrating along favored directions in the thicker ones. The origin of this change in the morphology is still unclear. The fractal dimension of the dendritic avalanches is suggested as a quantifying parameter of the sample stability against the flux avalanches. Quantifying the parameters governing the dendritic avalanches is also important for application of high-temperature superconducting films, as such thermomagnetic avalanches limit their potential use and may even cause permanent damage [12].

## Acknowledgments

The authors thank Dr. Robert Semerad for preparation of the films and for helpful discussions. We also acknowledge a financial support from the Israel Science Foundation (ISF-164/12) and the Norwegian Research Council.

## References

- [1] Johansen T H, Baziljevich M, Shantsev D V, Goa P E, Kang W N, Kim H J, Choi E M, Kim M-S and Lee S I 2002 Dendritic magnetic instability in superconducting  $\text{MgB}_2$  films *EPL (Europhysics Letters)* **59** 599
- [2] Baziljevich M, Bobyl A V, Shantsev D V, Altshuler E, Johansen T H and Lee S I 2002 Origin of dendritic flux patterns in  $\text{MgB}_2$  films *Physica C: Superconductivity* **369** 93
- [3] Albrecht J, Matveev A, Djupmyr M, Schütz G, Stuhlhofer B and Habermeier H-U 2005 Bending of magnetic avalanches in  $\text{MgB}_2$  thin films *Applied Physics Letters* **87** 182501
- [4] Duran C, Gammel P, Miller R and Bishop D 1995 Observation of magnetic-field penetration via dendritic growth in superconducting niobium films *Physical Review B* **52** 75
- [5] Yurchenko V V, Shantsev D V, Johansen T H, Nevala M R, Maasilta I J, Senapati K and Budhani R C 2007 Reentrant stability of superconducting films and the vanishing of dendritic flux instability *Physical Review B* **76** 092504
- [6] Colauto F, Motta M, Palau A, Blamire M G, Johansen T H and Ortiz W A 2015 First observation of flux avalanches in a-MoSi superconducting thin films *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **25** 1
- [7] Aranson I S, Gurevich A, Welling M S, Wijngaarden R J, Vlasko-Vlasov V K, Vinokur V M and Welp U 2005 Dendritic flux avalanches and nonlocal electrodynamics in thin superconducting films *Physical review letters* **94** 037002
- [8] Denisov D V, Rakhmanov A L, Shantsev D V, Galperin Y M and Johansen T H 2006 Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films *Physical Review B* **73** 014512
- [9] Dvash E, Shapiro I and Shapiro B Y 2009 Dendritic instability of the magnetic flux in thermally anisotropic type-II superconductors *Physical Review B* **80** 134522

- [10] Leiderer P, Boneberg J, Brüll P, Bujok V and Herminghaus S 1993 Nucleation and growth of a flux instability in superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films *Physical review letters* **71** 2646
- [11] Bolz U, Biehler B, Schmidt D, Runge B-U and Leiderer P 2003 Dynamics of the dendritic flux instability in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films *EPL (Europhysics Letters)* **64** 517
- [12] Baziljevich M, Baruch-El E, Johansen T H and Yeshurun Y 2014 Dendritic instability in YBCO films triggered by transient magnetic fields *Applied Physics Letters* **105** 012602
- [13] Baruch-El E, Baziljevich M, Shapiro B Y, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y 2016 Dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate *Physical Review B* **94** 054509
- [14] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T and Yeshurun Y 2015 Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO Thin Films *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **28** 379
- [15] Utz B, Semerad R, Bauer M, Prusseit W, Berberich P and Kinder H 1997 Deposition of YBCO and NBCO films on areas of 9 inches in diameter *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **7** 1272
- [16] Baziljevich M, Barness D, Sinvani M, Perel E, Shaulov A and Yeshurun Y 2012 Magneto-optical system for high speed real time imaging *Review of Scientific Instruments* **83** 083707
- [17] Schuster T, Kuhn H, Brandt E H, Indenbom M V, Kläser M, Müller-Vogt G, Habermeier H U, Kronmüller H and Forkl A 1995 Current and field pattern in rectangular and inhomogeneous superconductors *Physical Review B* **52** 10375
- [18] Semerad R private communication
- [19] Feder J 2013 *Fractals* (Springer Science & Business Media)




**Dendritic flux instability in MgB<sub>2</sub> films above liquid hydrogen temperature**

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, J. Albrecht, A. Shaulov,  
and Y. Yeshurun

*Superconductor Science and Technology* **31**, 025005 (2017)

# Dendritic flux instability in MgB<sub>2</sub> films above liquid hydrogen temperature

E Baruch-Ei<sup>1,4</sup> , M Baziljevich<sup>1,2</sup>, T H Johansen<sup>2</sup>, J Albrecht<sup>3</sup>, A Shaulov<sup>1</sup> and Y Yeshurun<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Superconductivity and Institute of Nanotechnology Department of Physics, Bar-Ilan University, Ramat-Gan 5290002, Israel

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Oslo, NO-0316 Oslo, Norway

<sup>3</sup>Research Institute for Innovative Surfaces FINO, Aalen University, D-73430 Aalen, Germany

E-mail: [elranbe@gmail.com](mailto:elranbe@gmail.com)

Received 29 August 2017, revised 30 November 2017

Accepted for publication 5 December 2017

Published 27 December 2017



CrossMark

## Abstract

Magnetic flux instability limits potential applications of superconductors such as MgB<sub>2</sub> in practical devices. Previous studies in MgB<sub>2</sub> films exposed to magnetic fields revealed the occurrence of dendritic flux avalanches at temperatures below  $T \sim 10$  K. In the present work it is shown that films of MgB<sub>2</sub> exposed to a *fast-ramped* magnetic field display a dendritic flux instability at elevated temperatures, up to 23 K. Such instability can therefore cause malfunctioning of practical devices based on MgB<sub>2</sub> films even when operating at liquid hydrogen temperature.

Keywords: MgB<sub>2</sub>, dendritic flux instability, magneto-optical imaging, liquid hydrogen, superconductivity

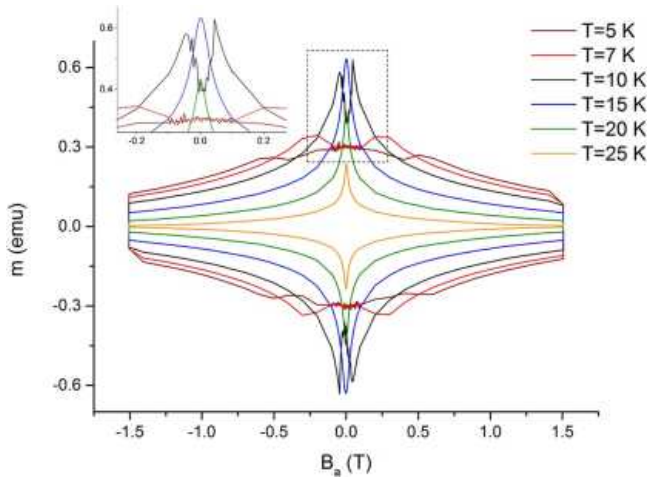
(Some figures may appear in colour only in the online journal)

MgB<sub>2</sub> is a promising material for superconducting applications such as electricity transmission cables, high-field magnets, energy storage devices, high power applications, and sensors [1–3]. Various characteristics ensure considerable attractiveness of this material, including its low cost, good mechanical properties, high critical current density, and relatively high critical temperature,  $T_c \sim 39$  K. Nevertheless, dendritic flux avalanches resulting from the onset of a thermomagnetic instability in MgB<sub>2</sub> [4–8], strongly challenges the use of this material in practical applications. Avalanche events can critically impact the performance of the device by causing sudden changes in the material resistance and current flow. Clearly, thermomagnetic instability is not an intrinsic characteristic of the MgB<sub>2</sub> material. For instance, while most MgB<sub>2</sub> films display the instability, some exclusive ultrapure MgB<sub>2</sub> films did not exhibit dendritic avalanches [9, 10]. In addition, external parameters such as the magnetic field and the sample temperature may affect the stability. Therefore, all these factors should be considered in applying MgB<sub>2</sub> films in practical devices.

Previous studies of MgB<sub>2</sub> films have characterized the thermomagnetic instability in terms of a threshold magnetic field,  $B_{th}$ , for the onset of the avalanche activity. Those studies showed that as function of temperature,  $T$ , the threshold  $B_{th}(T)$  increases up to  $T \sim 10$  K, above which the instability stops nucleating [5–7]. This increases the interest for implementing MgB<sub>2</sub> devices using liquid hydrogen as coolant [11–13]. In the present work we show that MgB<sub>2</sub> films exposed to sufficiently rapid field variations can indeed result in nucleation and full development of thermomagnetic avalanches even above liquid hydrogen temperature.

An MgB<sub>2</sub> film was e-beam evaporated on an r-cut Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> substrate by sequential deposition of magnesium and boron layers, and subsequent annealing [14, 15]. The film thickness was 300 nm and its superconducting transition temperature was  $\sim 35$  K. The lateral dimensions of the sample were  $5 \times 5$  mm<sup>2</sup>, suitable for measurements in both our custom-made magneto-optical imaging (MOI) system [16], and a 5 T Quantum Design MPMS magnetometer. The MOI system is capable of recording images at rates up to 70 000 frames per second, allowing exploration of flux dynamics in the superconducting films down to a time scale of 15  $\mu$ s. In addition,

<sup>4</sup> Author to whom any correspondence should be addressed.



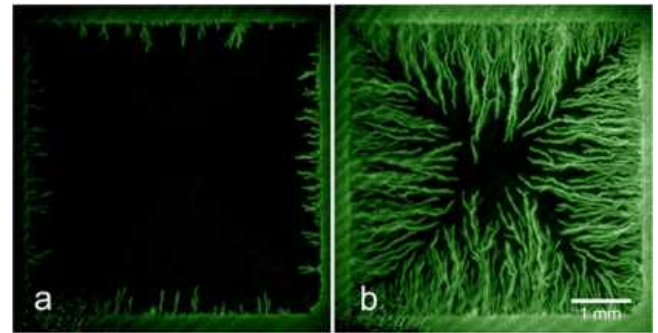
**Figure 1.** Magnetization curves of the MgB<sub>2</sub> film after initial zero-field-cooling of the sample to the indicated temperatures. The inset zooms in on the strong fluctuations taking place between 5 and 10 K in the field range of  $\pm 0.1$  T.

the system provides slow and high-field ramping rates,  $2\text{--}20\text{ mT s}^{-1}$  and  $0.1\text{--}3\text{ kT s}^{-1}$ , respectively, with a maximum applied field of 60 mT. The effective field ramping rate in the MPMS is  $1\text{--}10\text{ mT s}^{-1}$ .

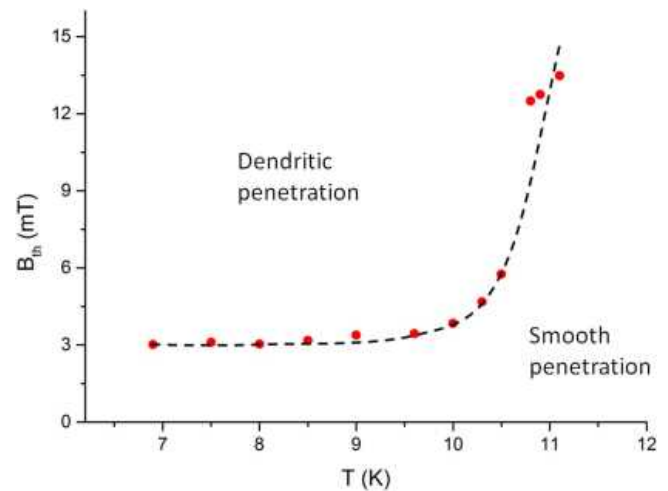
The film was characterized magnetically at ‘conventional’ slow rates, measuring its magnetization as a function of temperature and applied perpendicular field,  $B_a$ , using the MPMS magnetometer. Figure 1 shows the magnetization-versus-field loops measured between  $-1.5$  T and 1.5 T at temperatures from 5 to 25 K. The width of the loops, being proportional to the critical current density,  $J_c$ , is expected to become wider as the temperature decreases. This is indeed the case for the higher temperature loops. However, below 10 K the behavior changes, as strong fluctuations together with dramatic reduction of the central peak are apparent in the magnetization curves. Similar results for the temperature dependence of the magnetization in MgB<sub>2</sub> films were reported previously [5, 9]. Note that in all these magnetic measurements the field is ramped at relatively slow rates, typically  $1\text{--}10\text{ mT s}^{-1}$ .

A more detailed view of the magnetic behavior below 10 K is shown in the MOI pictures of figure 2. They were recorded after zero-field-cooling (ZFC) the sample to 7 K before an external field,  $B_a$ , was ramped up from zero to 60 mT at the ‘slow’ rate of  $2\text{ mT s}^{-1}$ . The images in panels (a) and (b) capture the local induction at the fields of  $B_a = 5$  mT and 20 mT, respectively, and show the frozen traces of the dendritic flux avalanches, similar to those found in other MgB<sub>2</sub> films [4–8]. These numerous avalanche events are responsible for the noise-like features present at low fields in the magnetization curves of figure 1.

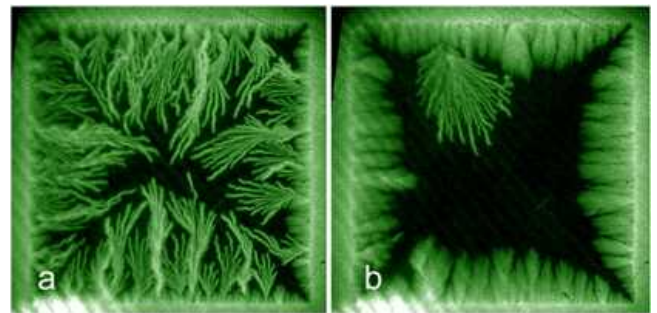
To characterize the stability of the film in terms of the threshold field,  $B_{th}$ , i.e., the field applied when the first dendrite appears, a series of MO images were recorded after ZFC the sample to different temperatures, and then applying a perpendicular field at the rate  $2\text{ mT s}^{-1}$ . The measured



**Figure 2.** Magneto-optical images of the MgB<sub>2</sub> film after zero-field-cooling to 7 K and applying a gradually increasing field at a rate of  $2\text{ mT s}^{-1}$ . The images in (a) and (b) show the flux penetration when the applied field reached 5 mT and 20 mT, respectively.



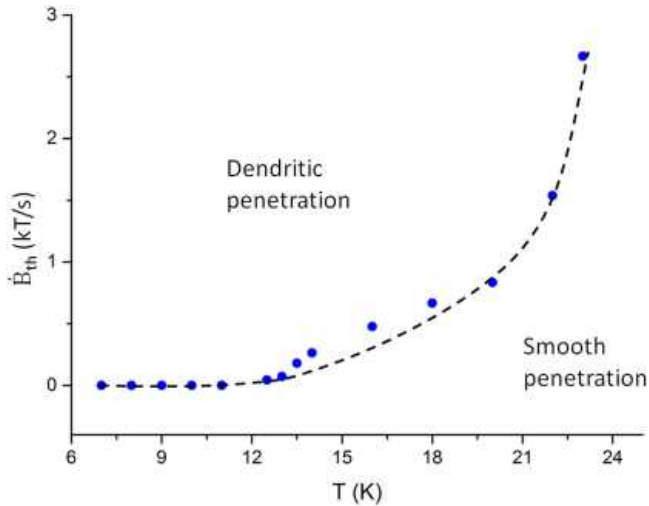
**Figure 3.** The threshold field,  $B_{th}$ , of the MgB<sub>2</sub> film as a function of sample temperature when a perpendicular field was ramped up at the rate of  $2\text{ mT s}^{-1}$ . The dotted line is a guide to the eye. The film is stable at the conditions below this line.



**Figure 4.** Flux penetration in the MgB<sub>2</sub> film exposed to magnetic field of 20 mT applied by using ramp rates of (a)  $2700\text{ T s}^{-1}$ , and (b)  $48\text{ T s}^{-1}$ . In both cases the sample was initially cooled to 12.5 K in zero magnetic field.

temperature dependence of  $B_{th}$  is displayed in figure 3, and resembles data reported previously for MgB<sub>2</sub> films [5–7].

Consider now the behavior observed when exposing the same film to much faster ramp rates. Figure 4 shows magneto-optical images recorded in two consecutive experiments. In both, the film was first zero-field-cooled to 12.5 K, a



**Figure 5.** Temperature dependence of the threshold ramp rate,  $\dot{B}_{th}$ , of the MgB<sub>2</sub> film. The dotted line is guide to the eye. The film is stable below this line.

temperature where the  $2 \text{ mT s}^{-1}$  ramp rate created only smooth regular flux penetration. The applied field was then increased to 20 mT at the high rates of  $2700 \text{ T s}^{-1}$  (left panel) and  $48 \text{ T s}^{-1}$  (right panel). Evidently, both these field variations triggered avalanche activity. Moreover, one clearly sees that the higher the ramp rate, the more numerous are the avalanche events.

Based on such experiments we find that for a given temperature there exists a field ramp rate above which the MgB<sub>2</sub> film becomes thermomagnetically unstable. To determine this threshold value as a function of temperature, the sample was repeatedly zero-field-cooled to a target temperature, and then an external field of  $B_a = 20 \text{ mT}$  was applied at different ramp rates. This  $B_a$  value was chosen because it results in a quasistatic flux penetration extending a sizable 70% into the sample at the temperature of  $T_c/2$ .

For each target temperature, the smallest field ramp rate generating avalanches was defined as the threshold value  $\dot{B}_{th}$ . As the temperature increased it was found that also the threshold ramp rate increased. Eventually, at 23 K the system reached its maximal rate capability for 20 mT ( $\dot{B}_{th} = 2.7 \text{ kT s}^{-1}$ ). Presented in figure 5 is a graph of the measured ramp rate threshold plotted as function of temperature.

The present results show that the ramping rate of the applied perpendicular magnetic field is a key parameter determining the nucleation of thermomagnetic avalanches in films of MgB<sub>2</sub>. From previous work on the avalanche activity in MgB<sub>2</sub> films, one got the impression that a fixed temperature ( $\sim 10 \text{ K}$ ) divides states where dendritic avalanches would nucleate, and states that were thermomagnetically stable when perpendicular magnetic fields were applied. Here we have shown that the stability diagram has another dimension, namely, the ramp rate,  $\dot{B}_{th}$ , of the perpendicular field experienced by the superconducting film. By systematically varying the ramp rate we have here shown that

dendritic avalanches can occur in MgB<sub>2</sub> films at temperatures up to 23 K. Presumably, the 23 K temperature limit is only restricted by the maximal field ramp rate of our experimental equipment.

The observed monotonic increase of the threshold ramp rate with temperature is similar to that reported for YBCO [17], and it agrees also qualitatively with theoretical predictions [18, 19]. These theories propose that the dendritic instability is controlled by the magnetic flux diffusion coupled to the thermal diffusion in the sample. At high temperatures, as the sample becomes more susceptible to flux entry, faster application of the external field is required to obtain sufficient heat and trigger the instability [17].

Different stability diagrams are clearly expected for different film's material and also for films of the same material but with different parameters such as the film thickness [20, 21], its lateral dimensions [6] and substrate [22]. In addition, it has been demonstrated that metal layer on top of the superconductor help to avoid instability occurrence [23–25], however it may not be efficient in screening magnetic flux changes at fast rates. Obviously, natural and artificial defects may also affect the stable diagram [26]. In applying MgB<sub>2</sub> in practical devices it is desirable to maximize the stability region by considering all these parameters.

There is at present a significant interest in devices based on MgB<sub>2</sub> used in an environment cooled by liquid hydrogen at 20 K [11–13]. This interest has motivated investigation of the stability limits in transient situations. Our results are the first to establish that regular MgB<sub>2</sub> films may be unstable above liquid hydrogen temperature. While our work focuses on field transients, Bobyl *et al* [27] studied the effect of transient currents, also showing that the threshold temperature could be pushed up (to  $\sim 19 \text{ K}$ ), although in that work it required a sample in the critical state. It should also be mentioned that a recent theoretical work [28] emphasizes the enhancement of the thermomagnetic instability by AC magnetic fields. Also note that some ultrapure MgB<sub>2</sub> films, grown with the hybrid physical-chemical vapor deposition method [9, 10], do not produce dendrites, even at our very fast ramp rates [17, 29]. As suggested in our recent study [17], the flux flow resistivity,  $\rho_F$ , is the key parameter in the stability of the film against avalanches. As the ultrapure films have much lower  $\rho_F$ , they are more stable. Thus, the stability of a sample is not an intrinsic characteristic and must be studied for each sample separately. This fact encourages further investigation into material parameters and conditions determining dendritic instability in MgB<sub>2</sub> films.

In summary, in this work we have used MOI to determine the temperature dependence of the thresholds in applied perpendicular magnetic field,  $B_a$ , and its ramp rate,  $\dot{B}_a$ , delineating boundaries between thermomagnetic stability and instability of a superconducting MgB<sub>2</sub> film. The two thresholds were found to have strong similarities by (i) showing very little variation with temperature up to 9.5 K and 11 K for  $B_a$  and  $\dot{B}_a$ , respectively. And (ii), above these temperatures the thresholds in  $B_a$  and  $\dot{B}_a$  both display a dramatic increase. Of particular importance is the finding that films of MgB<sub>2</sub> can

become unstable at temperatures as high as 23 K provided that the field ramp rate is sufficiently large, i.e.,  $2.7 \text{ kT s}^{-1}$  or more. This implies that the range of external conditions where dramatic avalanche activity occurs in  $\text{MgB}_2$  is much wider than previously known. In particular, it means that  $\text{MgB}_2$  films can become unstable even above the hydrogen liquid–gas transition temperature.

It is also important to point out that the boundary between the stable and unstable states is not an intrinsic material characteristic. In fact, we expect it to depend on various parameters such as the flux flow resistivity of the film, the lateral size of the film, its geometrical shape, the film thickness and its substrate. All these factors should be taken into account in the design of future devices based on  $\text{MgB}_2$  films exposed to rapid changes in the magnetic field.

## Acknowledgments

The authors thank Dr Claudia Stahl, Max-Planck Institute for Intelligent Systems, Stuttgart, for the preparation of the  $\text{MgB}_2$  film, and Assoc. Professor Jørn Inge Vestgård, University of Oslo, for important discussions. We also acknowledge a financial support from the Israel Science Foundation (ISF-164/12) and the Norwegian Research Council.

## ORCID iDs

E Baruch-El  <https://orcid.org/0000-0002-7300-9001>

## References

- [1] Tomsic M, Rindfleisch M, Yue J, McFadden K, Phillips J, Sumption M D, Bhatia M, Bohnenstiehl S and Collings E W 2007 Overview of  $\text{MgB}_2$  superconductor applications *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **4** 250
- [2] Ballarino A, Bruzek C E, Dittmar N, Giannelli S, Goldacker W, Grasso G, Grilli F, Haberstroh C, Holé S and Lesur F 2016 The BEST PATHS project on  $\text{MgB}_2$  superconducting cables for very high power transmission *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26** 1
- [3] Patel D, Al Hossain M S, Qiu W, Jie H, Yamauchi Y, Maeda M, Tomsic M, Choi S and Kim J H 2017 Solid cryogen: a cooling system for future  $\text{MgB}_2$  MRI magnet *Sci. Rep.* **7** 43444
- [4] Baziljevich M, Bobyl A V, Shantsev D V, Altshuler E, Johansen T H and Lee S I 2002 Origin of dendritic flux patterns in  $\text{MgB}_2$  films *Physica C* **369** 93
- [5] Johansen T H, Baziljevich M, Shantsev D V, Goa P E, Kang W N, Kim H J, Choi E M, Kim M-S and Lee S I 2002 Dendritic magnetic instability in superconducting  $\text{MgB}_2$  films *Europhys. Lett.* **59** 599
- [6] Denisov D V, Shantsev D V, Galperin Y M, Choi E-M, Lee H-S, Lee S-I, Bobyl A V, Goa P E, Olsen A and Johansen T H 2006 Onset of dendritic flux avalanches in superconducting films *Phys. Rev. Lett.* **97** 077002
- [7] Albrecht J, Matveev A, Djupmyr M, Schütz G, Stuhlhofer B and Habermeier H-U 2005 Bending of magnetic avalanches in  $\text{MgB}_2$  thin films *Appl. Phys. Lett.* **87** 182501
- [8] Barkov F L, Shantsev D V, Johansen T H, Goa P E, Kang W N, Kim H J, Choi E M and Lee S I 2003 Local threshold field for dendritic instability in superconducting  $\text{MgB}_2$  films *Phys. Rev. B* **67** 064513
- [9] Ye Z, Li Q, Hu Y, Pogrebnaykov A, Cui Y, Xi X, Redwing J and Li Q 2005 Magneto-optical imaging studies of flux propagation in ultra-pure and carbon-doped  $\text{MgB}_2$  thin films *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** 3273
- [10] Ye Z, Li Q, Hu Y, Pogrebnaykov A, Cui Y, Xi X, Redwing J and Li Q 2004 Electron scattering dependence of dendritic magnetic instability in superconducting  $\text{MgB}_2$  films *Appl. Phys. Lett.* **85** 5284
- [11] Vysotsky V S, Nosov A A, Fetisov S S, Svalov G G, Kostyuk V V, Blagov E V, Antyukhov I V, Firsov V P, Katorgin B I and Rakhmanov A L 2013 Hybrid energy transfer line with liquid hydrogen and superconducting  $\text{MgB}_2$  cable—first experimental proof of concept *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 5400906
- [12] Wang X, Yang J, Chen L and He J 2017 Application of liquid hydrogen with SMES for efficient use of renewable energy in the energy internet *Energies* **10** 185
- [13] Leys P, Klaeser M, Ruf C and Schneider T 2016 Characterization of commercial  $\text{MgB}_2$  conductors for magnet application in SMES *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26** 1
- [14] Shinde S, Ogale S, Greene R, Venkatesan T, Canfield P C, Bud'ko S L, Lapertot G and Petrovic C 2001 Superconducting  $\text{MgB}_2$  thin films by pulsed laser deposition *Appl. Phys. Lett.* **79** 227
- [15] Matveev A, Albrecht J, Konuma M, Cristiani G, Krockenberger Y, Starke U, Schütz G and Habermeier H 2006 Synthesis of  $\text{MgB}_2$  films in Mg vapour flow and their characterization *Supercond. Sci. Technol.* **19** 299
- [16] Baziljevich M, Barness D, Sinvani M, Perel E, Shaulov A and Yeshurun Y 2012 Magneto-optical system for high speed real time imaging *Rev. Sci. Instrum.* **83** 083707
- [17] Baruch-El E, Baziljevich M, Shapiro B Y, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y 2016 Dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films: effects of temperature and magnetic field ramp rate *Phys. Rev. B* **94** 054509
- [18] Aranson I S, Gurevich A, Welling M S, Wijngaarden R J, Vlasko-Vlasov V K, Vinokur V M and Welp U 2005 Dendritic flux avalanches and nonlocal electrostatics in thin superconducting films *Phys. Rev. Lett.* **94** 037002
- [19] Denisov D V, Rakhmanov A L, Shantsev D V, Galperin Y M and Johansen T H 2006 Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films *Phys. Rev. B* **73** 014512
- [20] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y Thickness dependence of dendritic flux avalanches in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films *J. Phys.: Conf. Ser.* in preparation
- [21] Bolz U, Biehler B, Schmidt D, Runge B-U and Leiderer P 2003 Dynamics of the dendritic flux instability in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films *Europhys. Lett.* **64** 517
- [22] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T and Yeshurun Y 2015 Substrate influence on dendritic flux instability in YBCO thin films *J. Supercond. Novel Magn.* **28** 379
- [23] Colauto F, Choi E, Lee J, Lee S, Patiño E, Blamire M, Johansen T and Ortiz W 2010 Suppression of flux avalanches in superconducting films by electromagnetic braking *Appl. Phys. Lett.* **96** 092512
- [24] Mikheenko P, Vestgård J, Chaudhuri S, Maasilta I, Galperin Y and Johansen T H 2016 Metal frame as local protection of superconducting films from thermomagnetic avalanches *AIP Adv.* **6** 035304

- [25] Brisbois J, Vanderheyden B, Colauto F, Motta M, Ortiz W A, Fritzsche J, Nguyen N D, Hackens B, Adami O-A and Silhanek A 2014 Classical analogy for the deflection of flux avalanches by a metallic layer *New J. Phys.* **16** 103003
- [26] Baziljevich M, Baruch-El E, Johansen T H and Yeshurun Y 2014 Dendritic instability in YBCO films triggered by transient magnetic fields *Appl. Phys. Lett.* **105** 012602
- [27] Bobyl A, Shantsev D, Johansen T, Kang W, Kim H, Choi E and Lee S 2002 Current-induced dendritic magnetic instability in superconducting MgB<sub>2</sub> films *Appl. Phys. Lett.* **80** 4588
- [28] Vestgård J I, Galperin Y M and Johansen T H 2016 Oscillatory regimes of the thermomagnetic instability in superconducting films *Phys. Rev. B* **93** 174511
- [29] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y private communication



3.5

**Magnetic flux instability in NbN films exposed to fast field  
sweep rates**

E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, X Y Zhou, X Q Jia, B B Jin,  
A. Shaulov, and Y. Yeshurun

*Superconductor Science and Technology* **31**, 105008 (2018)

# Magnetic flux instability in NbN films exposed to fast field sweep rates

E Baruch-Ei<sup>1,4</sup> , M Baziljevich<sup>1,2</sup>, T H Johansen<sup>2</sup>, X Y Zhou<sup>3</sup>, X Q Jia<sup>3</sup> , B B Jin<sup>3</sup>, A Shaulov<sup>1</sup> and Y Yeshurun<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Superconductivity and Institute of Nanotechnology, Department of Physics, Bar-Ilan University, Ramat-Gan 5290002, Israel

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Oslo, NO-0316 Oslo, Norway

<sup>3</sup>Research Institute of Superconductor Electronics (RISE), School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing, 210093, People's Republic of China

E-mail: [Elranbe@gmail.com](mailto:Elranbe@gmail.com)

Received 12 July 2018, revised 5 August 2018

Accepted for publication 16 August 2018

Published 6 September 2018



CrossMark

## Abstract

Magneto-optical imaging of dendritic flux instability is reported for NbN films exposed to magnetic fields ramped at a fast rate ( $0.1\text{--}3.2\text{ kT s}^{-1}$ ). The results show that as the magnetic ramp rate increases, the temperature and field range of the instability extends significantly. In particular, the lower and upper threshold fields ( $H_1^{\text{th}}$  and  $H_2^{\text{th}}$ , respectively) that bound the field range for dendritic instability are affected. The upper field is found to increase linearly with the applied field sweep rate, a behavior which is discussed in terms of a recent theoretical work (Vestgarden *et al* 2016 *Phys. Rev. B* **73** 174511). The extended instability range should be taken into account in applications in which the superconducting films are exposed to rapid changes in the magnetic field.

Keywords: NbN, dendritic flux instability, magneto-optical imaging, superconductivity

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

## 1. Introduction

Magnetic flux instability is quite common in type II superconductors, resulting in, for example, a suppression of the critical current density [1–4] and the generation of electromagnetic noise [5]. Such instability may limit applications of superconducting materials, and may even damage the material itself [6]. The instability occurs when vortices escape from pinning centers, locally heating the material, thus promoting additional flux motion and generating a positive feedback that results in large-scale flux avalanches. This phenomenon appears as flux jumps in wires and bulk superconductors [7–9], and as dendritic flux formations in thin films. The latter has been observed in a large number of superconductors important for practical applications, such as MgB<sub>2</sub> [10, 11], Nb [12, 13], YBCO [14], and NbN [15].

NbN is a promising material for superconducting practical devices due to, e.g., its relatively high critical current density  $j_c$ , relatively high critical temperature  $T_c$  for a conventional superconductor, and simplicity of film preparation.

Consequently, NbN films have been found suitable for use in superconducting devices such as single-photon detectors [16], microwave resonators [17], hot electron bolometers [18] and kinetic inductance detectors [19]. Yet the dendritic avalanches may limit the usefulness of NbN in such devices.

Magneto-optical imaging (MOI) studies of superconducting films exposed to perpendicular magnetic fields have shown that the dendritic flux avalanches occur only below a certain threshold temperature,  $T_{\text{th}} < T_c$  [20]. Also, at a given temperature the instability is limited to a certain range of applied fields, between a lower and an upper threshold fields,  $H_1^{\text{th}}$  and  $H_2^{\text{th}}$ , respectively [21], i.e. a minimum applied field,  $H_1^{\text{th}}$ , is needed in order to trigger an instability. Yet, upon increasing the field above a certain value,  $H_2^{\text{th}}$ , the film re-enters a ‘stable region’ where flux penetrates the superconductor with a smooth front.

Previous MOI experiments on NbN films [21–23] have focused attention on the effect of the external magnetic field on the instability, ignoring possible influences of the magnetic field sweep rate. In those experiments, the magnetic field was ramped ‘slowly’, at a rate defined by the experimental device, typically  $\sim 1\text{ mT s}^{-1}$ . In the present work we present results of

<sup>4</sup> Author to whom any correspondence should be addressed.



the first experimental study of the flux instability regime in NbN films exposed to rapid sweep rates of the external magnetic field. The MOI results reveal that rapid sweep rates increase dramatically the instability region, pushing the threshold temperature closer to  $T_c$ . Moreover, for a given temperature, the threshold fields are dramatically affected by the sweep rate. It is found that the instability generated by rapid sweep rates is triggered by lower fields. Furthermore, the upper threshold field above which stability is restored increases linearly with the applied sweep rate. The significant extension of the instability regime can be of primary importance when designing devices that may be exposed to rapidly changing magnetic fields.

## 2. Experimental

With the background vacuum kept below  $8 \times 10^{-6}$  Pa, 300 nm NbN films were fabricated on  $10 \times 10$  mm<sup>2</sup> MgO (100) substrates at ambient temperature by DC magnetron sputtering [24]. To reduce the lattice mismatch and the strain in the film, a 30 nm thick pre-coat of Nb<sub>5</sub>N<sub>6</sub> was used as a buffer layer [25]. The Nb target is 8 inch in diameter with 99.999% purity and the distance between the target and substrates is about 6 cm. The deposition took place in a gas mixture of N<sub>2</sub> and Ar at the total pressure of 2 mTorr with a ratio of 1:7. The optimized sputtering current is 1.50 A, with deposition rate at  $1 \pm 0.05$  nm s<sup>-1</sup>. For these films, the normal to superconductor transition temperature,  $T_c$ , is  $\sim 15.6$  K. The films were cut to  $5 \times 5$  mm<sup>2</sup> squares to fit our MOI system [26] and a 5 T Quantum Design MPMS magnetometer. The effective ramp rate of the MPMS is  $\sim 1$  mT s<sup>-1</sup>. The MOI system enables real-time imaging at rates up to 70 000 frames per seconds and provides a maximum applied field of 60 mT with slow and fast sweep rates of 0.2–2 mT s<sup>-1</sup>, and 0.1–3.2 kT s<sup>-1</sup>, respectively. The fast sweep rates are obtained by charging a high inductance storage coil and discharging it to a smaller inductance field coil. The rate can be controlled by controlling the voltage of a power supply. In addition, metallic components of the cryostat were replaced by nonmetallic ones in order to reduce eddy current. For more details see [26].

## 3. Results

In all the MOI experiments described below the NbN films were zero field cooled (ZFC) to a temperature below the transition temperature,  $T_c$ , and then exposed to different magnetic field values, from which it was ramped down back to zero at various rates. Experiments at slow ramping rates (0.2–2 mT s<sup>-1</sup>) exhibit dendritic avalanches at low temperatures up to a threshold temperature  $T_{th} = 5.3$  K, similar to that reported in [23]. Typical results are shown in figure 1(a), exhibiting a MOI after ZFC the film to 4.2 K, exposing it to 60 mT and then ramping the field down to zero at a rate of

2 mT s<sup>-1</sup>. The figure shows dendritic avalanches, seen as black antflux invasion into the sample. Above  $T_{th}$  the flux penetrated smoothly into the films. A typical example is shown in the MOI of figure 1(b) measured above  $T_{th}$ , at 6.7 K, for a field sweep rate of 2 mT s<sup>-1</sup>. At this temperature, the remnant field shows the expected ‘roof-top’ pattern [27, 28].

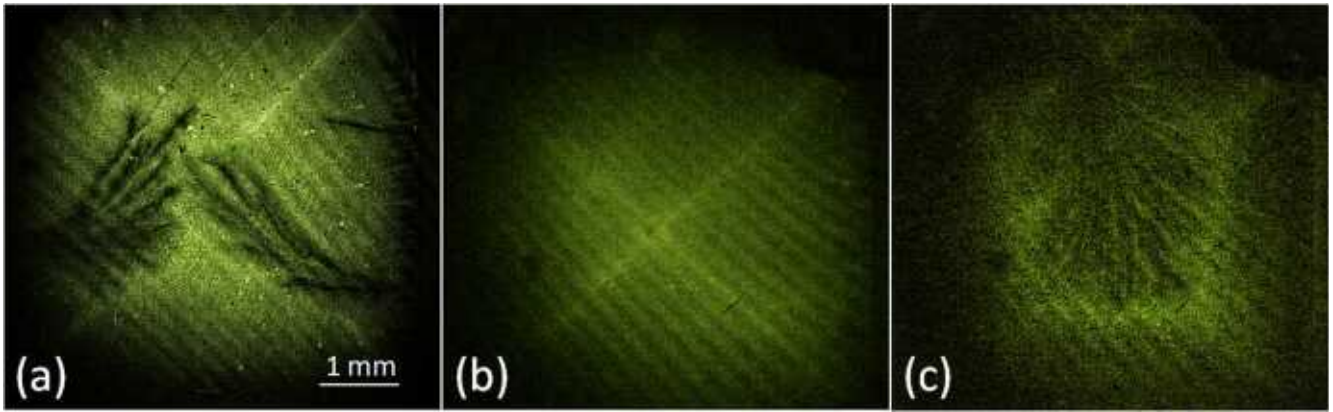
Applying fast sweep rates resulted in a dramatic increase in the threshold temperature, i.e., we were able to trigger the instability deep in the region previously considered as a ‘stable region’. For instance, figure 1(c) shows dendritic avalanches at 6.7 K after decreasing the field from 15 mT to 0 at a rate of 2.5 kT s<sup>-1</sup>. For this applied field and sweep rate we were able to detect avalanches up to a temperature of 10.6 K, twice as the threshold temperature that was found in the slow rate measurements.

Next, we searched for the minimum threshold field needed to generate an avalanche at a constant temperature, for various sweep rates. At 4.3 K, we found that the minimum field value was 15 mT for a slow sweep rate of 2 mT s<sup>-1</sup>. But for a fast sweep rate of 1 kT s<sup>-1</sup>, even a low value of  $\sim 4$  mT was sufficient to produce an instability. This result indicates that fast sweep rates lower the field  $H_1^{th}$  needed to trigger the avalanches. The exact dependence of  $H_1^{th}$  on  $\dot{H}_a$  could not be resolved because of limitations of our system to change magnetic field values below 4 mT at fast sweep rates.

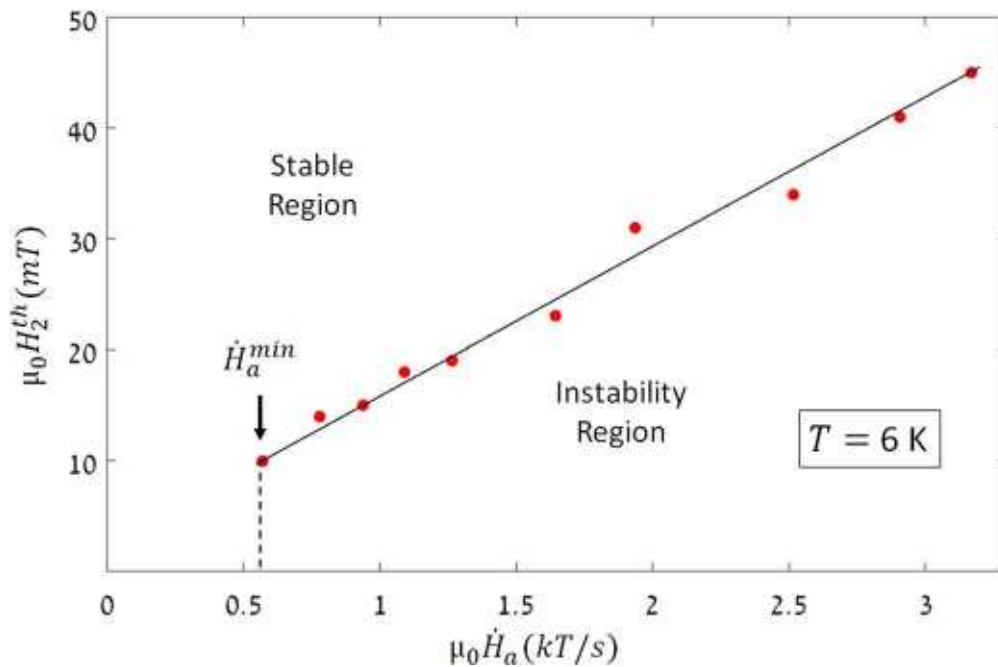
Experiments were repeated at different temperatures and fields, varying the sweep rate up to 3.2 kT s<sup>-1</sup>, searching for an upper field limit for the avalanches. For temperatures below 5.5 K, avalanches persist up to our maximal experimental field of 60 mT for any sweep rate. An upper threshold field was measurable above 5.5 K. In figure 2 we summarize the experimentally measured  $H_2^{th}$  at  $T = 6$  K, as a function of the field sweep rate. The figure reveals a linear dependence of  $H_2^{th}$  on  $\dot{H}_a$ . A similar linear dependence was obtained for several temperatures between 5.5 and 7 K. Above 7 K the contrast in the MOI was too poor to allow for a full characterization.

## 4. Discussion

The origin of the dendritic instability has already been discussed in several papers, see e.g. [1–4]. In brief, it is a result of competition between heat and magnetic flux diffusion in the sample. Vortex instability is found in the temperature and field range in which the magnetic diffusion prevails. The ratio between the magnetic and thermal diffusion coefficients is determined by sample parameters such as thermal conductivity, heat transfer to the substrate, and the sample critical current density,  $j_c$ . The latter serves as a measure for the resistance of the system to flux entry and thus it is a key parameter of the sample magnetic stability. Our results clearly show an extended instability regime at fast sweep rates in both temperature and field regimes. Fast magnetic sweep rates induce large electric fields, resulting in heat dissipation by the normal-conducting electrons in the vicinity of the vortex and thus further increase the local heat [29]. As a result, the



**Figure 1.** Magneto-optical imaging of the NbN film at different temperature and sweep rate conditions. The diagonal lines are interference fringes from the MOI indicator. (a) The film was ZFC to  $T = 4.2$  K, a field  $\mu_0 H_a = 60$  mT was applied at a slow ramp rate of  $2 \text{ mT s}^{-1}$  and then decreased back to zero at the same rate. The dendritic avalanches seen as antflux invasion into the sample. (b)  $T = 6.7$  K, same thermal history and field sweep rate as in (a). A Bean ‘rooftop’ pattern of the remanent state indicates flux stability. (c) The film was ZFC to  $6.7$  K, a field of  $15$  mT was applied at a fast rate of  $2.5 \text{ kT s}^{-1}$  and then decreased to zero at the same rate.



**Figure 2.** The upper threshold field as a function of the applied field sweep rate at  $6$  K. The solid line is a linear fit to the experimental data points. The arrow marks the minimum sweep rate below which the system is stable for any field.

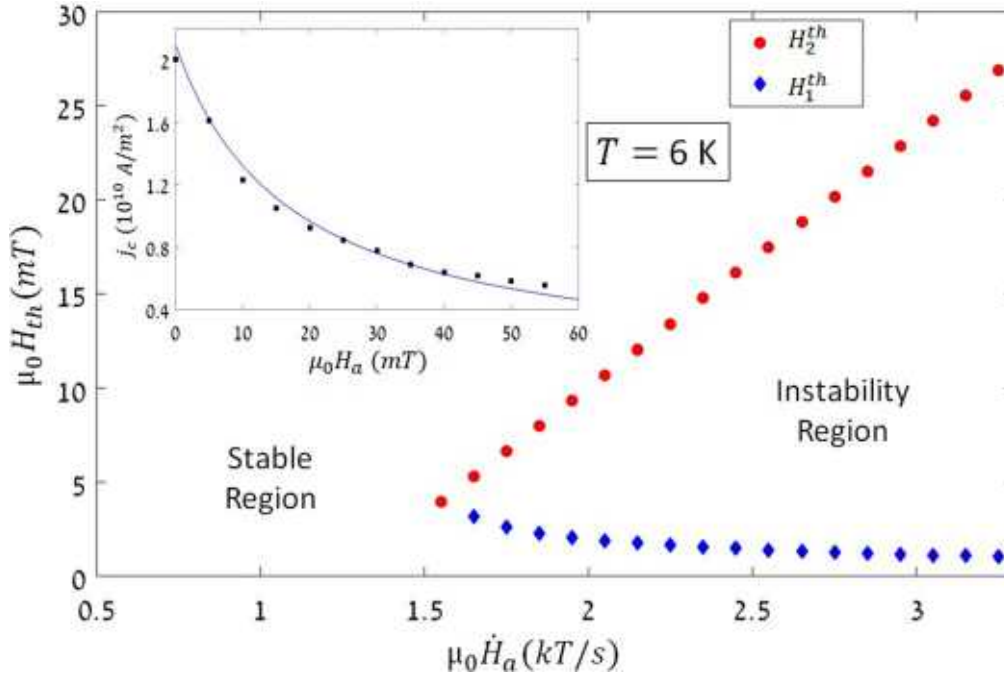
instability is enhanced and the threshold temperature above which the instability vanishes is pushed up significantly, from  $5.3$  K for the slow sweep rates to  $\sim 10.6$  K for the fast rates. A similar effect was seen in our previous study of MgB<sub>2</sub> films [10].

The main and new aspect of the present work is the experimental determination of the effect of  $\dot{H}_a$  on the threshold fields. Specifically, the results show indications for a decrease of the critical field  $H_1^{th}$  above which the instability appears and a linear increase of the threshold field  $H_2^{th}$  above which the stability is restored. These results can be explained on the basis of a recent theoretical study [30] of thermo-magnetic instability in superconducting films. This theory

predicts the following expression for the threshold magnetic field:

$$H_{th} = \frac{dj_c}{\pi} \operatorname{atanh} \left( \frac{hT^*}{nwdj_c \mu_0 \dot{H}_a} \right), \quad (1)$$

where  $d$  is the film thickness,  $j_c$  is the critical current density,  $h$  is the coefficient of heat transfer between the film and the substrate,  $T^* = |\partial \ln j_c / \partial T|^{-1}$ ,  $n$  is the flux creep exponent, and  $w$  is the half-width of the film. Note that  $j_c$  depends on the external field, thus by inserting  $j_c(H_a = H_{th})$  in equation (1), one obtains an equation for  $H_{th}$  for a given  $\dot{H}_a$ . As discussed below, equation (1) may yield two solutions—a lower and upper critical field,  $H_1^{th}(\dot{H}_a)$  and  $H_2^{th}(\dot{H}_a)$ , respectively. Solving this equation



**Figure 3.** Numerical solution of the lower (diamonds) and upper (circles) threshold fields as a function of the applied sweep rate. Inset: field dependence of  $j_c$  at  $T = 6$  K. The black squares represent experimental data points and the solid line is a fit according to the Kim critical current model, see text.

requires determination of the actual field dependence of  $j_c$ . To accomplish this task, we measured magnetic hysteresis loops ( $M$  versus  $H_a$ ) for our NbN film ( $M$  is the film magnetization), using MPMS magnetometer after ZFC the film to various temperatures (between 2 and 10 K).  $j_c(H_a)$  was determined from the width  $\Delta M$  of the magnetization loops using  $j_c = 30\Delta M/w$ , where the pre-factor takes care of the geometry of our square film [28]. The inset to figure 3 shows the resulting  $j_c$  values (squares) as a function of the applied field at 6 K (same temperature as for the results displayed in figure 2). The solid line in the figure is a fit of the data to the Kim model [31]:

$$j_c = j_{c0}/(1 + H_a/H_0), \quad (2)$$

where  $j_{c0} = 2.1 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$  and  $\mu_0 H_0 = 17 \text{ mT}$  ( $j_{c0}$  is the critical current density at zero field and  $H_0$  is a sample-dependent characteristic field). Note that the critical current  $j_{c0}$  for our film is smaller by a factor of three to four as compared to values reported in the literature [21, 22]. This may explain the larger value of  $H_1^{th}$  at slow sweep rates in our measurements (15 mT) in comparison with previous experiments (2–5 mT in [22]).

As shown in [21, 22], under certain conditions equation (1) has two solutions representing the lower and upper threshold fields,  $H_1^{th}$  and  $H_2^{th}$ , respectively. The lower threshold field,  $H_1^{th}$ , is obtained for large  $j_c$  and it decreases as  $\dot{H}_a$  increases. The upper threshold field,  $H_2^{th}$ , is obtained for smaller  $j_c$ ; as  $j_c$  decreases the atanh term diverges, defining a threshold field above which the instability disappears. This field is obtained near the point where the argument of the atanh is approximately 1, i.e.

$$hT^*/(nwdj_c \mu_0 \dot{H}_a) \approx 1, \quad (3)$$

as the two curves representing both sides of equation (1) as a function of  $H_{th}$  must intersect at this point where the atanh diverges. Inserting  $j_c$  from equation (2) in (3) yields a linear relationship between  $H_2^{th}$  and  $\dot{H}_a$  the rate of change of the external field:

$$H_2^{th} = \frac{nwdj_{c0}\mu_0 H_0}{hT^*} \dot{H}_a - H_0. \quad (4)$$

The slope of this linear relationship can be determined experimentally from the data of figure 2, yielding  $nwdj_{c0}\mu_0 H_0/hT^* = 13.5 \mu\text{s}^5$ . Knowledge of this value allows numerical calculations of both the lower and upper threshold fields as a function of the field sweep rate, using equation (1). The results are shown in figure 3. The figure demonstrates the extension of the instability region; as the field sweep rate increases  $H_1^{th}$  (blue diamonds in the figure) decreases whereas  $H_2^{th}$  (red circles) increases. Most striking is the linear increase of  $H_2^{th}$  with  $\dot{H}_a$  that is confirmed experimentally, see figure 2. Also, the calculated and experimental  $H_2^{th}$  values are comparable. However, the experimental curve is shifted upward by approximately 20 mT. In other words, the experimental instability region is somewhat larger than expected theoretically, reflecting an excess local heating due to vortex/anti-vortex annihilation occurring at the edge of the film during field decrease [22, 23]. The calculated low values of the lower threshold field explain why we could not resolve

<sup>5</sup> All the parameters in this expression are known experimentally ( $w = 2.5 \text{ mm}$ ,  $d = 300 \text{ nm}$ ,  $\mu_0 H_0 = 17 \text{ mT}$ ,  $j_{c0} = 2.1 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$  and  $T^* = |\partial \ln j_c / \partial T|^{-1} = 8.5 \text{ K}$ ), except for the  $n$  and the  $h$ . The measured slope implies  $n/h = 4.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ K W}^{-1}$ , a reasonable value which could mean, e.g.,  $n = 8$ ,  $h = 1.8 \times 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

them experimentally at 6 K; as mentioned above, technical difficulties prevented us reaching such small threshold fields with high sweep rates. An experimental evidence for the decrease of  $H_1^{th}$  with  $\dot{H}_a$  is obtained at  $T = 4.3$  K, where slow rates are sufficient to trigger the instability; we find experimentally that  $H_1^{th}$  decreases from 15 mT for a sweep rate of  $1 \text{ mT s}^{-1}$ , to 4 mT for  $1 \text{ kT s}^{-1}$ .

It is important to note that equation (1) is applicable only for  $\dot{H}_a$  values such that  $hT^*/nwdj_c\mu_0\dot{H}_a \leq 1$ . This dictates a minimum value of  $\dot{H}_a$  for the calculation of  $H_{th}$  given by  $\dot{H}_a^{min} = hT^*/nwdj_c\mu_0$ . Below this value, the system is stable for any applied field. The predicted value for  $\dot{H}_a^{min}$  at 6 K is  $1.5 \text{ kT s}^{-1}$  as shown in figure 3. This important prediction of a minimum sweep rate below which the system is stable is confirmed experimentally. However, the experimentally measured  $\dot{H}_a^{min}$  value at 6 K is  $0.57 \text{ kT s}^{-1}$ , see figure 2. As explained above, the experimental lower value of  $\dot{H}_a^{min}$  is because of the enhanced heating during the field decrease due to vortex/anti-vortex annihilation.

The new results regarding the extended instability region, are of concern to devices based on superconducting films exposed to rapid ramping magnetic fields or high-frequency AC fields. For example, NbN films used for shielding radiofrequency cavities for particle accelerators [32] are more prone to instability occurrence due to the exposure to high-frequency magnetic fields. The extended instability range is possibly a matter of concern also to applications using high electric fields and transient currents [33].

Based on our experimental results and those of others we propose possible ways of coping, at least partially, with the flux instability challenge. For example, our results suggest that the instability region may be bypassed by biasing the system to a large DC field. Also, a normal metal layer on top of the superconducting material [34, 35] may reduce the probability for an avalanche because of the eddy currents induced in the normal metallic layer. Of course, the efficiency of this solution should be investigated in the presence of a rapidly changing external field. Another parameter which may be important in bypassing the instability problem is the film substrate; as was demonstrated in [36], a proper choice of a substrate may reduce dramatically the problem by increasing the heat transfer from the film. Another solution may be based on previous findings of the strong dependence of the instability on the film thickness [37]. Apparently thicker films minimize the instability. This may be crucial for, e.g., NbN-based hot electron bolometers [18], as those are made of ultrathin films (usually a few nanometers) and thus may be found very prone to the magnetic instability.

In summary, this work presents the first experimental investigation of the flux instability boundaries in superconductors under fast sweep rates. NbN films, which are commonly used in various applications, were chosen for this study. We have found that fast field sweep rates affect the stability of the films, extending significantly the instability boundaries in terms of the threshold temperature and fields. In particular, the upper threshold field increases linearly as the magnetic field sweep rate increases, in agreement with recent

theoretical predictions. From practical point of view, all these results reveal that superconducting devices implementing high-frequency AC electromagnetic fields or transient currents are significantly more vulnerable to magnetic flux instability. All these results should be carefully considered in designing devices based on superconducting films.

## Acknowledgments

This work was supported by Israel Science Foundation (ISF-164/12). The authors thank Lior Shani for technical assistance with the MPMS measurements.

## ORCID iDs

E Baruch-El  <https://orcid.org/0000-0002-7300-9001>

X Q Jia  <https://orcid.org/0000-0002-4876-0370>

## References

- [1] Mints R and Rakhmanov A 1981 Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites *Rev. Mod. Phys.* **53** 551
- [2] Denisov D V, Rakhmanov A L, Shantsev D V, Galperin Y M and Johansen T H 2006 Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films *Phys. Rev. B* **73** 014512
- [3] Dvash E, Shapiro I and Shapiro B Y 2009 Dendritic instability of the magnetic flux in thermally anisotropic type-II superconductors *Phys. Rev. B* **80** 134522
- [4] Aranson I S, Gurevich A, Welling M S, Wijngaarden R J, Vlasko-Vlasov V K, Vinokur V M and Welp U 2005 Dendritic flux avalanches and nonlocal electrodynamics in thin superconducting films *Phys. Rev. Lett.* **94** 037002
- [5] Johansen T H, Baziljevich M, Shantsev D V, Goa P E, Kang W N, Kim H J, Choi E M, Kim M-S and Lee S I 2002 Dendritic magnetic instability in superconducting MgB<sub>2</sub> films *Europhys. Lett.* **59** 599
- [6] Baziljevich M, Baruch-El E, Johansen T H and Yeshurun Y 2014 Dendritic instability in YBCO films triggered by transient magnetic fields *Appl. Phys. Lett.* **105** 012602
- [7] Fujishiro H, Mochizuki H, Naito T, Ainslie M D and Giunchi G 2016 Flux jumps in high- $J_c$  MgB<sub>2</sub> bulks during pulsed field magnetization *Supercond. Sci. Technol.* **29** 034006
- [8] Qureishy T, Laliena C, Martínez E, Qviller A J, Vestgård J I, Johansen T H, Navarro R and Mikheenko P 2017 Dendritic flux avalanches in a superconducting MgB<sub>2</sub> tape *Supercond. Sci. Technol.* **30** 125005
- [9] Pan A V, Zhou S, Liu H and Dou S 2003 Properties of superconducting MgB<sub>2</sub> wires: *in situ* versus *ex situ* reaction technique *Supercond. Sci. Technol.* **16** 639
- [10] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T H, Albrecht J, Shaulov A and Yeshurun Y 2017 Dendritic flux instability in MgB<sub>2</sub> films above liquid hydrogen temperature *Supercond. Sci. Technol.* **31** 025005
- [11] Treiber S, Stahl C, Schütz G and Albrecht J 2011 Stability of the current-carrying state in nonhomogeneous MgB<sub>2</sub> films *Phys. Rev. B* **84** 094533

- [12] Vlasko-Vlasov V, Colauto F, Benseman T, Rosenmann D and Kwok W-K 2017 Guiding thermomagnetic avalanches with soft magnetic stripes *Phys. Rev. B* **96** 214510
- [13] Brisbois J, Motta M, Avila J I, Shaw G, Devillers T, Dempsey N M, Veerapandian S K, Colson P, Vanderheyden B and Vanderbemden P 2016 Imprinting superconducting vortex footsteps in a magnetic layer *Sci. Rep.* **6** 27159
- [14] Baruch-El E, Baziljevich M, Shapiro B Y, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y 2016 Dendritic flux instabilities in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films: effects of temperature and magnetic field ramp rate *Phys. Rev. B* **94** 054509
- [15] Mikheenko P, Qureishy T, Mercier F, Jacquemin M and Pons M 2017 Dendritic flux avalanches in high-quality NbN superconducting films 2017 *IEEE 7th Int. Conf. Nanomaterials: Application and Properties (NAP)* (Piscataway, NJ: IEEE) p 02NTF05
- [16] Smirnov K, Divochiy A, Vakhtomin Y, Morozov P, Zolotov P, Antipov A and Seleznev V 2018 NbN single-photon detectors with saturated dependence of quantum efficiency *Supercond. Sci. Technol.* **31** 035011
- [17] Irimatsugawa T, Hirayama F, Yamamori H, Kohjiro S, Sato A, Nagasawa S, Fukuda D, Hidaka M, Sato Y and Ohno M 2017 Study of Nb and NbN resonators at 0.1 K for low-noise microwave SQUID multiplexers *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1
- [18] Krause S, Meledin D, Desmaris V, Pavolotsky A, Rashid H and Belitsky V 2018 Noise and IF gain bandwidth of a balanced waveguide NbN/GaN hot electron bolometer mixer operating at 1.3 THz *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **8** 365
- [19] Ariyoshi S, Nakajima K, Saito A, Taino T, Otani C, Yamada H, Ohshima S, Bae J and Tanaka S 2016 Terahertz response of NbN-based microwave kinetic inductance detectors with rewound spiral resonator *Supercond. Sci. Technol.* **29** 035012
- [20] Yurchenko V, Johansen T H and Galperin Y M 2009 Dendritic flux avalanches in superconducting films *Low Temp. Phys.* **35** 619
- [21] Yurchenko V, Shantsev D, Johansen T H, Nevala M, Maasilta I, Senapati K and Budhani R 2007 Reentrant stability of superconducting films and the vanishing of dendritic flux instability *Phys. Rev. B* **76** 092504
- [22] Qviller A, Yurchenko V, Eliassen K, Vestgården J, Johansen T H, Nevala M, Maasilta I, Senapati K and Budhani R 2010 Irreversibility of the threshold field for dendritic flux avalanches in superconductors *Physica C* **470** 897
- [23] Rudnev I A, Shantsev D V, Johansen T H and Primenko A E 2005 Avalanche-driven fractal flux distributions in NbN superconducting films *Appl. Phys. Lett.* **87** 042502
- [24] Kang L, Jin B, Liu X, Jia X, Chen J, Ji Z, Xu W, Wu P, Mi S and Pimenov A 2011 Suppression of superconductivity in epitaxial NbN ultrathin films *J. Appl. Phys.* **109** 033908
- [25] Jia X, Kang L, Gu M, Yang X, Chen C, Tu X, Jin B, Xu W, Chen J and Wu P 2014 Fabrication of a strain-induced high performance NbN ultrathin film by a  $\text{Nb}_5\text{N}_6$  buffer layer on Si substrate *Supercond. Sci. Technol.* **27** 035010
- [26] Baziljevich M, Barness D, Sinvani M, Perel E, Shaulov A and Yeshurun Y 2012 Magneto-optical system for high speed real time imaging *Rev. Sci. Instrum.* **83** 083707
- [27] Polyanskii A, Gurevich A, Jiang J, Larbalestier D, Bud'ko S, Finnemore D, Lapertot G and Canfield P 2001 Magneto-optical studies of the uniform critical state in bulk  $\text{MgB}_2$  *Supercond. Sci. Technol.* **14** 811
- [28] Gyorgy E, Van Dover R, Jackson K, Schneemeyer L and Waszczak J 1989 Anisotropic critical currents in  $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$  analyzed using an extended Bean model *Appl. Phys. Lett.* **55** 283
- [29] Albrecht J, Matveev A, Djupmyr M, Schütz G, Stuhlhofer B and Habermeier H-U 2005 Bending of magnetic avalanches in  $\text{MgB}_2$  thin films *Appl. Phys. Lett.* **87** 182501
- [30] Vestgården J I, Galperin Y and Johansen T H 2016 Oscillatory regimes of the thermomagnetic instability in superconducting films *Phys. Rev. B* **93** 174511
- [31] Kim Y, Hempstead C and Strnad A 1963 Magnetization and critical supercurrents *Phys. Rev.* **129** 528
- [32] Posen S, Transtrum M K, Catelani G, Liepe M U and Sethna J P 2015 Shielding superconductors with thin films as applied to rf cavities for particle accelerators *Phys. Rev. Appl.* **4** 044019
- [33] Bobyl A, Shantsev D, Johansen T H, Kang W, Kim H, Choi E and Lee S 2002 Current-induced dendritic magnetic instability in superconducting  $\text{MgB}_2$  films *Appl. Phys. Lett.* **80** 4588
- [34] Colauto F, Choi E, Lee J, Lee S, Patiño E, Blamire M, Johansen T H and Ortiz W A 2010 Suppression of flux avalanches in superconducting films by electromagnetic braking *Appl. Phys. Lett.* **96** 092512
- [35] Mikheenko P, Vestgården J, Chaudhuri S, Maasilta I, Galperin Y and Johansen T H 2016 Metal frame as local protection of superconducting films from thermomagnetic avalanches *AIP Adv.* **6** 035304
- [36] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T H and Yeshurun Y 2015 Substrate influence on dendritic flux instability in YBCO thin films *J. Supercond. Novel Magn.* **28** 379
- [37] Baruch-El E, Baziljevich M, Johansen T H, Shaulov A and Yeshurun Y 2018 Thickness dependence of dendritic flux avalanches in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films *J. Phys.: Conf. Ser.* **969** 012042

## 4. סיכום

בעבודה זו חקרנו את תופעת אי-היציבות התרמו-מגנטית במוליכי-העל. במסגרת המחקר נבחנו שלושה סוגים של מוליכי-על; מוליך העל בטמפרטורה גבוהה, YBCO, ומוליכי העל הקונבנציונליים,  $MgB_2$  ו-NbN.

לאחר שמצאנו דרך מקורית ליצירת פריצות שטף דנדריטיות באופן מבוקר ב-YBCO, וחשפנו כי פריצות השטף הדנדריטיות תחת חשיפה לשדה מגנטי מייצגות תופעה גלובלית הרלוונטית לכלל מוליכי העל, השתמשנו בטכניקת ההדמיה המגנטו-אופטית בכדי לבחון לראשונה את נכונותם של המודלים תאורטיים לאי-היציבות במוליך על בטמפרטורה גבוהה. תחילה נבחנו השפעת המצע עליו גודלה שכבת ה-YBCO. דגמי YBCO גודלו על ארבעה מצעים שונים, בעלי מוליכות חום שונה, ומכאן גם פיזור חום שונה בכל אחד מן הדגמים. פיזור חום נמוך יותר מבטא דיפוזית חום איטית יותר, ועל כן אי-יציבות גבוהה יותר על פי המודלים התאורטיים. תוצאות המחקר הראו כי אכן דגמי ה-YBCO על מצע ה-YSZ, בעל הולכת החום הנמוכה מבין הארבעה, היו הדגמים הפחות יציבים והציגו מפולות שטף בעת חשיפה לשינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני. שלושת המצעים האחרים הראו יציבות גבוהה יותר, ופריצות שטף דנדריטיות הושגו במצעים אלו רק לאחר הוספת פגמים מלאכותיים אשר מגבירים את עוצמת השדה הלוקלית, והיוו כמקור לפריצת השטף. עדות נוספת לנכונות המודלים נראתה בטמפרטורת הסף לאי-היציבות בדגמים השונים. טמפרטורת הסף אשר רק מתחתיה מתרחשת אי-היציבות הציגה התאמה להולכה התרמית של המצעים השונים כאשר אלו עם ההולכה הטובה יותר היו בעלי סף טמפרטורה נמוך יותר. מתוצאות אלו ניתן ללמוד כי קיים קשר הדוק בין הופעת אי-היציבות התרמו-מגנטית לבין המוליכות התרמית הכוללת של הדגם, זאת בהתאם לתאוריות המקובלות שעוסקות בנושא.

דגמי ה-YBCO על מצע ה-YSZ שימשו אותנו גם למחקר המעמיק יותר במסגרתו בחנו את ההשפעה של קצב שינוי השדה המגנטי החיצוני על יציבות הדגם בטמפרטורות מדידה שונות. הפרדיקציות התאורטיות בתחום הציגו את קצב הסף המינימלי,  $\dot{B}_{th}$ , מעליו צפויות להתרחש פריצות השטף הדנדריטיות אל מוליך-העל. תוצאות המדידה שלנו חשפו את תחום אי-היציבות ב-YBCO במישור  $\dot{B}_a - T$ , תוך הצגת השינויים במורפולוגית השטף הדנדריטי לעומק הפאזה הלא יציבה, ומציאת קצבי הסף לפריצות כתלות בטמפרטורת הדגם  $\dot{B}_{th}(T)$ . קצב הסף הנמדד הציג עלייה מונוטונית כתלות בטמפרטורת הדגם, והתאמה איכותית טובה עם הפרדיקציות התאורטיות. המחקר הציג גם את חשיבות קצב שינוי השדה לתופעת אי-היציבות, במיוחד בדגמים יציבים יחסית כמו ה-HTS. בנוסף הצגנו הסבר אפשרי ליציבותם הגבוהה יחסית של ה-HTS בהשוואה למוליכי העל הקונבנציונליים.

המודלים התאורטיים לאי-היציבות חזו גם כי דגמים עבים יותר עשויים להציג יציבות גבוהה יותר כנגד פריצות השטף הדנדריטיות. תוצאות המחקר הנ"ל הראו התאמה חלקית בלבד לתחזית זו. מחד, מורפולוגית השטף הדנדריטים בדגמים הדקים יותר הייתה מורכבת ומסועפת יותר, והמימד הפרקטלי המייצג את מידת אי-היציבות היה גבוה יותר בדגמים הדקים. מאידך,

תנאי הסף לפריצות השטף, לרבות טמפרטורת הסף, וקצב הסף המינימלי ליצירת פריצה לא הציגו מגמה מסוימת עם שינוי עובי השכבה מוליכת העל.

תוצאות המחקר בדגמי ה-YBCO חשפו תובנות חדשות במסגרת מחקרי אי-היציבות התרמו-מגנטית במוליכי העל, ובראשן חשיבות השפעת קצב השינוי של השדה המגנטי החיצוני. במסגרת המחקר בדקנו גם את השפעת קצב השינויים בשדה המגנטי החיצוני על היציבות התרמו-מגנטית במוליכי-על 'קונבנציונליים':  $MgB_2$  ו-NbN.

מוליך העל מסוג  $MgB_2$  הינו חומר אטרקטיבי מאוד ליישומים מוליכי-על בזכות מספר תכונות כגון עליות היצור הזולות, צפיפות זרם גבוהה, וטמפרטורה קריטית גבוהה יחסית. מנגד, נטייתו של ה- $MgB_2$  לחוות אי-יציבות בחשיפה לשדות מגנטיים מעיבה על אטרקטיביות החומר, ועשויה להפריע לתפקוד השטף של יישומים אלו. מחקרי עבר שבוצעו בפילמים של  $MgB_2$  הציגו כי טמפרטורת הסף לאי-היציבות בדגמים אלו תחת חשיפה לשינויים בשדה הייתה  $10\text{ K}$ . אולם במסגרת המחקר חשפנו כי תחת שינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני, מוליך העל הנ"ל יכול לחוות אי-יציבות עד לטמפרטורה של  $23\text{ K}$ , תוצאה גבוהה משמעותית בהשוואה לעבודות העבר. תוצאות אלו חושפות כי יש לנקוט באמצעי זהירות למניעת מפולות השטף ב- $MgB_2$  גם בתחומי טמפרטורות אשר נחשבו ליציבות עד כה. יתרה מכך, גם ביישומים מבוססי  $MgB_2$  המקוררים באמצעות מימן נוזלי ואשר מושכים עניין רב לאחרונה קיימת סכנה להתרחשות של אי-היציבות ויש להעריך בהתאם.

מוליך-על נוסף שנחקר במסגרת בחינת אי-היציבות התרמו-מגנטית הוא ה-NbN. בדומה ל- $MgB_2$ , גם ה-NbN הינו שימושי לאפליקציות מבוססות מוליכי-על, וגם כאן מחקרי העבר הראו סף טמפרטורה נמוך תחתיו עשויה להתרחש תופעת אי-היציבות התרמו-מגנטית בחומר. מחקרים אלה הראו גם שאי היציבות מוגבלת בין שני 'שדות סף' - מעל שדה סף מינימלי,  $B_1^{th}$ , ומתחת לשדה סף מקסימלי,  $B_2^{th}$ . במסגרת המחקר הנוכחי נמצא כי שינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני גורמים להרחבה משמעותית ביותר של תחום אי-היציבות: טמפרטורת הסף הוכפלה ותחום השדות הורחב מאד. כך, לדוגמא, נצפתה תלות לינארית עולה בין השדה הסף המקסימלי  $B_2^{th}$ , לבין עליות קצב שינוי השדה המגנטי החיצוני. תוצאה זו הציגה התאמה טובה מאוד עם ניבויים תאורטיים עדכניים לתופעת אי-היציבות.

כלל התוצאות אשר נחשפו במסגרת עבודת מחקר זו הן בעלות חשיבות גם מנקודת מבט אפליקטיבית. אי-היציבות התרמו מגנטית עשויה להפריע לתפקוד השטף של יישומים מבוססי מוליכי-על תוך יצירת חימום מוגבר, ואף יצירת נזק בלתי הפיך לחומר כפי שקורה בדגמי ה-YBCO. על כן הכרת הגורמים לתופעת אי-היציבות, וכן התחומים בהן עשויה להתרחש התופעה במוליכי-העל השונים, הם בעלי חשיבות עליונה בפן האפליקטיבי. המחקר חשף מאפיינים נוספים העשויים להביא לאי-היציבות כדוגמת שינויים מהירים בשדה המגנטי החיצוני או פגמים מלאכותיים אשר מביאים להגברת השדה הלוקלי. בנוסף נחשפו תחומי אי-יציבות תחת טמפרטורות ושדות מגנטיים אשר נחשבו ליציבים בעבר. ברור גם שבעת תכנון אפליקציות עתידיות בעזרת מוליכי-על יש לשים דגש על פיזור החום ביישום האפליקטיבי, ולבחור חומרים שיוכלו לפזר את החום היטב ובכך למנוע מפולות שטף בלתי צפויות. כמו כן כדאי לבחון אפשרות לבחירה של

שכבה מוליכת-על עבה יותר, אשר עשויה גם היא לסייע במניעת מפולות השטף. תוצאות המחקר חייבות להילקח בחשבון בכל תכנון עתידי של אפליקציות המבוססות על מוליכי-העל השונים.



- [1] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity: Second Edition* (Dover Publications, 2004), p. 148-190.
- [2] A. A. Abrikosov, Soviet Physics - JETP **5**, 1174 (1957).
- [3] C. P. Bean, Physical Review Letters **8**, 250 (1962).
- [4] C. P. Bean and J. D. Livingston, Physical Review Letters **12**, 14 (1964).
- [5] R. Surdeanu, R. Wijngaarden, E. Visser, J. Huijbregtse, J. Rector, B. Dam, and R. Griessen, Physical Review Letters **83**, 2054 (1999).
- [6] E. Altshuler and T. Johansen, Reviews of Modern Physics **76**, 471 (2004).
- [7] T. H. Johansen, M. Baziljevich, D. V. Shantsev, P. E. Goa, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, M.-S. Kim, and S. I. Lee, EPL (Europhysics Letters) **59**, 599 (2002).
- [8] J. Albrecht, A. Matveev, M. Djupmyr, G. Schütz, B. Stuhlhofer, and H.-U. Habermeier, Applied Physics Letters **87**, 182501 (2005).
- [9] D. V. Denisov *et al.*, Physical Review Letters **97**, 077002 (2006).
- [10] M. Baziljevich, A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, E. Altshuler, T. H. Johansen, and S. I. Lee, Physica C: Superconductivity **369**, 93 (2002).
- [11] A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, and S. I. Lee, Applied Physics Letters **80**, 4588 (2002).
- [12] I. A. Rudnev, S. V. Antonenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, Cryogenics **43**, 663 (2003).
- [13] C. A. Durán, P. L. Gammel, R. E. Miller, and D. J. Bishop, Physical Review B **52**, 75 (1995).
- [14] E. Altshuler *et al.*, Physical Review B **70**, 140505 (2004).
- [15] I. A. Rudnev, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, Applied Physics Letters **87** (2005).
- [16] S. C. Wimbush, B. Holzapfel, and C. Jooss, Journal of Applied Physics **96**, 3589 (2004).
- [17] M. Menghini, R. J. Wijngaarden, A. V. Silhanek, S. Raedts, and V. V. Moshchalkov, Physical Review B **71**, 104506 (2005).
- [18] T. H. Johansen and D. V. Shantsev, *Magneto-Optical Imaging* (Springer, 2004).

- [19] Å. A. F. Olsen, T. H. Johansen, D. Shantsev, E.-M. Choi, H.-S. Lee, H. J. Kim, and S.-I. Lee, *Physical Review B* **74**, 064506 (2006).
- [20] M. Baziljevich, A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, E. Altshuler, T. H. Johansen, and S. I. Lee, *Physica C: Superconductivity* **369**, 93 (2002).
- [21] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, and S. Herminghaus, *Physical Review Letters* **71**, 2646 (1993).
- [22] V. Bujok, P. Brüll, J. Boneberg, S. Herminghaus, and P. Leiderer, *Applied Physics Letters* **63**, 412 (1993).
- [23] U. Bolz, B. Biehler, D. Schmidt, B. U. Runge, and P. Leiderer, *EPL (Europhysics Letters)* **64**, 517 (2003).
- [24] M. Baziljevich, E. Baruch-El, T. H. Johansen, and Y. Yeshurun, *Applied Physics Letters* **105**, 012602 (2014).
- [25] D. V. Denisov *et al.*, *Physical Review Letters* **97**, 077002 (2006).
- [26] R. G. Mints and A. L. Rakhmanov, *Reviews of Modern Physics* **53**, 551 (1981).
- [27] I. S. Aranson, A. Gurevich, M. S. Welling, R. J. Wijngaarden, V. K. Vlasko-Vlasov, V. M. Vinokur, and U. Welp, *Physical review letters* **94**, 037002 (2005).
- [28] D. V. Denisov, A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **73**, 014512 (2006).
- [29] E. E. Dvash, I. Shapiro, and B. Y. Shapiro, *Physical Review B* **80**, 134522 (2009).
- [30] V. V. Yurchenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, M. R. Nevala, I. J. Maasilta, K. Senapati, and R. C. Budhani, *Physical Review B* **76**, 092504 (2007).
- [31] J. I. Vestgård, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **84**, 054537 (2011).
- [32] J. I. Vestgård, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Superconductor Science and Technology* **26**, 055012 (2013).
- [33] E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. Johansen, and Y. Yeshurun, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **28**, 379 (2015).
- [34] R. G. Mints and E. H. Brandt, *Physical Review B* **54**, 12421 (1996).
- [35] A. Gurevich, *Applied Physics Letters* **78**, 1891 (2001).
- [36] M. Friesen and A. Gurevich, *Physical Review B* **63**, 064521 (2001).
- [37] E. Baruch-El, M. Baziljevich, B. Y. Shapiro, T. H. Johansen, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **94**, 054509 (2016).

- [38] E. Baruch-El, M. Baziljevich, T. H. Johansen, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, in *Journal of Physics: Conference Series* (IOP Publishing, 2018), p. 012042.
- [39] V. S. Vysotsky *et al.*, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **23**, 5400906 (2013).
- [40] X. Wang, J. Yang, L. Chen, and J. He, *Energies* **10**, 185 (2017).
- [41] P. Leys, M. Klaeser, C. Ruf, and T. Schneider, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **26**, 1 (2016).
- [42] K. Smirnov, A. Divochiy, Y. Vakhtomin, P. Morozov, P. Zolotov, A. Antipov, and V. Seleznev, *Superconductor Science and Technology* **31**, 035011 (2018).
- [43] S. Krause, D. Meledin, V. Desmaris, A. Pavolotsky, H. Rashid, and V. Belitsky, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **8**, 365 (2018).
- [44] J. I. Vestgård, Y. Galperin, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **93**, 174511 (2016).
- [45] V. Yurchenko, D. Shantsev, T. H. Johansen, M. Nevala, I. Maasilta, K. Senapati, and R. Budhani, *Physical Review B* **76**, 092504 (2007).
- [46] A. Qviller, V. Yurchenko, K. Eliassen, J. Vestgård, T. H. Johansen, M. Nevala, I. Maasilta, K. Senapati, and R. Budhani, *Physica C: Superconductivity* **470**, 897 (2010).
- [47] M. R. Koblischka and R. J. Wijngaarden, *Superconductor Science and Technology* **8**, 199 (1995).
- [48] L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko, Y. A. Ossip'yan, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C: Superconductivity* **203**, 149 (1992).
- [49] A. A. Polyanskii, X. Y. Cai, D. M. Feldmann, and D. C. Larbalestier, in *Nano-Crystalline and Thin Film Magnetic Oxides*, edited by I. Nedkov, and M. Ausloos (Springer Netherlands, 1999), pp. 353.
- [50] G. Pål Erik, H. Harald, B. Michael, I. y. Eugene, L. G. Peter, and H. J. Tom, *Superconductor Science and Technology* **14**, 729 (2001).
- [51] D. Giller, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Physical Review Letters* **84**, 3698 (2000).
- [52] D. Giller, B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Journal of Applied Physics* **89**, 7481 (2001).
- [53] D. Giller, B. Y. Shapiro, I. Shapiro, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **63**, 220502 (2001).
- [54] B. Kalisky, D. Giller, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **67**, 140508 (2003).

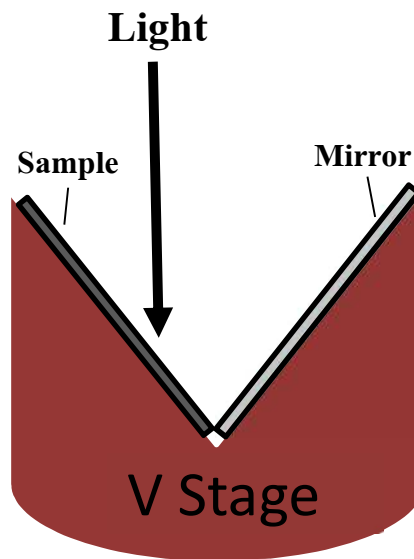
- [55] B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Journal of Applied Physics* **93**, 8659 (2003).
- [56] B. Kalisky, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **68**, 012502 (2003).
- [57] B. Kalisky, Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **68**, 224515 (2003).
- [58] B. Kalisky, D. Giller, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **72**, 014531 (2005).
- [59] B. Kalisky, Y. Myasoedov, A. Shaulov, T. Tamegai, E. Zeldov, and Y. Yeshurun, *Physical Review Letters* **98**, 107001 (2007).
- [60] B. Kalisky, A. Shaulov, Y. Myasoedov, E. Zeldov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Physica C: Superconductivity* **460–462, Part 2**, 1210 (2007).
- [61] D. Barness, Ph. D., Bar Ilan University, 2009.
- [62] M. Baziljevich, T. H. Johansen, H. Bratsberg, Y. Shen, and P. Vase, *Applied Physics Letters* **69**, 3590 (1996).
- [63] T. H. Johansen *et al.*, *EPL (Europhysics Letters)* **59**, 599 (2002).
- [64] C. J. van der Beek, S. Colson, M. V. Indenbom, and M. Konczykowski, *Physical Review Letters* **84**, 4196 (2000).
- [65] N. Avraham, E. H. Brandt, G. P. Mikitik, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, and T. Tamegai, *Physical Review B* **77**, 214525 (2008).
- [66] M. Baziljevich, D. Barness, M. Sinvani, E. Perel, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Review of Scientific Instruments* **83** (2012).
- [67] D. Giller, *Disorder-induced vortex phase transition in high-temperature superconductors* (Bar-Ilan University, 2002).
- [68] B. Utz, R. Semerad, M. Bauer, W. Prusseit, P. Berberich, and H. Kinder, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **7**, 1272 (1997).
- [69] S. Shinde, S. Ogale, R. Greene, T. Venkatesan, P. C. Canfield, S. L. Bud'ko, G. Lapertot, and C. Petrovic, *Applied Physics Letters* **79**, 227 (2001).
- [70] A. Matveev, J. Albrecht, M. Konuma, G. Cristiani, Y. Krockenberger, U. Starke, G. Schütz, and H. Habermeier, *Superconductor Science and Technology* **19**, 299 (2006).
- [71] L. Kang *et al.*, *Journal of Applied Physics* **109**, 033908 (2011).
- [72] X. Jia *et al.*, *Superconductor Science and Technology* **27**, 035010 (2014).

[73] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to magnetic materials* (John Wiley & Sons, 2011), p. 288-290.

[74] V. Mor, Ph.D. Thesis, Department of Physics, Bar-Ilan University, Israel, 2015.

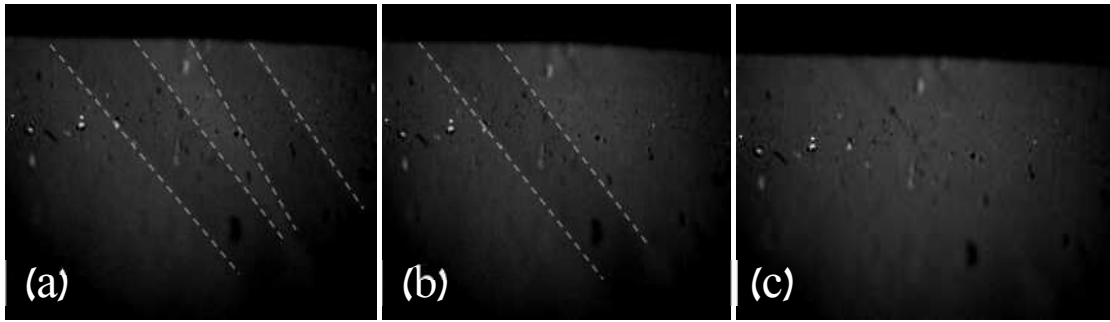
## 6. נספח I: הדמיה מגנטו-אופטית של חומרים פרומגנטיים

מערכת המדידה המגנטו-אופטית מאפשרת לעשות הדמיה לוקלית של המגנטיזציה בדגם ועל כן מהווה גם כאמצעי מדידה למיפוי המומנט המגנטי בחומרים פרומגנטיים. ניתן למדוד דגמים העשויים מחומרים פרומגנטיים הן באמצעות אפקט פאראדיי תוך שימוש באינדיקטור, והן באמצעות אפקט קר (Kerr) [73]. אפקט קר מבטא גם הוא אינטראקציה בין האור המקוטב לבין השדה המגנטי, אך ההבדל בין שני המקרים הוא שבאפקט זה מתרחש שינוי בזווית קיטוב האור בעקבות החזרה מהמשטח המגנטי ולא עקב מעבר בתוך השכבה המגנטית. בטכניקה זו ניתן למדוד את רכיב המומנט המגנטי הנמצא בתוך מישור הדגם אך בתנאי כי ישנו רכיב מקביל של השדה המגנטי ושל האור הפוגע בדגם. כלומר, בכדי לראות את המומנט המגנטי האופקי באמצעות מערכת המדידה שלנו יש צורך להכניס שינוי במערכת כך שהאור לא יגיע במאונך לפני להדגם. על כן נבנתה במה בצורת V המוצמדת לאצבע הקרה, ואליה מוצמד הדגם כך שהוא מונח בזווית של 45 מעלות ביחס לאור הפוגע (איור A.1). האור הפוגע בדגם ממשיך אל מראה המונחת ב-90 מעלות ביחס לדגם וחוזר אל עדשת האובייקטיב.



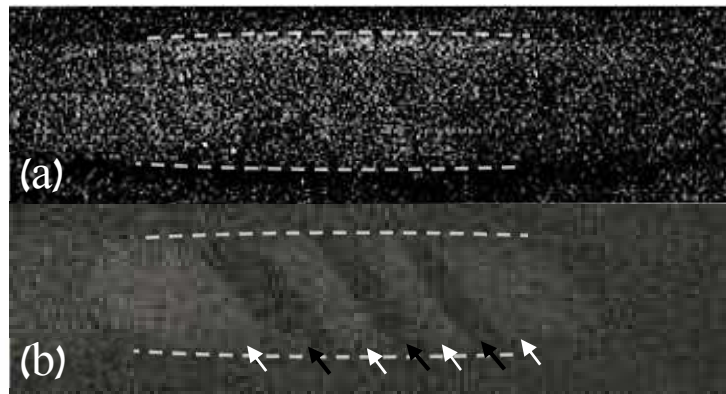
איור A.1: במה בצורת V המשמשת עבור מדידה באמצעות אפקט קר. האור המגיע מעדשת האובייקטיב פוגע בדגם בזווית של 45 מעלות, ממשיך אל המראה הנמצאת בצד הנגדי של הבמה, וחוזר בחזרה כלפי מעלה אל האובייקטיב.

דוגמא להדמיה מגנטו-אופטית של דומיינים מגנטיים ניתן לראות במדידות שעשינו על דגמי Permalloy. ה-Permalloy הוא תרכובת של כ-80 אחוז ניקל עם כ-20 אחוז ברזל. לדגמי ה-Permalloy יש בדרך כלל תכונות מגנטיות חיוניות כגון פרמבלייות גבוהה, שדות היפוך נמוכים יחסית, העדפה צירית בולטת וכו', אשר הופכים את החומר לרלוונטי מאוד לשימוש ביישומים כגון סנסורים, אמצעי מדידה לאחסון ולקריאת נתונים, יישומי לוגיקה מגנטית ועוד. במסגרת המחקר השתמשתי במערכת המגנטו-אופטית בכדי לדמות את הדומיינים המגנטיים בדגמי ה-Permalloy. איור A.2 מציג דוגמא לפילם Permalloy בעובי של 200 nm הנמדד בטמפרטורת החדר תחת חשיפה לשדה מגנטי של 5 G במקביל למישור הדגם.



איור A.2: הדמיה מגנטו-אופטית בפילם Permalloy. (a) ניתן לראות שני דומיינים שכיוונם הפוך מכיוון המגנטיזציה ביתר הפילם. (b) הדומיין הימני התהפך בהתאמה לשאר הפילם. (c) המגנטיזציה בפילם כולו היא בכיוון אחיד. הפסים המקווקים הם סימונים לגבולות של כל דומיין.

איור A.2 מציג הדמיה מגנטו-אופטית בה ניתן לראות דומיינים מגנטיים בפילם Permalloy. רגע לפני הפעלת השדה החיצוני ניתן לראות שני דומיינים המכוונים בכיוון הפוך ליתר המגנטיזציה בפילם. לאחר הפעלת שדה של 5 G הדגם רוצה להתהפך כולו לכדי מגנטיזציה אחידה. תחילה ניתן לראות כי הדומיין הימני התהפך בהתאמה לשאר הפילם, ובשלב הסופי ניתן לראות כי המגנטיזציה בפילם כולו מצביעה באותו הכיוון. על בסיס פילמים אלו, קבוצת המחקר בראשותו של פרופ' ליאור קליין ייצרה דגמים בצורת אליפסה השתמשו לבחינת גבול הרזולוציה של סנסורים מבוססי אפקט הול משטחי [74]. אליפסות אלו נמדדו גם הן באמצעות המערכת המגנטו-אופטית שלנו. איור A.3 מציג דוגמה למדידת אליפסה באמצעות אפקט פאראדיי עם שימוש באינדיקטור והן אמצעות אפקט קר.



איור A.3: הדמיה מגנטו-אופטית של אליפסת Permalloy. (a) הדמיה באמצעות אפקט פאראדיי בה ניתן לראות את הקיר הבהיר בקצה העליון של האליפסה ואת הקיר הכהה בקצה התחתון של האליפסה. (b) הדמיה באמצעות אפקט קרר בה ניתן לראות את הדומיינים באליפסה. הפסים המקווקים מסמנים את גבולות האליפסה והחיצים מצביעים על הדומיינים הפוכים בכיוונם.

באיור A.3 ניתן לראות הדמיה של אליפסת ה-Permalloy באמצעות אפקט פאראדיי. ניתן לראות כי כאשר האליפסה היא בעלת דומיין יחיד המצביע כולו בכיוון אחיד מתקבלים שני קירות בקצות האליפסה המצביעים בכיוונים הפוכים; האחד אל תוך המישור (בהיר) והשני אל מחוץ למישור הדגם (כהה). לא ניתן לראות את הדומיינים עצמם באמצעות אפקט פאראדיי כיוון שהם נמצאים בתוך מישור הדגם. לעומת זאת באיור A.3(b) ההדמיה המגנטו-אופטית היא באמצעות

אפקט קר. במקרה זה ניתן לראות כי האליפסה איננה בעלת מגנטיזציה אחידה בכל האליפסה אלא ישנם מספר דומיינים בכיוונים הפוכים.

אם כן, באמצעות מערכות המדידה המגנטו-אופטיות שלנו יש אפשרות לעקוב אחר שינויים במגנטיזציה של חומרים פרומגנטיים. אולם מערכות המדידה האופטיות הללו לא מאפשרות מעקב אחר דינמיקה מהירה. זמן החשיפה המינימלי הנדרש לצורך איסוף סיגנל מספק בעבור זיהוי של שינוי לוקלי בעוצמת האור לאחר החזרה מהדומיינים המגנטיים היה  $1 \text{ ms}$  ~ (קצב צילום של 1000 תמונות לשנייה). מתחת לזמן זה איכות התמונה שהתקבלה לא אפשרה לאמוד את מצב הדומיינים המגנטיים בדגם ולמפות את המגנטיזציה בדגם. כמובן שגם מעקב אחר תנועת דומיינים בסקלות זמן קצרות מ- $1 \text{ ms}$  לא תתאפשר במערכות הנ"ל.

לסיכום, לראשונה במעבדתנו נפתחה האפשרות למדידות של דומיינים מגנטיים בחומרים פרומגנטיים. מערכות המדידה המגנטו-אופטיות בעזרתן ניתן למפות את המומנט המגנטי המאוּנֶךְ למישור הדגם בעזרת אפקט פאראדיי, מסוגלות כעת למדוד ולמפות גם את המומנט המגנטי הלוקלי בתוך מישור הדגם. שימוש בבמה עבור הדגם מאפשרת פגיעה של האור בדגם בזווית של 45 מעלות, והאור החוזר משנה את קיטובו לפי אפקט קרר. בטכניקה זו אנו מסוגלים כעת למפות את המומנט המגנטי הלוקלי המקביל למישור הדגם, ולמפות את הדומיינים בחומרים הפרומגנטיים.



## Abstract

Magnetic flux penetration into type-II superconductors usually results in a uniform and smooth flux front. Yet, under certain conditions, the flux front may become thermomagnetically unstable, exhibiting non-equilibrium dendritic flux patterns. These flux structures have been observed by magneto-optical (MO) imaging in a number of conventional superconducting films such as Nb, NbN, Nb<sub>3</sub>Sn, YNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C, Pb, and MgB<sub>2</sub>.

The phenomenon reflects a thermomagnetic breakdown of the superconductor, occurring when a fluctuation weakens the pinning of some vortices, causing them to move and locally heat the material, thus reducing the pinning even further, promoting motion of more vortices. Such a runaway scenario is expected in all type-II superconductors and yet, films of high-temperature superconductors (HTSs) exposed to magnetic fields did not exhibit dendritic flux patterns, even at high fields.

We proposed an alternative experimental approach to generate dendritic avalanches in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> (YBCO), a high-temperature superconductor. The instability was triggered by a fast ramping rate (up to 3 kT/s) of the external magnetic field, and thus it allows the first examination of relevant theoretical models in HTS. Exploiting this success in triggering dendritic instabilities in YBCO, we traced the crossover from smooth, gradual flux penetration to dendritic avalanches, by changing both temperature,  $T$ , and field ramp rate,  $\dot{B}_a$ . Moreover, we experimentally determined the borderline in the  $\dot{B}_a - T$  plane separating regions of these two types of flux penetration modes. Our experimental results showed an increase of a threshold ramp rate,  $\dot{B}_{th}$ , required to trigger an instability with the increase of temperature. Theoretical predictions by Aranson *et al.* were consistent with our results. Based on the above theories we also proposed an explanation as to why the HTSs are more stable than many conventional superconductors. In addition, we compared and discussed the morphology of the dendritic flux structures as it changes with the field ramp rate and temperature.

This research work was extended to investigate the effect of the substrate thermal conductivity on the overall sample stability. The YBCO films were grown on four different substrates: Yttrium stabilized zirconia (YSZ), SrTiO<sub>3</sub>, MgO, and Sapphire. The substrate thermal conductivity is a key parameter of the sample heat diffusion, thus samples with low thermal conductivity were more favored to the occurrence of the avalanches.

Additionally, we studied the effect of the YBCO films thickness on the flux instability. The theoretical models suggest that thicker films should exhibit an improved stability against the flux avalanches. This suggestion was experimentally examined within our research, and only a partial agreement was found. The threshold ramp rate values do not show any clear trend as the film thickness varies. Yet, the results displayed

a change in the dendritic flux morphology for the different thickness; the thinner films displayed well-developed dendritic patterns, while the thicker ones exhibited few avalanches with favored branch directions parallel to the film's edges. Several possible explanations for this behavior were discussed.

Within the present research work, we also investigated the thermo-magnetic instability in the conventional superconductors MgB<sub>2</sub> and NbN. MgB<sub>2</sub> is a promising material for superconducting applications as various characteristics ensure the considerable attractiveness of this material, including its low cost, high critical current density, and its relatively high critical temperature  $T_c=39$  K. Nevertheless, the dendritic flux avalanches strongly challenge the use of this material in practical applications. Previous studies in MgB<sub>2</sub> films exposed to magnetic fields have shown the occurrence of the avalanches at temperatures below  $T\sim 10$  K. Our research revealed that films of MgB<sub>2</sub> exposed to a fast-ramped magnetic field display a dendritic flux instability at elevated temperatures, up to 23 K. Such instability can, therefore, cause malfunctioning of practical devices based on MgB<sub>2</sub> films even when operating at liquid hydrogen temperature.

NbN films are also considered attractive for practical devices as these films are in use for applications such as single-photon detectors and hot electron bolometers. Our MO measurements revealed that as the magnetic ramp rate of the external field increases, the temperature and field range of the instability extends significantly. In particular, the lower and upper threshold fields that bound the field range for dendritic instability are affected. The upper field is found to increase linearly with the applied field sweep rate, a behavior that is discussed in terms of a recent theoretical work.

The results described in the present dissertation revealed phenomena which are significant to the basic characterization and understanding of dendritic flux avalanches. The experimental results are also significant from an application point of view. When a superconductor is considered for an application, it is crucially important that the material shows electromagnetic stability and predictable behavior. Obviously, flux avalanches jeopardize the normal functioning of such devices. Our results reveal the occurrence of the thermo-magnetic instability at ranges that so far were considered as stable against flux avalanches. In addition, this research proposes possible ways of coping, at least partially, with the flux instability challenge. For example, a proper choice of a substrate may reduce dramatically the problem by increasing the heat transfer from the film. Another solution may be based on the dependence of the instability on the film thickness; thicker films should display better stability. For these reasons, the results and conclusions of our research provide a crucial information in future designing of superconducting based practical devices.

## Table of contents

Hebrew Abstract .....	⌘
1. Introduction.....	3
1.1 Theory of thermo-magnetic instability .....	6
1.2 Thermo-magnetic instability in YBCO.....	7
1.3 Thermo-magnetic instability in MgB <sub>2</sub> .....	9
1.4 Thermo-magnetic instability in NbN.....	10
2. Metodology .....	14
2.1 The magneto-optical system.....	14
2.2 System set-up.....	16
2.3 Data Analysys.....	20
2.4 YBCO, MgB <sub>2</sub> , and NbN films .....	23
3. Manuscripts.....	25
3.1 .....	25
Substrate Influence on Dendritic Flux Instability in YBCO Thin Films .....	25
3.2 .....	30
Dendritic flux instabilities in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> films: Effects of temperature and magnetic field ramp rate.....	30
3.3 .....	37
Thickness dependence of dendritic flux avalanches in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> films.....	37
3.4 .....	44
Dendritic flux instability in MgB <sub>2</sub> films above liquid hydrogen temperature .....	44
3.5 .....	50
Magnetic flux instability in NbN films exposed to fast field sweep rates .....	50
4. Summary .....	57
5. References .....	60
6. Appendix I. Magneto-optics imaging of ferromagnetic materials.....	65
English Abstract.....	I

This work was carried out under the supervision of

**Prof. Yosef Yeshurun**

Department of Physics, Bar-Ilan University



# **Thermo-magnetic Instability in Superconducting Materials**

Elran Baruch-El

Departments of Physics

Ph.D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat-Gan, Israel

November, 2018



# **Thermo-Magnetic Instability in Superconducting Materials**

Elran Baruch-El

Departments of Physics

Ph.D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat-Gan, Israel

November, 2018