

הפסדי אנרגיה AC בחוטי MgB_2 מוליכי-על

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה"
מאת:

יעקב ניקולשין

המחלקה לפיזיקה

הוגש לסנט של אוניברסיטת בר-אילן, רמת גן

ניסן תשע"ט



הפסדי אנרגיה AC בחוטי MgB_2 מוליכי-על

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה"
מאת:

יעקב ניקולשין

המחלקה לפיזיקה

הוגש לסנט של אוניברסיטת בר-אילן, רמת גן

ניסן תשע"ט

עבודה זו נעשתה בהדרכתו של
פרופ' יוסף ישורון
מן המחלקה לפיזיקה של אוניברסיטת בר-אילן

תוכן עניינים

א.....	תקציר
1.....	1. מבוא
3.....	1.1. אופי פעולת ה-SMES
6.....	1.2. מבנה חוט מוליך-על ליישומי זרם חזק
9.....	1.3. המקורות להפסדי AC בחוט מוליך על
11.....	1.4. חזית המחקר בתחום של מדידות הפסדי AC
13.....	2. מתודולוגיה
13.....	2.1. מערכת מדידה
15.....	2.2. סימולציות
20.....	3. רשימת פרסומים
	3.1. Design and testing of a system for measuring high-frequency AC losses in
24.....	superconducting wires and coils carrying DC and AC currents
37.....	3.2. ...Monel contribution to AC losses in MgB ₂ wires in frequencies up to 18 kHz
44.....	3.3. AC losses in MgB ₂ wires and tapes in frequencies up to 18 kHz
	3.4. Effect of Magnetic Sheath on Filament AC Losses and Current Distribution in
49.....	MgB ₂ Superconducting Wires: Numerical Analysis
66.....	4. סיכום
69.....	5. מקורות
I.....	Abstract

תקציר

חוטים מוליכי-על המיועדים ליישומי זרם גבוה הם בעלי מבנה מורכב. הם עשויים מפילמנטים דקים, שכל אחד מהם מצופה בשכבה המגינה מפני דיפוזיה של חמצן לתוכו. כל הפילמנטים שזורים תוך כדי פיתול והם מוטמעים יחד בתוך מעטפת מתכתית המספקת לחוט חוזק מכני. חוטים אלו משמשים ליצירת סלילים בהם הזרם מוליך העל יוצר שדה מגנטי במרחב, שדה המשמש ליישומים שונים כמו אגירת אנרגיה והעברתה או הגבלת זרמי קצר. בכל יישומי הזרם הגבוה, מוליך העל חשוף לתנאי עבודה ייחודיים היוצרים בו הפסדים וכתוצאה מכך חימום העלול לסכן את ביצועי ההתקן.

אפיון ההפסדים בחוטים אלה מהווה אתגר מדעי וטכנולוגי. התרומה להפסדים מגיעה מכל אחד מרכיבי החוט שתוארו לעיל. בתחומי טמפרטורה, זרם, שדה, אמפליטודה ותדר שונים תהייה תרומה דומיננטית לרכיב אחר ו/או למנגנון יצירת הפסדים אחר. בהינתן מורכבות זו, אפיון והבנת התרומה של כל רכיב וכל מנגנון הוא קריטי ובעל השפעה חשובה ביותר לתכנון עתידי של התקנים מוליכי-על.

עבודה זו מתמודדת עם האתגר בשני אופנים מקבילים: בעזרת פיתוח מערכת ניסיונית ייחודית המאפשרת מדידה ישירה של ההפסדים בתנאים המיוחדים הנדרשים ובעזרת סימולציות השופכות אור על ההתנהגות המיקרוסקופית של כל אחד מרכיבי החוט בנפרד. עבודת המחקר התמקדה בתנאי עבודה המחקרים מצב בו זרם ישר גבוה, DC, זורם בחוט או בסליל ועליו מורכב בסופרפוזיציה זרם חילופין AC בתדר גבוה המהווה אדווה הנוצרת ממיתוג הסליל/החוט. תנאי עבודה כאלו אופייניים להתקני אגירת אנרגיה אלקטרומגנטית (SMES) הנמצאים בתהליכי פיתוח בעולם. העבודה המתוארת כאן משלימה ידע חסר בספרות המדעית הן בהיבט הניסיוני והן בהבנת התנהגות החוטים.

במסגרת העבודה נבנתה מערכת ייחודית, ראשונה מסוגה בעולם, למדידת הפסדים בחוטים ובסלילים, ובתנאים של זרם ישר וזרם חילופי בתדר גבוה המורכבים זה על זה. בנוסף, הקירור של המערכת מבוסס על שימוש בקריו-קולרים ולא בנוזלים קריוגניים, כדי לאפשר מדידות במצב דומה ככל האפשר להתקני זרם גבוה מודרניים המבוססים על מוליכי-על. המדידות במערכת התמקדו בחוטי MgB_2 שהתקבלו משיתופי פעולה עם יצרני החוטים המובילים בעולם. נחקרו חוטים בעלי גיאומטריות ומידות שונות, מספר פילמנטים שונים ומעטפות מגנטיות ולא-מגנטיות. תוצאות המדידה והסימולציות הראו שהמעטפת המגנטית תורמת תרומה דומיננטית להפסדים ומשפיעה משמעותית על התפלגות הזרם וההפסדים בתוך הפילמנטים מוליכי העל באמצעות השפעתה על התפלגות השדה המגנטי סביב הפילמנט ובתוכו. השפעתה של המעטפת יורדת כשהיא מתקרבת לרוויה מגנטית. הרחבה של התוצאות לסימולציות עבור סליל בו כל מקטע חוט חווה גם את השדה המגנטי הנוצר מליפופים שכנים הראתה כי במקרה כזה פיתול החוטים ויצירת צימוד בין פילמנטים הופך להיות קריטי ליישומם. התפלגות השדה בסליל, בהיותה אי-הומוגנית, תיצור תמיד אזורים בהם מעטפת חוט העשויה מחומרים מגנטיים תתרום תרומה מקומית גבוהה ליצירת הפסדים ועלולה לסכן את הסליל כולו באם לא תטופל כראוי לניקוז החום.

עבודת המחקר המוצגת כאן הינה צעד הכרחי בדרך למימוש התקנים מוליכי-על עבור יישומי זרם גבוה והיא מאפשרת ייצור של חוטים מתקדמים המיועדים לשימוש ספציפי, תכנון נכון של סלילים למזעור הפסדים ותכנון מרחבי אופטימלי המאפשר ניקוז נכון של ההפסדים כך שהתקני זרם גבוה יוכלו להיות ממומשים בעזרת קירור בהולכה החופשי כמעט לגמרי מתחזקה.

1. מבוא

צריכת האנרגיה העולמית בשנת 2015 עמדה על 175,000 TWh [1] והיא הולכת וגדלה כל שנה. בפועל, רק כ-70 אחוז מהאנרגיה המיוצרת מנוצלת והשאר יורד לטמיון. בהינתן שמאגרי הדלק המאובנים בכדור הארץ הולכים ומתדלדלים ומנגד האוכלוסייה הולכת וגדלה, קשה להפריז בחשיבותה של יעילות ההפקה, ההעברה והצריכה של האנרגיה. במדינות מפותחות, כשליש מהאנרגיה מנותב לתעשייה אשר לרוב משתמשת בה במנועים כבדים. כשמפיקים אנרגיה חשמלית רוב ההפסדים נובעים מהיעילות הנמוכה של המעגל התרמודינמי בתהליך שריפת דלקים מאובנים. בנוסף, כ-8% מהאנרגיה החשמלית המיוצרת בתחנות הכוח מתבזבזת בגלל התנגדות החוטים והופכת לחום בתהליך העברת האנרגיה לצרכן. למעשה, ההתנגדות החשמלית גורמת להפסדים גם בגנרטורים שמייצרים את האנרגיה החשמלית, במנועים ובשנאים ועל ידי כך מקטינה את היעילות הכללית. כל האנרגיה המבזבזת הופכת לאנרגיה חום הנפלטת לסביבה ולעתים אף נדרשת אנרגיה נוספת על מנת לסלק את החום מאותה מערכת.

מוליכות-על מציעה התנגדות אפסית (או מאוד נמוכה) לזרם חשמלי. מעבר פאזה למצב מוליכות-על ולהתנגדות אפס קורה כאשר החומר מקורר ל"טמפרטורה הקריטית", T_c . מכאן מתבקש שימוש במוליכות-על כאמצעי היכול להקטין באופן דרמטי את ההפסדים ההתנגדתיים ולשפר משמעותית את היעילות של מערכת החשמל. בנוסף, מוליכי-על יכולים לשאת זרם בסדרי גודל גבוהים יותר מאשר מוליכים קונבנציונליים כמו נחושת או אלומיניום. אולם, היעילות של מוליכי העל נפגמת בצורה משמעותית כאשר הזרם הזורם דרכם איננו זרם ישר (DC) אלא זרם חילופין (AC). כל שינוי, אפילו קטן, בזרם ו/או בשדה מגנטי גורם לתנועה פלסטית של קווי שטף מגנטי במוליך-על מסוג II [2], [3] וכתוצאה מתנועה זו נוצרים הפסדי אנרגיה (AC losses) שהופכים לחום. למרות שעדיין מדובר בהפסדים קטנים בהרבה מאלו שנוצרים במוליכים רגילים, מוליכי-על מאוד רגישים לשינויים קטנים בטמפרטורה והחום הנוצר מהפסדים אלו עלול לפגוע בביצועיהם. בנוסף, הספק הקירור של המערכת המקררת את מוליך העל לטמפרטורות קריוגניות מאד נמוכה. השילוב של הספק

קירור נמוך יחד עם הרגישות הגבוהה של הביצועים לטמפרטורה, עלול לגרום למשוב חיובי של עליית טמפרטורה הנקרא "ברייחה תרמית" (thermal runaway). במצב זה מוליך העל יתחמם במהירות בהשפעת הזרם, יצא מהמצב של מוליכות-על ולא ניתן יהיה להשתמש בו.

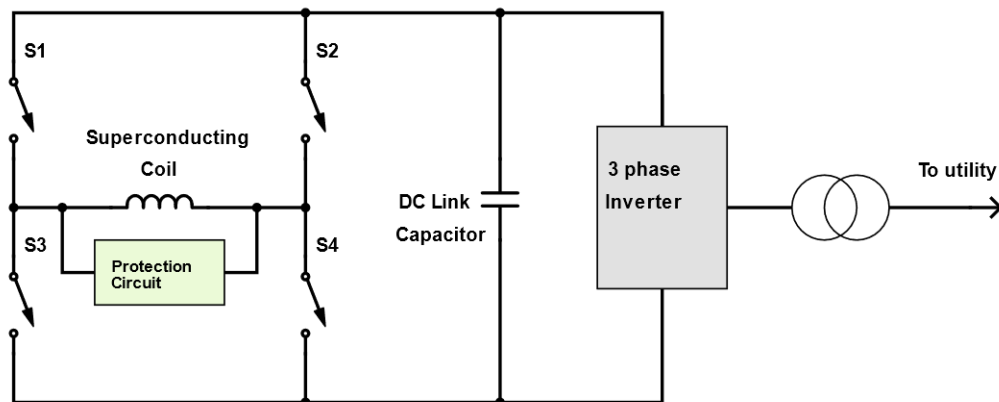
מאמצים רבים נעשים בשנים האחרונות כדי לשלב מוליכי-על בספקטרום רחב של יישומים במערכת החשמל הגלובלית. כדוגמא נביא שנאים שבהם הסלילים עשויים מחוטי מוליכי על, כבלים לזרם ישר במתח גבוה (High Voltage Direct Current, HVDC), מגבילי זרם קצר (Fault Current Limiters, FCL), גנרטורים לטורבינות רוח, מנועים לספינות והתקנים מוליכי-על לאגירת אנרגיה בשדה מגנטי (Superconducting Magnetic Energy Storage, SMES). הגורם המשותף בין יישומים שונים אלו הוא שבכולם מוליך העל לא נמצא באופן פעולה DC טהור כלומר, בכולם יש רמה כלשהי של זרם AC.

התקן מוליך-על בו מושקע היום מאמץ פיתוח עולמי הוא ה-SMES, המהווה התקן אגירת אנרגיה אלקטרומגנטית. בלב ההתקן נמצא סליל מוליך-על הנושא זרם DC ומייצר שדה מגנטי במרחב בו נאגרת האנרגיה. עיקר מאמץ הפיתוח בעולם מתמקד במערכות SMES לצורך שיפור איכות החשמל [4]–[8] ו/או לקבלת הספק גבוה מאד בזמן קצר מאד לצורך שיגור של גופים [9]. הפרעות ברשת חשמל נגרמות בעיקר מקצרים, גם כאלה שמתרחשים במרחק של עשרות קילומטרים, העמסת יתר של הרשת, כניסה ויציאה פתאומית של עומס, או הכנסת קבלים לתיקון $\cos(\varphi)$. בשנים האחרונות הצטרפו מקורות אנרגיה מתחדשת כמו אנרגיה סולרית, רוח, גאותרמית וגלי מים. מדובר במגמה מבורכת כלל עולמית אשר מקטינה את התלות בדלקים מאובנים אך מנגד, מקורות אלו מזהמים את הרשת מבחינה חשמלית. מקורות אנרגיה מתחדשת פועלים בהספק מאוד משתנה שתלוי מאוד במזג האוויר ובשעת היום ולכן משפיעים חזק על הפלקטואציות ברשת בזמנים קצרים. רוב הפרעות קצרות יחסית ונמשכות מספר מחזורים בלבד כאשר רוב צרכני האנרגיה לא מושפעים כלל מהן. אולם, ישנן תעשיות רגישות מאוד כמו תעשיית המוליכים למחצה

בסקלה ננומטרית, שם הפרעה כזאת יכולה להרוס את הרכיבים הנמצאים בפס הייצור ולגרום לנזק כלכלי עצום. את ההפרעות הללו לא ניתן לחזות מראש ולכן נדרשת מערכת שיכולה להגיב מאוד מהר ולספק את כל האנרגיה הנדרשת כדי לתקן את הרשת בצורה נקיה. מערכות כאלו מאופיינות בפריקה וטעינה מהירים ביותר של סליל מוליך-על הנושא זרם DC גבוה. טכנולוגית ה-SMES המתוארת בסעיף הבא מהווה מוטיבציה מעשית למחקר המוצע כאן, שכן אופי הפעולה המיוחד של ה-SMES מגדיר הפסדי AC בסליל מוליך-על המערב מנגנוני הפסד שונים. אחת ממטרות המחקר היא לברר את מידת מעורבותו של כל מנגנון הפסד בתנאי עבודה שונים. אינפורמציה כזו היא, כמובן, בעלת חשיבות יישומית רבה ומיידית. להלן נתאר בהרחבה את אופי פעולת ה-SMES הגורם לו להיות רלבנטי כל כך למחקר הנוכחי.

1.1. אופי פעולת ה-SMES

עקרון הפעולה של SMES מתבסס על העובדה שכאשר מקצרים את ההדקים של סליל מוליך על הטעון בזרם DC, הזרם אינו דועך (או דועך לאט מאוד) בגלל היעדר התנגדות חשמלית, גם אם מפסיקים את המתח. הזרם שזורם בכל כריכה בסליל מייצר שדה מגנטי לפי חוק ביו-סבר והאנרגיה אגורה בשדה המגנטי הנוצר. את האנרגיה של הסליל ניתן לתאר על ידי $E = L \frac{I^2}{2}$. כאשר L מייצג את השראות הסליל ו-I את הזרם בו.



תמונה 1. סכמה חשמלית של ה-SMES

סכמה בסיסית של התקן SMES מוצגת בתמונה 1. הסליל מוליך-על מחובר לקבל (DC link capacitor) דרך ארבעת המפסקים S1-S4. כאשר רוצים לטעון את הסליל בזרם, סוגרים מפסקים S1 ו-S4. בדרך זו, מתח הקבל מופעל על הסליל והזרם עולה. בסוף הטעינה רק מפסקים S3 ו-S4 סגורים והמערכת נמצאת במצב המתנה או persistent. לסליל עצמו אמנם אין התנגדות במצב זה אבל למפסקי Insulated Gate Bipolar Transistor (IGBT) יש התנגדות סופית שגם היא תלויה בזרם, ולכן הסליל יתפרק לאט עם זמן פריקה אופייני המוגדר ע"י $\frac{L}{R}$. לכן, טעינה המפצה על ההפסדים במפסקים הכרחית והיא מתבצעת על ידי פתיחה וסגירה של המפסקים המתאימים. ברגע שיש הפרעה ברשת, המערכת נכנסת לפעולה והממיר (inverter) משתמש במתח הקבל על מנת לייצר גל סינוס תלת פאזי. כמובן שכתוצאה מכך מתח הקבל מתחיל לרדת וברגע שהוא יורד מתחת לסף מוגדר מראש המפסקים S2 ו-S3 נסגרים, S1 ו-S4 פתוחים, והזרם של הסליל זורם דרך הקבל וטוען אותו בחזרה. פתיחה וסגירה של המפסקים נעשית בתדר גבוה בטכניקה שנקראת (PWM) Pulse Width Modulation. בעזרתה, הלוגיקה שומרת את מתח הקבל קבוע עם שולי השתנות מתח מוגדרים מראש. מערכת ההגנה שמחוברת במקביל לסליל שומרת עליו מפני מצב שבו עקב תקלה כלשהי נוצר מצב בו המפסקים פתוחים ולזרם אין מסלול זרימה. במקרה כזה המתח על הסליל יעלה עד שהבידוד ייפרץ וכל האנרגיה תתפרק לנקודה הפריצה. למעשה זהו הבסיס ליתרון הגדול של SMES: יכולת פריקה מאוד מהירה אל העומס (load). לפי חוק פרדיי, המתח על הסליל ניתן ע"י $V = L \frac{dI}{dt}$. אם מאלצים את הזרם לזרום דרך עומס גדול יחסית יתפתח מתח גדול בהתאם וההספק יכול להיות מאוד גבוה. המגבלות לעלייה בהספק הפריקה הן כושר הבידוד ומתח העבודה המקסימלי של המתגים. בעקבות ההתפתחות של השנים האחרונות בתחום אלקטרוניקת הספק מבוססת Silicon Carbide, ניתן להגיע למתחים של 10 kV ומעלה במפסקים הנדרשים למיתוג ה-SMES [10]. יחד עם צפיפות הזרם הגבוהה של מוליכי העל והיכולת

המעשית של סלילים מוליכי-על לשאת זרם של אלפי אמפר, ניתן לקבל בעזרת SMES הספקים של עשרות מגהוואט.

למרות שברובו המוחלט של הזמן בסליל ה-SMES זורם זרם DC שאינו גורם להפסדי אנרגיה, תהליכי הטעינה והפריקה מייצרים שינויים דרסטיים בשדה המגנטי ובזרם. בסלילים שמיועדים רק לזרם ישר כמו סלילי MRI או סלילי דיפולים וקואדרופולים במאיצי חלקיקים, הטעינה יכולה לקחת דקות ואפילו שעות בגלל תופעת AC losses שבקלות יכולה לגרום להתחממות ואפילו השבתה של הסליל. אפילו בישומי DC טהורים נושא ההפסדים הוא מאוד חשוב, לא כל שכן במקרה של יישומים שמעריבים שינויים מאוד חזקים של שדה מגנטי וזרם בהם הנושא הופך להיות מרכזי ומכריע. המצב הייחודי של ה-SMES מבחינת הפסדי AC הוא שלזרם בסליל יש גם את רכיב ה-DC וגם ה-AC. כפי שנראה בתוצאות המחקר שכאן, לרמת הזרם DC יש השפעה חזקה ולא תמיד אינטואיטיבית על אופן היווצרות הפסדי AC.

מערכת SMES המיועדת לשיפור איכות החשמל, מוסיפה וקולטת אנרגיה אל ומן הרשת באמצעות ממירי inverter/chopper שהופכים זרם סינוסואידלי לזרם DC ובחזרה. ההמרה מתבצעת על ידי מחזורים מהירים של פריקת הסליל וטעינתו. כפי שצינו לעיל, הלוגיקה המנהלת את הפריקה והטעינה משתמשת באפנון Pulse Width Modulation (PWM) עם תדר יסוד של פתיחת הדקי הסליל וסגירתם, שהוא הרבה יותר גבוה מתדר רשת החשמל עצמה (50/60 Hz), והוא מסדר גודל של 10^4 Hz. תדר יסוד זה, בתוספת הרמוניות גבוהות האופייניות לפולס ריבועי ברוחב משתנה של המיתוג, מגדירים חלון זמן שלא נחקר עד כה מנקודת המבט של הפסדי אנרגיה בסלילים. יתר על כן, השינויים בזרם ובשדה AC מגדילים את חשיבותם של מנגנוני אובדני אנרגיה פיזיקליים כמו התנגדות דינמית [12], [11] וניעור שטף [14], [13] (dynamic resistance, flux shaking). ההשפעה ההדדית בין מנגנוני ההפסדים גורמת לכך שסה"כ האנרגיה ההולכת לאיבוד תהיה גדולה מסכום כל ההפסדים בנפרד עבור כל תדר הנוכח בספקטרום. כמות הפסדי AC בסליל האוגר

אנרגיה ב-SMES תלויה מאוד בחוט מוליך העל שממנו עשוי הסליל. כמו שנראה בהמשך, למבנה של החוט וחומרים שמהם הוא עשוי יש השפעה קריטית להתנהגות של הסליל במשטר עבודה הייחודי של SMES.

1.2. מבנה חוט מוליך-על ליישומי זרם חזק

באופן מסורתי, יישומי מוליכות-על היו מבוססים על חוטים מוליכי-על בטמפרטורות נמוכות Low Temperature Superconductor, LTS. ראשית, הם היו הראשונים להתגלות ונעשה עליהם מחקר מעמיק. בנוסף, תהליך הייצור של חוטים כמו NbTi או Nb₃Sn פשוט יחסית, דבר המשפיע לטובה על מחירם. אמנם, יש חסרונות בולטים לחוטים אלו כמו טמפרטורת מעבר T_c נמוכה המאלצת עבודה איתם ב-4.2 קלוין ומטה. בעבודה בטמפרטורות נמוכות כל כך, מלבד הסיבוכים הכרוכים בקירור עצמו, יש בעיית יציבות טמפרטורה בגלל הקיבול התרמי המאוד נמוך של החומרים. חסרון נוסף הוא שבחוט LTS האנרגיה המינימלית הנדרשת על מנת להוציא את החוט ממצב מוליך-על, Minimum Quench Energy (MQE) [15]–[17], מאוד נמוכה כך שהחוטים פחות עמידים בפני הפרעות AC. למוליכי-על בטמפרטורות גבוהות High Temperature Superconductor HTS, כמו YBCO למשל, אין את הבעיות הללו, אבל המחיר של HTS גבוה משמעותית לעומת ה-LTS, עובדה המקטינה משמעותית את האטרקטיביות של ה-HTS ליישומים בתחום האנרגיה הדורשים כמויות גדולות של מוליכי-על.

המערכת מוליכת העל אותה בחרנו לחקור בעבודה זו היא MgB₂. שלוש סיבות עיקריות היו לבחירה במערכת זו:

1. החומר MgB₂ התגלה כמוליך-על רק בשנת 2001 [18], [19]. התכונות הפיזיקליות של מוליך העל נחקרו אמנם בצורה אינטנסיבית [14], [17], [20]–[22] אבל לא קיימות עבודות בספרות

המתארות הפסדי AC במצב עבודה של זרם DC גבוה ביחד עם הפלקטואציות שדה/זרם AC נמוך עבור מוליכי-על אלו.

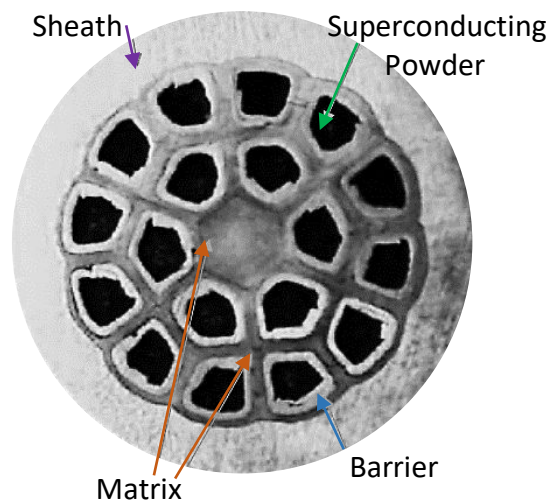
2. מערכת MgB_2 שונה משאר מערכות ה-HTS מוליכות העל בכמה אספקטים. מוליכות העל בחומר זה היא איזוטרופית ולכן לא ניתן להסתמך על עבודות קודמות שנעשו במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות. כמו-כן, מערכת MgB_2 שונה בתכונותיה המכניות והיא מציגה התנהגות מתכתית ולא קרמית כמו HTS אחרים. ולבסוף, תחום העבודה המעשי ב-מערכת MgB_2 הוא בין 10 K ל-20 K, כך שתהליכי האקטיבציה התרמית ולכידת השטף צפויים להיות שונים מאד מעבודה עם מוליכי על בטמפרטורות גבוהות.

3. מערכת MgB_2 נתפסת כיום כמערכת בעלת פוטנציאל יישומי גבוה ביותר. היא מציגה את יחס העלות/ביצועים הטוב ביותר מבין מערכות HTS הידועות. יתכן של- MgB_2 יש יתרונות גם על פני מערכות LTS למרות שבהן הטכנולוגיה כבר בשלה כבר עשרות שנים, בעיקר בגלל טמפרטורת העבודה הגבוהה יחסית שצפויה להקטין עלויות. לפיכך, לתוצאות מחקר זה עשויות להיות השלכות מעשיות ויישומיות מידיות.

מוליכי-על מסוג MgB_2 התגלו כאמור בשנת 2001 [18], [19] ומאז החל המרוץ לשיפור איכותם והתאמתם לייצור תעשייתי. בשנת 2005 כבר ניתן היה לקבל חוטים באורך העולה על קילומטר ובשנתיים האחרונות היצרנים מדווחים על יכולת ייצור של עשרות קילומטרים בפיסת חוט רציפה. לחוטי מגנזיום יתרונות רבים נוספים: חומרי הגלם נפוצים וזולים ולכן גם מחיר החוט יורד בהתמדה, טמפרטורת המעבר למוליכות-על (39 מעלות קלווין) נגישה לשימוש במערכות קירור יבש מודרניות. לחוט תכונות מתכתיות ולפיכך הוא נוח לעבודה. הוא גם מתאים מבחינה כימית לשילוב עם חומרים אחרים. השדה הקריטי שלו גבוה יחסית ולפיכך מתאים לבניית מגנטים חזקים ושילוב במערכות אנרגיה גבוהה והוא בעל אנאיזוטרופיה נמוכה ופוטנציאל לעבודה במצב זרם קבע. התכונות הללו

הופכות את חוטי המגנזיום למועמדים מצוינים לשימוש במערכות SMES עתידיות שכבר עכשיו נמצאות בפיתוח על סמך תוצאות מחקר זה.

מבנה טיפוסי לחוט MgB_2 מוצג בתמונה 2 [23]. החוט מורכב במקרה שלנו מאבקת MgB_2 שעטופה ב-Nb המשמש כמחסום (barrier) המונע ראקציה עם המטריצה (matrix), בעיקר עם החמצן הנמצא בה. דיפוזיה של חמצן לתוך הפילמנט מייצר מגנזיום אוקסיד במקום מגנזיום דיבוריד. את הפילמנט עם המחסום מכניסים לתוך צינורית מתכתית שיכולה להיות נחושת, מונל (Monel), טיטניום או סגסוגת אחרת המתאימה כימית ומכנית. לאחר שמייצרים כמות נדרשת של פילמנטים מכניסים את כולם לתוך מעטפת (sheath) ומושכים את החוט עד הקוטר ואורך רצוי תוך כדי סיבוב הנקרא twist pitch.



תמונה 2. מבנה טיפוסי של חוט MgB_2 עם 18 פילמנטים [23]

שני היצרנים העיקריים של חוטי MgB_2 הם Columbus Superconductors מאיטליה ו-HyperTech Research מארצות הברית. משניהם קיבלנו חוטים וסלילים לבדיקות של הפסדי האנרגיה. תהליכי הייצור בשני המקומות שונה. Columbus משתמש בשיטה *ex situ* שבה שמים את אבקת MgB_2 שכבר עברה ראקציה בטיפול תרמי לתוך צינורות שאותם מושכים לחוטים. לעומתם, ב-HyperTech

מכניסים חלקיקי מגנזיום ובורון בגודל ננומטרי ורק לאחר המשיכה החוט עובר טיפול תרמי על מנת ליצור MgB_2 בשיטת *in situ*. הגישה של HyperTech מאפשרת שימוש בטמפרטורות נמוכות בעת הטיפול התרמי ובכך מקטינה את הסיכוי לראקציות לא רצויות בתוך החוט. בנוסף, המעוות המותר לחוט שלא עבר טיפול תרמי גדול ועומד על 4% לעומת 0.24% בחוט מוכן. נתון זה קריטי עבור יצירת כבלים וסלילת סלילים. מעוות מותר גדול יותר מאפשר twist pitch גם של הפילמנטים בתוך החוט וגם של חוטים בודדים בתוך כבל. כפי שנראה בהמשך, לגודל הפרמטר twist pitch יש משמעות גדולה בהקטנת הפסדי coupling losses.

1.3. המקורות להפסדי AC בחוט מוליך על

בחוטים מוליכי-על ניתן לחלק את הפסדי האנרגיה ב-AC לשתי קטגוריות עיקריות – הפסדים במוליך-על עצמו והפסדים בחומרים הנלווים בחוט. כך למשל, אובדני אנרגיה במוליך-על הנקראים הפסדים מגנטיים, או הפסדי היסטריזיס, נגרמים כתוצאה מתנועה פלסטית של פלקסונים הנגרמת ע"י כח לורנץ [24], מזחילת שטף (flux creep) [25], [26] ומזרימת שטף (flux flow) [27], [28]. כתוצאה מאקטיבציה תרמית. שדה מגנטי AC באמפליטודה גבוהה יחסית מייצר "התנגדות דינמית" (dynamic resistance) [11], [12] המתבטאת בהופעת מתח DC. "ניעור שטף" (flux shaking) [29], [30] ע"י שדה AC הניצב לפלקסונים מביא לאיבודים נוספים. גורמים נוספים משפיעים על ההפסדים בחוטים מוליכי-על העשויים מולטי-פילמנטים כמו, למשל, צימוד השראות בין הפילמנטים coupling losses [31]. שדה מגנטי משתנה מאונך לחוט גורם להיווצרות זרמי מערבולת בחוט שחלקם זורמים בפילמנטים מוליכי על עצמם וחלקם דרך מוליך רגיל (מטריצה ומעטפת). עומק חדירה של השדה AC, הפסדים אוהמיים במטריצה המוליכה שנובעים מזרמי מערבולת בחומרים המוליכים שמרכיבים את החוט, ופיזור חום דרכם. המחקר הנוכחי מראה שקיימת השפעה הדדית בין ההפסדים במוליך-על עצמו לבין אלו שנוצרים בחומרים העוטפים את

הפילמנטים. הטכניקה הנפוצה להקטנת זרמי מערבולת במוליכים רגילים היא שימוש בסגסוגות מתכתיות עם מוליכות חשמלית נמוכה. במקרים רבים המוליכות אינה משתנה משמעותית עם הורדת טמפרטורה. חומר התנגדותי מקטין את הצימוד בין פילמנטים מוליכי על. מצד שני, המטריצה והמעטפת הנותנים תמיכה מכנית משמשים גם כמייצבים תרמיים ומסלול מעקף לזרם במקרה שמוליך-על עובר לפאזה נורמלית. במקרה שבו כל הזרם שזורם בפילמנטים ללא התנגדות חייב לזרום דרך המסלול העוקף עלול להתפתח מתח מסוכן בחוט. לכן יצרני החוטים חייבים לשמור על איזון מדויק בין הקטנת זרמי מערבולת לבין יציבות כללית של החוט. בנוסף הקשר ההדוק בין מוליכות תרמית למוליכות חשמלית גורם להקטנת יציבות תרמית עם שימוש בחומרים התנגדותיים. ישנם סוגי חוטים שמשלבים בתוכם מייצב תרמי מנחושת, בדרך כלל באמצע החוט, לסילוק חום יעיל במקרה של עליית טמפרטורה רגעית ולוקלית. כמובן שמייצב כזה לא נשאר שקוף לשדה מגנטי משתנה וגם בו עלולה הטמפרטורה לעלות.

יצרני MgB_2 משתמשים בחומרים מגנטיים כמו Monel וברזל בתור מטריצה ומעטפת לחוט. הסיבה העיקרית לשימוש בחומרים אלה דווקא באה מהדרישה לתכונות מכניות המתאימות למשיכה של חוט ומהדרישה לעמוד בטמפרטורה גבוהה בזמן הטיפול התרמי בחוט. בנוסף, היה נהוג לחשוב [32], [33] שחומר פרומגנטי מסביב לפילמנטים יכול לשמש כמסיט (diverter) של השדה המגנטי ולהקטין הפסדים בתוך הפילמנטים. במחקר הזה אנחנו מראים בבירור - גם במדידות ניסיוניות וגם בסימולציות - שההפך הוא הנכון. שימוש בחומרים פרומגנטיים במטריצה גורם להתפלגות שטף מגנטי מאוד שונה בהשוואה למטריצה העשויה מחומרים פראמגנטיים. הפרומגנטית, מגדילה את ההפסדים גם בפילמנטים מוליכי העל וגם בשאר אזורי החוט. בנוסף, הדינמיקה של השדה המגנטי מאוד תלויה בפרמביליות האי-לינארית של חומרים אלו. על כל אלה נוספים בסלילים הפסדים הנובעים מהשדה העצמי הגבוה של הסליל (מסדר גודל של טסלות ביישומי אגירת אנרגיה SMES); ההפסדים תלויים במיקום לאורך הסליל בגלל ההתפלגות המרחבית של השדה המגנטי ויכולת פיזור החום המשתנה ממקום למקום. לפיכך, המערכת הפיזיקלית שבה

נדון בעבודה זו (SMES) מורכבת ביותר ומרובת משתנים התלויים זה בזה. עובדה זו גורמת למערכת להראות התנהגות אי-לינארית כתלות במשתנים כמו אמפליטודה וספקטרום התדרים וסוג החומרים המאפיינים את פעולת ה-SMES.

1.4. חזית המחקר בתחום של מדידות הפסדי AC

עד היום נמדדו ונחקרו הפסדי AC בתנאים שאינם דומים לתנאים הנדרשים בעבודה ב-SMES. במיוחד, העבודות הקיימות התרכזו בזרם או בשדה AC [34]–[40] בתדרים נמוכים יחסית הקרובים לתדר הרשת, בסביבות 50/60 Hz. תדרים אלה רחוקים מללמד על ההתנהגות בתחום התדרים של עשרות קילו-הרץ האופייניים לעבודה במשטר של PWM. עוד חסר בעבודות הקיימות הוא חקר ההפסדים בסלילים, שם השדה העצמי אינו הומוגני והתנאים שונים בכל מקטע ומקטע בסליל. עבודות נוספות [41]–[44], [36] מתייחסות לסוגי המטריצות שמרכיבות את חוטי MgB_2 אבל לא בתנאים שמתקרבים לעבודה במערכת הספק גבוה על בסיס מיתוג מהיר, בפרט ב-SMES. המחקר הנוכחי הוא כנראה הראשון שמצליח לבודד את ההפסדים בפילמנטים מוליכי העל עצמם מאלה של החוט כולו. למרות שהיה נהוג לחשוב שחומר מגנטי ממסך את הפילמנטים, מתברר מהמחקר שלנו שמגנטיזציה מאוד לא הומוגנית של המטריצה גורמת ליותר הפסדים בפילמנטים. בנוסף, מצאנו שה- skin effect בחוטים מוליכי על הופך להיות משמעותי מאוד בתדרים הנחקרים וגורם לחלק מהזרם לזרום במטריצה במקום בפילמנט.

עבודת המחקר הנוכחית משלבת ניסויים וסימולציות כדי לחקור ולאפיין את ההפסדים בחוטים ובסלילים. בנינו מערך ניסיוני ייחודי, ראשון מסוגו בעולם, המאפשר מדידות של הפסדי AC בחוטים ובסלילים הנושאים זרם AC או זרמי AC/DC משולבים. למרות שהרחלוציה של מערכת המדידה טובה מאוד ומגיעה ל 100 nW, ההפסדים הנמדדים מספקים אינפורמציה ממוצעת על נפח הדגם הנמדד. החסרון בכך הוא, כמובן, בחוסר היכולת של המערכת להפריד בין המקורות השונים להפסדים. על מנת להתגבר על המגבלה הזאת בנינו מודל נומרי בשיטת אלמנטים סופיים. המידול

מאפשר לבחון את התהליכים השונים באופן לוקלי בתוך החוט מוליך על. השיטה מאפשרת אנליזה של מנגנונים שונים של ההפסדים בכל אזור ובכל חומר ופילמנט בחוט בנפרד.

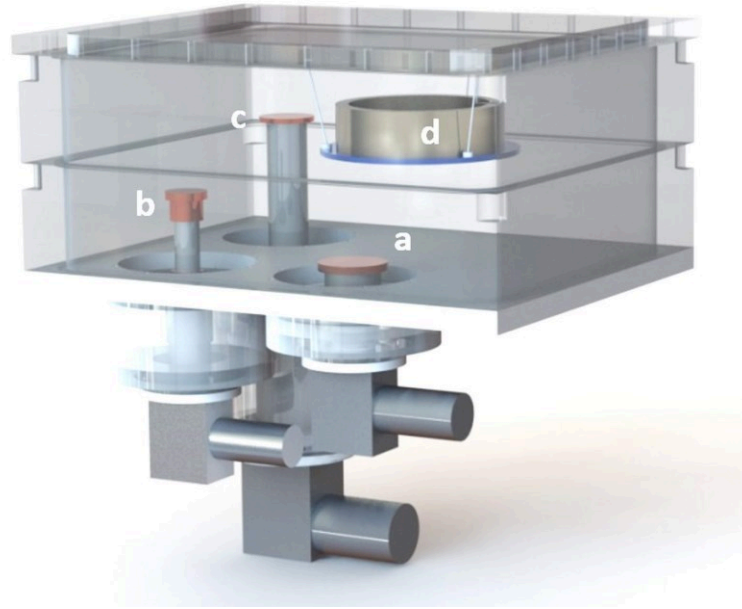
הדיסרטציה שלפנינו מאורגנת באופן הבא. בפרק 2 מובא הסבר על שיטות המחקר, בפרט על מערכת המדידה הייחודית ושיטת הסימולציה הנומרית שפותחו עבור מחקר זה. בפרק 3 מוצגים המאמרים שמתארים את עיקר החידוש של המחקר. פרק 4 מסכם את העבודה.

2. מתודולוגיה

2.1. מערכת מדידה

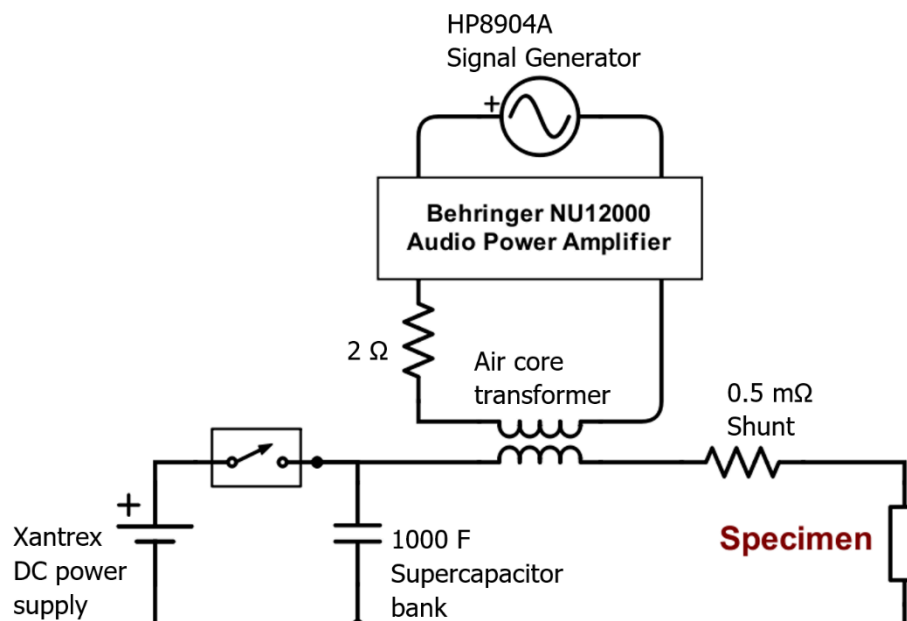
עבור מחקר זה תוכננה ונבנתה מערכת מדידה ייחודית שמאפשרת מדידה של סלילים וחוטים מוליכי על בטמפרטורות שבין 7 ל-300 קלווין עם יכולת שילוב של זרמי DC ו-AC בתדרים עד 18 קילוהרץ. השיטה למדידת הפסדי AC במוליכי על במחקר זה נקראת "מדידה חשמלית" [2], [45]. והיא מבוססת על מדידה מדויקת של מתח וזרם בדגם (והכפלתם) בעזרת Lock-in amplifier. רכיב ההספק שהוא בפאזה עם הזרם מהווה הפסדים בדגם. המערכת מבוססת על שיטת קירור בהולכה במעגל סגור בעזרת שלושה מקררים. כדי להקטין את תופעת זרמי מערבולת שיכולים להשפיע על המדידה, רוב חלקי המערכת הקראוגנית צריכים להיות מבודדים חשמליים. ולכן, גוף הקריאוסטט עשוי מ Delrin שאינו מוליך חשמלי. מגיני הקרינה הנדרשים במערכת עלולים גם הם לאפשר זרמי מערבולת, ולכן ייצרנו מגיני קרינה העשויים מרשת נחושת עם התנגדות גדולה בין החוטים הבודדים. מחזיק הדגם למדידת ההפסדים בחוטים מוליכי-על נבנה מ Boron Nitride בעל מוליכות תרמית טובה והתנגדות חשמלית מאוד גבוהה. הממדים הפנימיים של הקריאוסטט מאפשרים מדידה של חוטים וסלילים בקוטר עד 40 ס"מ.

קירור הדגם לטמפרטורות נמוכות נעשה בעזרת שלושה מקררים במעגל סגור כמתואר בתמונה 3. המקרר הראשון, Edwards 0/40 בהספק 40 וואט, מיועד לקרר את כניסות הזרם ומגיני הקרינה לטמפרטורה של כ 70 קלווין. השני, Edwards 6/30, הוא מקרר דו-דרגתי בהספק של 28 וואט ב 77 קלווין בדרגה הראשונה המיועד לקרר את מגיני הקרינה ו-6 וואט ב 20 קלווין בדרגה השנייה עבור מוליכי הזרם. השלישי, Sumitomo RDK-408D2 בהספק של 1 וואט ב 4.2 קלווין, מקרר את הדגמים הנמדדים עד לטמפרטורה של כ 6.5 קלווין.



תמונה 3. תיאור סכמתי של מערכת הקראוגנית. (a) מקרר עבור מוליכי זרם Edwards 0/40. (b) מקרר דו דרגתי למגני קרינה ומוליכי זרם מוליכי על Edwards 6/30. (c) מקרר עבור הדגמים Sumitomo RDK-408D2. (d) סליל מוליך על נמדד.

החלק החשמלי של מערכת המדידה, שפותח גם הוא במיוחד עבור המחקר הנוכחי, מתואר באיור 4. פיתוח זה נועד לאפשר הזרמה של זרמי DC עד 150 אמפר יחד עם זרמי AC עד 10 אמפר rms בחוט או בסליל. זרם AC מתקבל על ידי הגברת סיגנל ממחולל האותות בעזרת מגבר אודיו בהספק של 6 קילוואט. ההרכבה של זרם AC על DC נעשתה בעזרת שנאי עם ליבת אוויר. בנק קבלים המחובר במקביל לספק זרם DC מונע מזרם AC לעבור דרך הספק ושומר על זרם DC יציב. מערכת בקרה בחוג סגור מבוססת מחשב בסביבת Matlab מאפשרת להגיע במהירות לערכי זרמי AC, DC ותדירות הרצויים. מערכת הבקרה שולטת גם על טמפרטורת הדגם בשיטת PID בעזרת מחמם מוצמד למחזיק הדגם. מערכת בקרה כוללת גם הפסקה מידית של הזרם בדגם במקרה של עליה בטמפרטורה או עליה במתח על הדגם.



תמונה 4. סכמה חשמלית של מערכת המדידה

מערכת המדידה נותנת רזולוציה של 100 nW במדידת הפסדים. המערכת מתוארת לפרטים בפרק 2.1.

2.1 סימולציות

בסימולציות מגנטיות של גיאומטריות מורכבות כמו חוטים מוליכי-על מסחריים, משתמשים לרוב בשיטת אלמנטים סופיים (Finite Element Method, FEM) לפתרון של משוואות מקסוול [46]. FEM היא שיטה מאוד נפוצה ויעילה לפתרון משוואות דיפרנציאליות חלקיות (PDE) ומשמשת היום כמעט בכל תחום בפיזיקה והנדסה המערב משוואות אי-לינאריות. לפתרון של התפלגות השדה המגנטי ניתן להגיע בשיטות שונות [53]–[47]. אנחנו בחרנו להשתמש בשיטה שנקראת H-formulation שפותרת ישירות את השדה המגנטי H [54]–[57]. את ההתנהגות של מוליכי העל אנחנו מתארים במרחב דו-מימדי בעזרת התוכנה המסחרית COMSOL Multiphysics [58] המאפשרת קביעת תנאי שפה בקלות יחסית וההתכנסות מהירה יחסית לפתרון של מודלים הכתובים בפורמליזם זה. בשיטה זו מחלקים את שטח החתך של החוט לדומיינים לפי החומרים

הקיימים במודל: פילמטנים מוליכי על, מטריצה, מעטפת ואויר. עבור כל דומיין מגדירים אוסף של משוואות דיפרנציאליות:

$$\nabla \times E = -\frac{dB}{dt} = -\frac{d(\mu_r \mu_0 H)}{dt}$$

$$\nabla \times H = J$$

התלות בין השדה החשמלי לצפיפות הזרם $E - J$ ממודלת בהנחה שהשדה החשמלי E תמיד מקביל לצפיפות הזרם J . התלות מתוארת על ידי חוק חזקה, $E = E_0 \left(\frac{J}{J_c}\right)^{n-1} \frac{J}{J_c}$, כאשר E_0 הוא השדה חשמלי הנוצר בזרם קריטי J_c ושווה לערך המקובל $10^{-4} V/m$ [59]. שימוש בחוק חזקה מתאים יותר לפתרון נומרי מאשר מודל Bean שבו $n \rightarrow \infty$. השתמשנו ב- $n = 30$ שנמצא מתאים עבור MgB_2 טיפוס [60].

במודל דו-מימדי המרחב מוגדר כארוך ואינסופי. קווי השדה המגנטי נמצאים במישור xy כאשר הזרם תמיד מאונך למישור, בכיוון z . במודל הוגדר משתנה H שלמעשה מורכב משני משתנים H_x ו- H_y ולכן

$$J_z = \frac{dH_y}{dx} - \frac{dH_x}{dy}$$

$$-\frac{dE_z}{dx} = -\mu_0 \left(\frac{d\mu_r(H)}{dt} H_y + \mu_r(H) \frac{dH_y}{dt} \right)$$

$$\frac{dE_z}{dy} = -\mu_0 \left(\frac{d\mu_r(H)}{dt} H_x + \mu_r(H) \frac{dH_x}{dt} \right)$$

המשוואות הדיפרנציאליות ב COMSOL מוגדרות בצורה הכללית (general form PDE)

$$e_a \frac{d^2 U}{dt^2} + d_a \frac{dU}{dt} + \nabla \cdot \Gamma = 0$$

כאשר U הוא המשתנה התלוי, במקרה שלנו זה השדה המגנטי H המשוואה הכללית עבור כל אזור (אוויר, מתכת, מוליך-על) מקבלת את הצורה הבאה:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \frac{d^2 H}{dt^2} + \begin{bmatrix} \mu_r \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_r \mu_0 \end{bmatrix} \frac{dH}{dt} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 & E_z \\ -E_z & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\mu_0 \frac{d\mu_r(H)}{dt} H_x \\ -\mu_0 \frac{d\mu_r(H)}{dt} H_y \end{bmatrix}$$

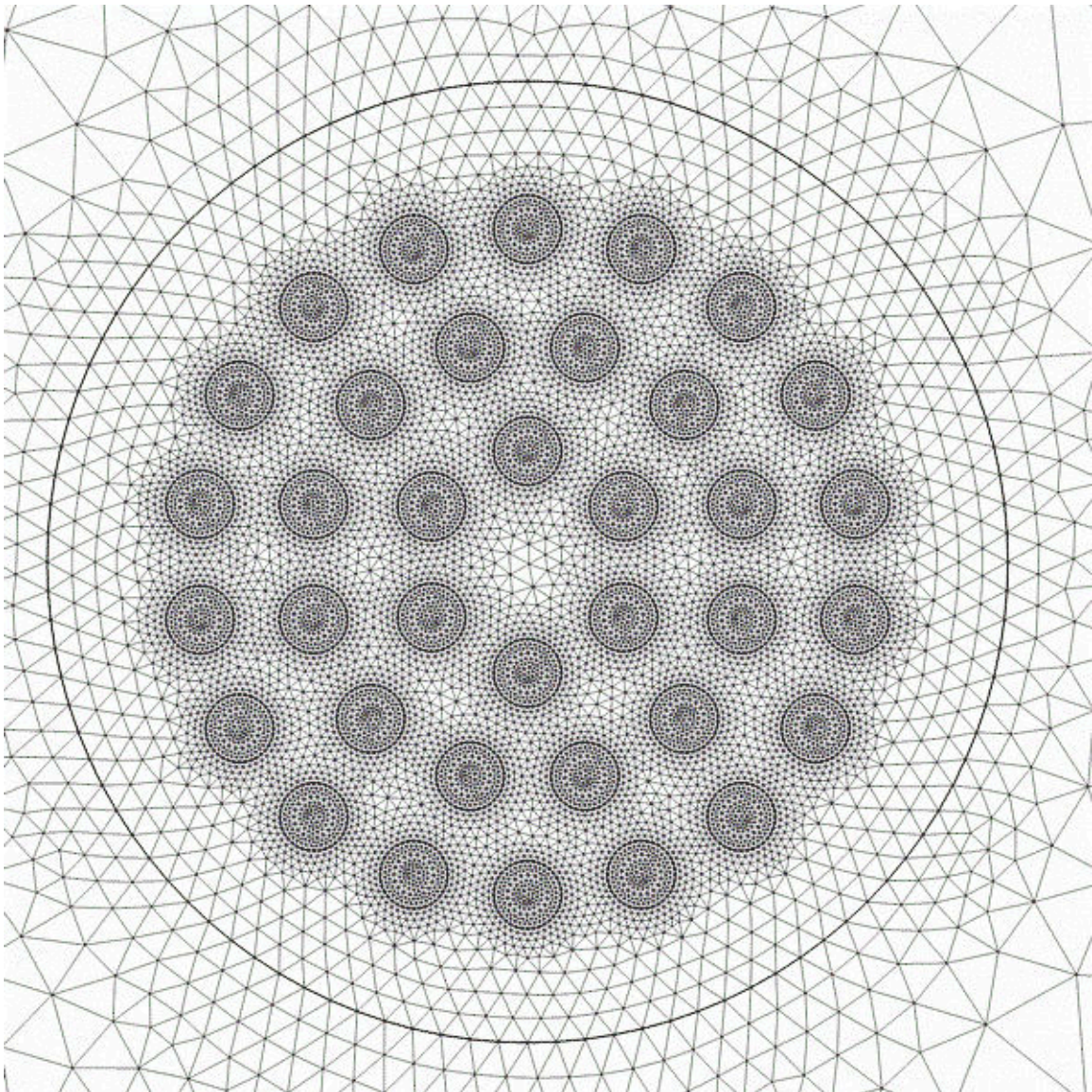
כאשר המחובר הראשון באגף שמאל הוא אפס כי במשוואת מקסוול אין נגזרת שניה בזמן. הפתרון האיטרטיבי נותן את ערכי H_x ו- H_y במישור ומתוכם בקלות ניתן לקבל את שאר הפרמטרים של המודל כמו צפיפות זרם J , שדה חשמלי E , פרמאביליות μ_r ואת צפיפות האנרגיה המתבזזת שמוגדרת על ידי $Q = J \cdot E$. תצוגה גרפית של הפסדי אנרגיה מאפשרת אנליזה לוקלית מעמיקה של ההפסדים. אינטגרציה מרחבית על פני שטח S וזמן מחזור T נותנת את סה"כ האנרגיה שהופכת לחום ליחידת אורך חוט בזמן מחזור אחד.

$$Q = \int_0^T \int J \cdot E \, dS \, dt \left[\frac{joule}{cycle \cdot m} \right]$$

במקרה של סימולציות אלקטרומגנטיות חובה למדל גם את החלל מסביב לחוט שבו השדה מגנטי יכול להתקיים. על שפת האזור הזה מופעלים תנאי שפה Dirichlet boundary condition [61] שמאלצים את השדה מגנטי להתאפס על שפת האזור הזה.

שיטת הפתרון FEM דורשת בניית "רשת" (mesh). עבור כל קשר (node) של הרשת מוגדרת משוואה דיפרנציאלית עם כל האילוצים הנדרשים. באופן טבעי באיזורים שבהם למשתנה יש שינויים חדים במרחב נדרשת צפיפות גדולה יותר של הרשת, כמו למשל בפילמנטים מוליכי-על. בתמונה 5 מוצג מודל של חוט עגול עם 36 פילמנטים, כולל הרשת לחוט זה. עבור מודל דו מימדי, מספר דרגות החופש במערכת משוואות דיפרנציאליות יכול בקלות להגיע ל- 10^5 . הפתרון עבור כל נקודת זמן הוא כאמור איטרטיבי מבוסס על conjugate gradients [62] ו-PARDISO [63] כ-solver עם

טולרנס של 0.1%. הפתרון הנומרי של כל מודל כזה דורש זמן מחשוב מסדר גודל של מספר שעות. כאשר מדובר במספר רב של מקרים שונים כמו אמפליטודת הזרם AC ולא DC, תדר, מוליכות של מעטפת ותכונותיה המגנטיות, זרם קריטי וכו', זמן החישוב של כל השילובים של המקרים השונים הופך להיות בסקלה של שבועות וחודשים. חסכנו בזמני חישוב על ידי ניצול הסימטריה המרחבית יחד עם בחירת mesh מותאם לכל אזור.



תמונה 5. תצוגה של המודל הדו-ממדי של החוט עם חלוקה ל"mesh"

3. רשימת פרסומים

עבודת המחקר שלי הניבה 12 פרסומים (כולל פרסום אחד בתקופת המסטר) ועוד שתי עבודות

שנשלחו לפרסום אך טרם התקבלו. רשימת הפרסומים מתוארת להלן:

- [1] **Y. Nikulshin**, A. Friedman, Y. Wolfus, V. Rozenshtein, and Y. Yeshurun, "Dynamic Desaturation Process in Saturated Cores Fault Current Limiters," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 22, no. 3, pp. 5601704–5601704, Jun. 2012.
- [2] **Y. Nikulshin**, Y. Wolfus, A. Friedman, and Y. Yeshurun, "Dynamic core length in saturated core fault current limiters," Superconductor Science and Technology, vol. 26, no. 9, p. 095013, Sep. 2013.
- [3] Y. Wolfus, **Y. Nikulshin**, A. Friedman, and Y. Yeshurun, "Double storey three phase saturated cores fault current limiter," Journal of Physics: Conference Series, vol. 507, p. 032058, 2014.
- [4] **Y. Nikulshin**, Y. Wolfus, A. Friedman, and Y. Yeshurun, "Dynamic Inductance in Saturated Cores Fault Current Limiters," Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, vol. 28, no. 2, pp. 579–583, 2014.
- [5] **Y. Nikulshin**, Y. Wolfus, A. Friedman, and Y. Yeshurun, "Improving the Performance of Saturated Cores Fault Current Limiters by Varying Winding Density in the AC Coils," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 25, no. 3, pp. 1–5, Jun. 2015.
- [6] **Y. Nikulshin** et al., "Saturated Core Fault Current Limiters in a Live Grid," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 26, no. 3, pp. 1–4, Apr. 2016.
- [7] A. Hacohen, I. Hanniel, **Y. Nikulshin**, S. Wolfus, A. Abu-Horowitz, and I. Bachelet, "Meshing complex macro-scale objects into self-assembling bricks," Scientific Reports, vol. 5, p. 12257, 2015.
- [8] I. Hakimi, **Y. Nikulshin**, Y. Wolfus, and Y. Yeshurun, "Peltier Current Leads with Conical Configuration," Cryogenics (Guildf.), vol. 75, pp. 1–5, 2016.
- [9] J. Linden, **Y. Nikulshin**, S. Wolfus, H. Rumbak, O. Ezer, and Y. Yeshurun, "Method for calculating coupling coefficients in dynamic energy transfer for electric vehicles," 2017 Electric Vehicles International Conference, EV 2017, pp. 1–4, 2017.
- [10] **Y. Nikulshin**, V. Ginodman, A. Friedman, Y. Yeshurun, and S. Wolfus, "Design and testing of a system for measuring high-frequency AC losses in superconducting wires and coils carrying DC and AC currents," *Rev. Sci. Instrum.*, pp. 1–13, 2019. *Submitted Manuscript*
- [11] **Y. Nikulshin** et al., "Monel Contribution to AC Losses in MgB₂ Wires in Frequencies Up To 18 kHz," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 28, no. 8, pp. 1–6, Dec. 2018.
- [12] **Y. Nikulshin** et al., "AC Losses in MgB₂ Wires and Tapes in Frequencies up to 18 kHz," IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 28, no. 4, pp. 1–4, Jun. 2018.

- [13] **Y. Nikulshin**, Y. Yeshurun, and S. Wolfus, "Effect of Magnetic Sheath on Filament AC Losses and Current Distribution in MgB₂ Superconducting Wires: Numerical Analysis," *Superconductor Science and Technology*, pp. 1–15, Mar. 2019.
- [14] J. Linden, **Y. Nikulshin**, A. Friedman, Y. Yeshurun, and S. Wolfus, "Design Optimization of a Permanent-Magnet Saturated-Core Fault-Current Limiter," *Energies*, 2019. *Submitted manuscript*

כמה מן המאמרים (1-6) עוסקים במגביל זרם הקצר שפותח במעבדה והפך ליישום מסחרי באמצעות חברת GridOn. מאמרים אחרים עוסקים בסימולציות מגנטיות בהרכבה עצמית של מבנים מקרוסקופיים (מאמר 7) ובסימולציות שאפשרו אופטימיזציה של כניסות זרם לקריאוסטט עם שימוש במנגנון תרמואלקטרי של Peltier (מאמר 8). מאמר 9 עוסק בסימולציות אלקטרומגנטיות של מעגל טעינה דינמי עבור רכבים חשמליים. הדיסרטציה שלפנינו מבוססת על 4 מן המאמרים (מאמרים 10 עד 13 ברשימה).

המאמר הראשון, (מופיע בפרק 3.1 שלהלן), מתאר את המערכת הניסיונית שנבנתה לצורך המחקר. כאמור זוהי מערכת ייחודית המאפשרת מדידה תחת התנאים המיוחדים הנדרשים ב SMES והיא נבנתה תוך התמודדות עם אתגרים מיוחדים הנובעים מהדרישות לקירור בהולכה, טמפרטורות עבודה באזור 10 K ותדרים גבוהים שעלולים ליצור זרמי מערבולת ברכיבי המערכת המסיטים את תוצאות המדידה. המערכת הוכחה כיעילה ביותר ופותחת פתח למחקר של כל סוגי החוטים מוליכי העל בתנאים המיוחדים שדרשנו. יכולות המערכת כבר הולידו שיתופי פעולה עם מכון SPIN באוניברסיטה של גנואה, איטליה, חברת Columbus Superconductors באיטליה, חברת Hypertech באוהיו, ארה"ב, Ohio State University בארה"ב, וקבוצת המחקר של פרופ' Ma ב-Chinese Academy of Sciences בסין. שיתופי הפעולה באיטליה ובארה"ב הובילו לכמה פרסומים [64], [65] הקשורים להפסדי אנרגיה ב-MgB₂. שיתוף הפעולה עם הקבוצה בסין הוביל לאפיון ראשון של חוטים מוליכי-על המבוססים על פניקטידים [66] ואנו צופים לשיתופי פעולה נוספים על בסיס יכולות המערכת.

המאמר השני (מופיע בפרק 3.2) חוקר באופן ניסיוני את ההפסדים בחוטי מגנזיום עם מטריצה מגנטית. בעוד שהאינטואיציה הראשונית הינה שתוספת של זרם DC על זרם AC בחוט אמורה להגדיל את ההפסדים, קיבלנו תוצאה הפוכה: הגדלת הזרם הישר דווקא מקטינה את ההפסדים! הניסויים והסימולציות של החוט אפשרו לנו להבין את התוצאה המפתיעה ולהסביר אותה דרך ההפסדים במטריצה המגנטית. העלייה בזרם הישר ממגנטת אותה ומקטינה את ההפסדים בה שנגרמים משינוי השטף. למעשה הפרמביליות של החומר המגנטי בחוט תלויה באמפליטודת הזרם ומשתנה באופן לוקאלי על פני זמן מחזור. התלות המאוד לא לינארית גם גרמה לעיוות בצורת הגל של המתח והופעת הרמוניות נוספות. במקרה של חוט נושא זרם AC ו-DC הופיעו גם הרמוניות זוגיות.

המאמר השלישי (פרק 3.3) מרחיב את המחקר לחוטי מגנזיום עם מטריצה שאינה מגנטית ומוכיח ללא צל של ספק שההסבר שסיפקנו אודות התרומה העיקרית להפסדים משינוי שטף במטריצה תקף. אנחנו מראים כאן הבדלים של סדרי גודל בהפסדים במטריצה בין חוט מגנטי לשאינו מגנטי ומצביעים על ההשלכות הקריטיות בשימוש ביישומים. חוט שאינו מגנטי עם מטריצת טיטניום יכול להפוך את הטכנולוגיה לאפשרית מבחינת הקירור בהולכה ולהיפך.

המאמר הרביעי (פרק 3.4) מבוסס על סימולציות והוא צולל אל תוך עומק החוט ומתמודד עם התפלגות הזרמים וההפסדים הלוקליים במטריצה ובתוך הפילמנטים. העבודה משווה בין חוט מונו-פילמנט לחוט מרובה פילמנטים עבור מטריצה מגנטית ושאינה מגנטית ומראה כיצד השדה המגנטי במטריצה משפיע משמעותית על התפלגות השדה וההפסדים בפילמנט, בתוך מוליך-העל עצמו. העבודה גם מרחיבה את ההתבוננות בהפסדים למקרה של סלילים ומצביעה על החשיבות של השדה המקומי, תלוי מיקומו של החוט בסליל, על ההפסדים.

עבודת המחקר המתוארת כאן מהווה אבן דרך משמעותית בדרך לסגירת הפער בחקר ההפסדים בתנאי עבודה המתאימים להתקנים מוליכי-על בזרם חזק ובפרט ב-SMES. השילוב של זרם DC

גבוה עם אדווה של AC בתדר אפייני למערכות מיתוג בתחום הקילו-הרץ נחקר כאן לראשונה בחוטי מגנזיום במבנים ובהרכבים שונים כמו גם בסלילים שלופפו במיוחד לצורך המחקר.

העבודה הנוכחית מצביעה על החשיבות העצומה של מבנה והרכב החוט למגנוני יצירת ההפסדים בחוטים מוליכי-על ומראה שבחירת חוט מגנזיום מתאים היא קריטית להיתכנות הטכנולוגית של SMES ויישומים אחרים המשלבים זרם חזק עם מיתוג סלילים. התוצאות שהתקבלו משמשות כבר בבניית אב-טיפוס של SMES ויצרניות החוטים בעולם מפתחות חוטים חדשים בהתאם לתוצאות העבודה שמתוארת כאן.

Design and testing of a system for measuring high-frequency AC losses in superconducting wires and coils carrying DC and AC currents .3.1

Submitted for publication in Review of Scientific Instruments

Design and testing of a system for measuring high-frequency AC losses in superconducting wires and coils carrying DC and AC currents

Cite as: Rev. Sci. Instrum. 90, 065111 (2019); doi: 10.1063/1.5099559

Submitted: 11 April 2019 • Accepted: 27 May 2019 •

Published Online: 19 June 2019



View Online



Export Citation



CrossMark

Y. Nikulshin,^{a)}  V. Ginodman, A. Friedman, Y. Yeshurun,  and S. Wolfus 

AFFILIATIONS

Institute of Superconductivity, Department of Physics, Bar-Ilan University, Ramat-Gan 5290002, Israel

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed: yasha.nick@gmail.com

ABSTRACT

Development of high-power superconducting applications requires the accurate estimation of AC losses in the superconductor. In applications such as superconducting magnetic energy storage, the charge/discharge/persistent switching frequency of the coil, resulting from pulse width modulation control algorithms, is usually in the kilohertz regime. Therefore, a thorough investigation of the losses in the kilohertz regime of AC currents superimposed on large DC currents is essential in order to ensure the device stable operation at a predefined temperature. We describe here a unique experimental setup designed and built for characterizing AC losses in superconducting wires and coils under such special conditions. To minimize the eddy currents induced in the apparatus, a cryostat vacuum vessel was made of Delrin, an insulating synthetic polymer. The measurement setup allows driving DC currents up to 150 A and superimposed AC currents with amplitudes up to 10 A_{rms} and frequencies up to 18 kHz. The system utilizes conduction cooling to reach a wide range of temperatures between 6 and 100 K and allows measurements of 10 cm long superconducting wires and coils with a diameter of 40 cm. The loss is measured by the electrical method, i.e., by direct voltage and current waveform measurement, achieving a resolution better than 100 nW. The system described here will assist in developing superconducting wires and coils for high-power applications.

Published under license by AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.5099559>

I. INTRODUCTION

Estimation of AC losses in superconductors and understanding of their origin are critical for applications. Their importance increases even further when the superconducting device is cooled to its operation temperature by conduction-cooled cryogenfree methods, where a slight imbalance between the heat load and the cooling power may result in a thermal runaway which disables the device operation. Measurements of the AC losses in applications such as Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES),¹ Fault Current Limiter (FCL),² and High-Voltage DC (HVDC) cables³ present a unique challenge. In these applications, the superconducting cable or coil carries DC current on which an AC ripple current, resulting from switching, is superimposed. In SMES, for example, the charge/discharge/persistent switching frequency of the coil resulting from Pulse Width Modulation (PWM) control algorithms is usually in the kilohertz regime. Therefore, a thorough investigation of the AC losses in the kilohertz regime is

essential in order to ensure the device stable operation at a predefined temperature.

A common way to measure AC losses is based on the “electrical method”^{4,5} in which the current and voltage of the specimen are measured with a lock-in amplifier; the in-phase voltage component represents the losses. This method provides data with relatively high precision and is independent of the cooling approach. Numerous works describing measurements of AC losses in superconducting materials are documented in the literature, see, e.g., Refs. 6–11. However, most of the published studies focus on measurements at relatively low frequencies, usually around the grid frequency, 50–60 Hz and up to 400 Hz.^{9,12–15} In addition, to the best of our knowledge, studies of AC losses for AC current superimposed on DC current are hardly available. In addition, while superconducting films, tapes and wires are extensively studied, AC losses in superconducting coils are rarely reported, see, for example, Refs. 16–18. It is the purpose of this article to describe a novel design of a system that enables measuring high-frequency AC losses of superconducting wires and

coils carrying AC currents superimposed on DC currents. The experimental setup described here enables direct electrical measurements of the AC losses in superconducting wires and coils at temperatures between 6 and 80 K, with a loss resolution of 100 nW. The system allows measurements under operation conditions expected in a future SMES application, namely, conduction-cooled specimen, DC currents of 150 A (about 50% of the practical critical current of a wire strand), and relatively small AC ripple currents (up to 8 A_{rms} in our system) and frequency range up to 18 kHz. While motivation for developing this system was measuring AC losses in MgB₂ samples, the system is, of course, not restricted to MgB₂ and can be used for any superconductor with high enough transition temperature, T_c, such as the pnictides¹⁹ and high-T_c superconductors.^{20,21}

In the following, we describe the challenges associated with the design of such an experimental device, and the ways to overcome them. We describe in detail the various parts which compose the system and exhibit some experimental results to demonstrate the capabilities of the system.

II. INSTRUMENT DESIGN AND DEVELOPMENT

A. Challenges in system design

In Table I, we summarize the main challenges in designing and building a system for measuring AC losses in superconducting wires and coils resulted from high-frequency AC currents superimposed on large DC current. These challenges stem from the system requirements, namely, a large measurement volume, minimizing eddy currents, superposition of AC-DC current, conduction cooling, and the use of large DC currents transported from room temperature down to cryogenic temperatures.

As the system is made primarily for measuring MgB₂ wires and coils (T_c = 39 K), we set the lowest temperature for the measurement system to around 10 K. Further lowering the setup base temperature seems practically unnecessary because at lower temperatures, MgB₂ shows a high level of flux jumps^{22,23} and is less stable. We reach the target temperature by using closed cycle cryocoolers, avoiding the

use of liquid helium and the logistics, and maintenance involved in using it.

B. Cryostat assembly and cryocoolers

Taking into account the limited cooling power of cryocoolers, we built a multistage conduction-cooled system shown schematically in Fig. 1. The 1st cooling stage is based on an Edwards (0/40) cryocooler. Its purpose is to cool all the wiring which enters the cryostat including the massive current leads. This cryocooler, that has a cooling power of 40 W at 77 K and can reach 30 K without load, absorbs all the heat flowing into the cryostat from the room temperature side through conduction and Ohmic losses in the copper current leads. Parts of the radiation shields described below are also connected to the 1st stage. In equilibrium at 50 K, the 1st cooling stage allows the use of the “cryosaving” technique, namely, current carrying leads made of high temperature superconductors such as BSSCO or YBCO which connect the 1st stage to the 25 K 2nd stage. These leads have two significant advantages. First, they carry the high current to the measured specimen with zero joule heating for DC currents. Second, they reduce significantly the heat flow between the 50 K 1st stage and the 25 K 2nd stage due to the relatively small cross section of the tape. It is important to note, however, that high frequency AC currents do generate heating and AC losses in the high temperature superconductor (HTS) interconnecting cryosavers. To overcome this expected extra heat generation, the HTS tapes are soldered all along with indium to a 0.5 mm thick copper strip that conducts the extra heat to the cryocoolers, 1st and 2nd stages. Of course, while this copper strip increases the thermal stability, it comes with a cost of increasing also the heat flow from the 1st to the 2nd stage and therefore its cross section is minimized. The 2nd stage cools down to 25 K by an Edwards 6/30 cryocooler (6 W at 20 K and 28 W at 77 K). It serves as a middle-point heat sink for the current leads and as a thermal anchor for all the wiring such as thermometers and voltage taps. The thickness of the copper strip soldered to YBCO tape in the current leads between the 2nd and 3rd stages is reduced to 0.1 mm. The 3rd stage utilizes Sumitomo RDK408, a 1 W cooling power at 4 K cryocooler on which the measured specimen is mounted. This

TABLE I. Measurement of system requirements.

Requirement	Challenge
Large volume	Overcome radiation, convection and conduction heat losses using limited cooling power
Minimizing eddy currents	Use of as little as possible metal components while maintaining good thermal conductivity, mechanical strength, and stability
Superposition of AC-DC current	Eliminate ripple effect on DC power supply, avoid cross-talk between AC and DC circuits, clear 50 Hz, and power supply switching frequency and harmonic noises
Conduction cooling	Reach operation temperature lower than 10 K with low cooling power with high temperature homogeneity over the measured wire/coil volume using no copper for mounting support
Current leads of up to 150 A	High inward heat flow to the cryostat due to ohmic and conduction losses in the leads

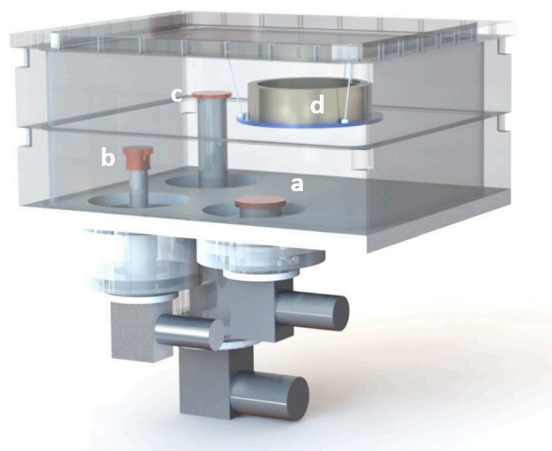


FIG. 1. Schematic description of the cryostat assembly. (a) Edwards 0/40, (b) Edwards-6/30, (c) Sumitomo RDK-408D2, and (d) superconducting sample (coil in this scheme).

last cooling stage maintains the temperature of the measured wire or coil.

C. Eddy currents

In studying AC losses in wires and coils, it is crucial to make sure that the cryogenic surroundings do not affect the measurement. The main source of the possible effect on the AC loss measurements is the loss generated by eddy currents induced in various parts of the cryostat and cryocoolers. In addition, the magnetic field around the specimen can be altered by the eddy currents, contributing to false results. To minimize such artifacts, the use of electrically conductive and/or magnetic materials has to be minimized. For this reason, the whole cryostat enclosure is made of Delrin, an insulating synthetic polymer characterized by its high strength, hardness, and rigidity. The main cryostat body is cut out from two bulks of Delrin material. (The use of two pieces instead of one for the main body was dictated by the limitation of the workshop machinery.) Special care has to be given to sealing the connections between the Delrin plates in order to ensure the vacuum (10^{-6} Torr) necessary for the measurements. The inner dimensions of the cryostat are 56 cm (width) \times 24 cm (height) \times 44 cm (depth), allowing loss measurement in coils up to 40 cm in diameter. All three cryocoolers are attached to the bottom Delrin plate. The top cover is also made of a Delrin plate. The thickness of each Delrin plate is 25.4 mm. The system is highly scalable. The only limitation for scalability is the vacuum vessel which is harder to manufacture with composite materials due to very large forces. As far as we know, the 2 m OD cryostat made of such materials exists.

The total face area of the cryostat is quite large and requires excellent shielding for minimizing thermal radiation. All internal faces of the cryostat are, therefore, covered with five blankets of multilayer super-insulation (MLI). Each blanket consists of 10 layers of aluminized mica with a weaved spacer in between, 50 layers in total. In addition, an actively cooled radiation shield which is thermally anchored to the 1st stage. We could not use regular copper

sheets as radiation shields because of the expected induced eddy currents. The other common solutions, such as Alumina (Al_2O_3), Aluminum Nitride (AlN), or Boron Nitride (BN), are not practical because of the high cost involved in shielding the cryostat large area. An innovative solution was implemented to overcome this problem, based on a commercial weaved mesh made of 0.15 mm thick copper wires with 0.25 mm spacing, see Fig. 2. To avoid eddy currents in the mesh loops, we oxidized the mesh, forming a layer of Cu-oxide that coats not only the wire surface but also the overlapping wire junctions. The mesh was sampled at random locations to verify that no electric contact exists between mesh's wires. (The induced eddy currents inside each copper wire have a negligible effect due to the small wire diameter.) We then soldered one end of the mesh blanket to a copper braided cable and anchored to the cryocooler, generating high thermal conductivity in one direction (along the X axis in Fig. 2). Several mesh blankets were used in order to avoid any possible electrical conduction path around the perimeter of the cryostat (i.e., a close loop around the coil). An additional layer of the MLI blanket was thoroughly attached to the copper mesh to screen possible thermal radiation penetrating through the mesh. The problem of eddy currents becomes even more important at locations closer to the specimen (wire or coil). The cooling path to the specimen was therefore made of bulk, hot-pressed Boron Nitride (BN), an electrically nonconductive material with high thermal conductivity (70 W/m K).

D. Sample holders

A special BN stage was designed for the measured superconducting wires. The stage was placed on a copper plate on top of the 4 K stage cryocooler. To improve thermal contact, the wire was covered with cryogenic thermal grease Apiezon N, mixed with 1 μm boron nitride particles serving as a volume filler. Another piece of BN applies pressure from the top to ensure thermal contact and improve temperature homogeneity. The ends of the wire are soldered with pure indium to the current leads, leaving 80 mm of the wire length free of any metal around. The voltage taps are connected 50 mm apart. Voltage taps are soldered with pure indium as well to minimize thermoelectric effects. The voltage taps are connected in a way that forms "8" shaped loop.⁵ This way the pick-up loops are divided into two halves that cancel out the induced voltage

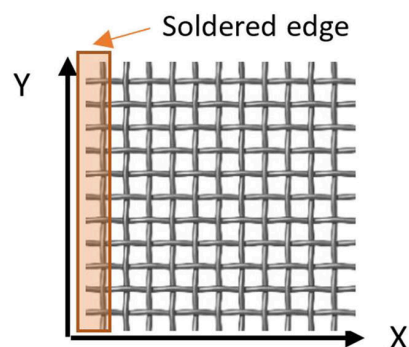


FIG. 2. Illustration of a weaved mesh made of 0.15 mm diameter insulated copper wires with 0.25 mm spacing.

picked up by the loop. The distance from the edge of the specimen is at least twice the specimen width. Two 10 Ω 50 W heaters are attached to the copper plate from both sides of the BN podium. A calibrated silicone diode thermometer is screwed to BN with ceramic bolt and small spring washer to maintain pressure after cool down.

The design is slightly different for measurements of superconducting coils. A 6 mm thick copper plate is connected to the cryocooler [Fig. 3(a)]. The copper plate has a round center hole of 140 mm in diameter and a 5 mm slit for reducing eddy currents. On top of it, a 200 mm diameter and 20 mm thick BN disc is placed. The contact area between the BN disc and the copper plate is 15 000 mm², large enough to eliminate any temperature gradients between the surfaces. On top of the BN disc, the coil is placed and pressed against with a fiberglass plate [Fig. 3(b)]. Since the coils had a diameter smaller than the hole in the copper plate, only a small fraction of the flux lines penetrates through the copper. This significantly reduces the eddy currents in the copper plate and therefore improves measurement precision and thermal stability.

E. Cool down

A vacuum of 10^{-3} Torr was achieved in the Dewar after 10 h of pumping with a conventional rotary vane pump (Edwards 5). Only then, the cryocoolers were started. Due to cryopumping, the pressure dropped to 10^{-6} Torr. The system base temperature is 6 K for short wire samples and 10 K for coils. Recording of the system cool-down process with the sample holder option for short wires measurements is shown in Fig. 4. A steady temperature of 6 K at the sample holder was achieved after 4.5 h. Figure 4 also shows the temperatures measured at the radiation shields at two different locations (A—top cover of the cryostat and B—side wall). Higher measurement temperatures were reached by powering the heaters with proportional–integral–derivative (PID) control algorithm.

F. Current source

Another important aspect of the measurement system is the current source. As previously mentioned, the SMES operates at a

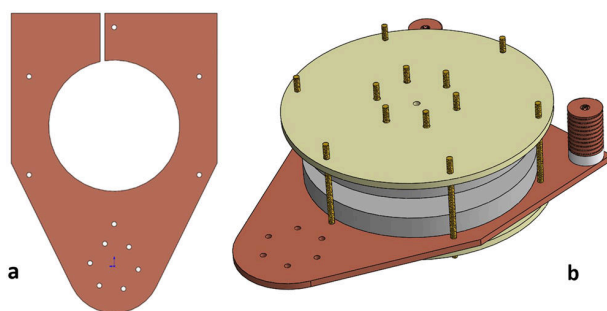


FIG. 3. Design of the coil assembly for AC loss measurements (schematic). (a) Copper plate connected to 4.2 K cryocooler and (b) assembled coil with boron nitride former on the copper plate.

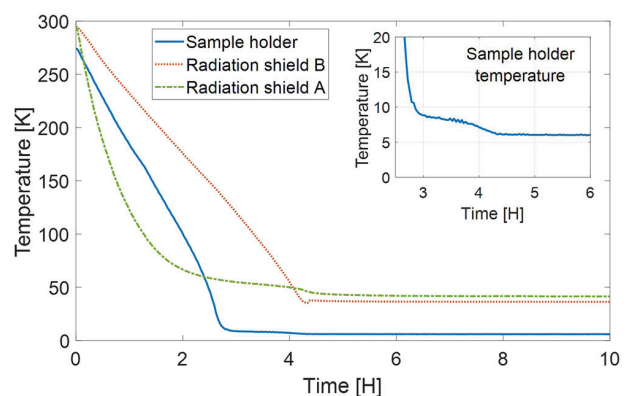


FIG. 4. Radiation shield and sample holder temperatures vs time during the cool down of the system with short wire sample. Sample holder (blue solid line), Radiation shields: A—top of the cryostat, B—side wall. Inset: a zoomed-in image of sample holder temperature.

high DC current level accompanied with high frequency AC ripple component. This AC component may be of very low amplitude during compensation charging or be quite significant during discharge. In both cases, the frequency of those AC ripples can be as high as 10^4 Hz. To mimic this combination of DC and AC currents flowing through the specimen, a special setup was built. This setup—described schematically in Fig. 5—is capable of driving DC currents of hundreds of amperes alongside AC current with amplitudes ranging from milliamperes to tens of amperes at frequencies up to 18 kHz. The setup is composed of Xantrex power supply, which drives DC currents up to 300 A, a supercapacitor bank of 1000 F connected in parallel, and a homemade air transformer connected in series with its secondary windings to a calibrated noninductive 0.5 m Ω shunt and the measured wire or the coil. The primary side of the air transformer is connected to an AC current source which is basically a signal generator amplified by a professional high-power 6 kW per channel audio amplifier. A 2 Ω resistor is required to avoid shorting the amplifier. The DC current also flows through the

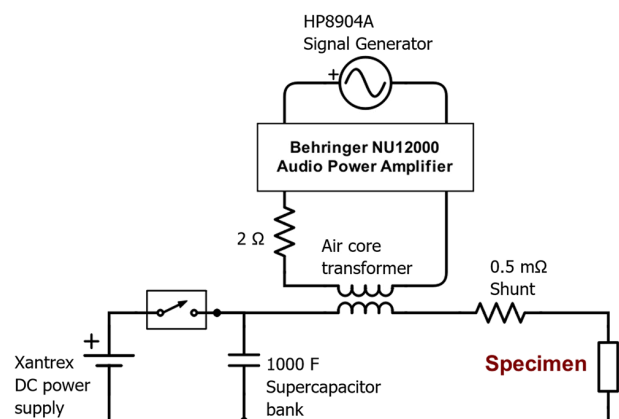


FIG. 5. Electrical scheme of the AC/DC current supply for the measurement system.

secondary circuit where the AC current is injected. The DC power supply cannot withstand high AC currents and maintain stable DC current. The supercapacitor bank serves as a bypass route for the AC signal preventing it from flowing through the DC power supply. It also provides a low pass filter for the high frequency switching noise produced by DC power supply. An additional use of the supercapacitors, after being charged and disconnected from DC power supply, is to produce exponential current decay with high enough time constant. This approach mimics the quasi-DC discharge of the SMES. The total resistivity of the loop is $\sim 30\text{--}40\text{ m}\Omega$ which gives a time constant of $\sim 40\text{ s}$. Although the magnetic coupling of air transformer is much worse than in magnetic core based transformers, it is basically the only reasonable option because there is a constant high DC current flowing through the secondary winding which would immediately saturate the magnetic core.

The combination of signal generator and audio power amplifier requires a control based on a feedback loop to set the desired current. The selection of an audio amplifier as an AC current ripple source for the setup was based on its “clean,” low harmonic distortion properties and the audio frequency range (20 Hz–20 kHz), which perfectly matches the required conditions for the experiments.

The pulse nature of PWM waveform introduces copious amounts of high harmonics. High precision current and voltage measurements are, therefore, required for numerically calculating the energy dissipated in the wire. For this purpose, we used a calibrated precision power analyzer PPA-5510 by Newtons 4th. It has an accuracy of 0.01% in voltage, 0.01% in current, and 0.005° in phase measurements. It also allows us to measure harmonics in current and voltage independently up to the 40th harmonic and the total harmonic distortion (THD).

To calibrate the system, we performed a series of measurements using a copper Litz wire sample of 180 strands, $40\text{ }\mu\text{m}$ each. The use of Litz wire is necessary to avoid additional losses over the DC Ohmic losses, which, in a single filament copper wire, increase with frequency due to the skin effect. With copper Litz wire, we were able to achieve the accurate measurement of $10\text{ nW} \pm 0.1\text{ nW}$. However, switching to the superconducting specimen reduced dramatically the measured voltage at low frequencies resulting in an overall measurement resolution of $100\text{ nW} \pm 2\text{ nW}$.

G. Control and data acquisition

All the system instruments are controlled in an MATLAB environment. The developed MATLAB code has graphical user interface (GUI) and all the required automation for the measurements. It also involves a feedback loop for AC and DC currents and a PID for temperature control. The measurement routine scans all the combinations of AC current amplitudes, frequencies, DC currents, and temperatures as defined by the user. It also involves protection algorithms by constantly monitoring the sample temperature and its time derivative to stop the current if the sample is over heated.

H. Experimental tests

Preliminary measurements of MgB_2 ^{24,25} and pnictide wire and tapes¹⁹ were already reported. In Fig. 6, we show typical results for a 36 filamentary MgB_2 wire with Monel sheath. The wire, with an outer diameter of 1.3 mm, was manufactured by Columbus

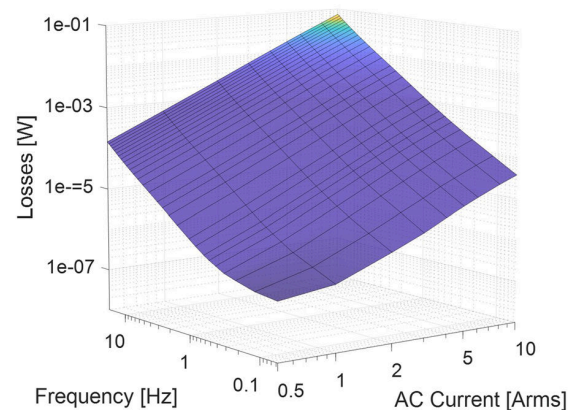


FIG. 6. AC loss measurements of 36 filamentary MgB_2 wire at 10 K, 40 A DC current, frequencies from 57 Hz to 18 kHz, and AC amplitudes from $0.5\text{ A}_{\text{rms}}$ to 8 A_{rms} .

Superconductors.²⁶ The measurement displayed here was performed at 10 K, 40 A DC current at frequencies up to 18 kHz, and AC amplitudes from $0.5\text{ A}_{\text{rms}}$ to 8 A_{rms} . One can clearly see the losses ranging from lowest values of 100 nW to 0.1 W. Above 100 nW, the measurements are very stable and repetitive.

III. SUMMARY

We described here a unique experimental setup for measuring AC losses in superconducting wires and coils. The setup focuses on special operation conditions where the superconductor carries high levels of DC current with high-frequency AC current ripple superimposed on it. The system achieves a resolution of 100 nW utilizing a direct voltage and current waveform measurement. To minimize eddy currents within the experimental setup, a special Delrin-made cryostat was designed and built along with a special oxidized copper mesh as active shielding and BN made sample holders. An accurate DC-AC superimposed current was achieved utilizing a supercapacitor bank in DC and AC circuits coupled through an air transformer. The system described here is highly scalable and will assist in developing superconducting wires and coils for high-power applications.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the faculty mechanical workshop team for its assistance in the system making. The development of the experimental setup was supported by the Israel Ministry of National Infrastructures, Energy and Water. Y.N. acknowledges a Ph.D. Fellowship awarded by the Ministry of Science, Technology and Space.

REFERENCES

1. M. H. Ali, B. Wu, and R. A. Dougal, *IEEE Trans. Sustainable Energy* **1**, 38 (2010).
2. J. Bock, M. Bludau, R. Dommerque, A. Hobl, S. Kraemer, M. O. Rikel, and S. Elschner, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1202 (2011).

- ³A. Ballarino, C. E. Bruzek, N. Dittmar, S. Giannelli, W. Goldacker, G. Grasso, F. Grilli, C. Haberstroh, S. Hole, F. Lesur, A. Marian, J. M. Martinez-Val, L. Martini, C. Rubbia, D. Salmieri, F. Schmidt, and M. Tropeano, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26**, 1 (2016).
- ⁴W. J. Carr, *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors* (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2001).
- ⁵J. J. Rabbers, B. ten Haken, and H. H. J. ten Kate, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2365 (2001).
- ⁶N. Magnusson, S. Lindau, H. Takt, and M. Runde, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 105003 (2014).
- ⁷Z. Hong, L. Ye, M. Majoros, M. Campbell, and T. Coombs, *J. Supercond. Novel Magn.* **21**, 205 (2008).
- ⁸J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 015013 (2015).
- ⁹K. Kajikawa, T. Kawano, R. Osaka, T. Nakamura, M. Sugano, M. Takahashi, T. Wakuda, H. Takt, N. Magnusson, M. Runde, and S. Brisigotti, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 045026 (2010).
- ¹⁰Y. Nikulshin, Y. Yeshurun, and Y. Wolfus, *Supercond. Sci. Technol.* **32**(7), 075007 (2019).
- ¹¹J. Kováč, in *MgB₂ Superconducting Wires*, edited by R. Flükiger (World Scientific Publishing Co Pte Ltd., 2016), pp. 419–438.
- ¹²J. Kováč, M. Kulich, L. Kopera, and P. Kováč, *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 125014 (2018).
- ¹³J. Kováč, J. Šouc, and P. Kováč, *Physica C* **475**, 1 (2012).
- ¹⁴J. Jarvela, M. Lyly, A. Stenvall, R. Juntunen, J. Souc, and R. Mikkonen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25**, 1 (2015).
- ¹⁵J. W. Hartwig, B. Fraser, G. Brown, D. Koci, K. R. Hunker, C. Bowman, L. Kohlman, P. Schrum, and D. Matten, in *2018 AIAA/IEEE Electric Aircraft Technologies Symposium* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2018), pp. 1–24.
- ¹⁶N. Magnusson and S. Hörnfeldt, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3320 (1998).
- ¹⁷E. Pardo, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 105017 (2013).
- ¹⁸A. Friedman, Y. Wolfus, F. Kopansky, and Y. Yeshurun, *J. Phys.: Conf. Ser.* **234**, 032014 (2010).
- ¹⁹Y. Nikulshin, N. Nechushtan, W. Shuki, Y. Nikulshin, X. Zhang, H. Huang, D. Wang, and M. Yanwei, in *International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors*, Beijing, 2018, p. 599.
- ²⁰A. Friedman, Y. Wolfus, F. Kopansky, and Y. Yeshurun, *Phys. Procedia* **36**, 1169 (2012).
- ²¹D. N. Nguyen, C. H. Kim, J. H. Kim, S. Pamidi, and S. P. Ashworth, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 095001 (2013).
- ²²H. Fujishiro, H. Mochizuki, T. Naito, M. D. Ainslie, and G. Giunchi, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 034006 (2016).
- ²³J. I. Vestgård, T. H. Johansen, A. J. Qviller, T. Qureishy, C. Laliena, P. Mikheenko, R. Navarro, and E. Martínez, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 125005 (2017).
- ²⁴Y. Nikulshin, S. Wolfus, A. Friedman, V. Ginodman, G. Grasso, M. Tropeano, G. Bovone, M. Vignolo, C. Ferdeghini, and Y. Yeshurun, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 1 (2018).
- ²⁵Y. Nikulshin, S. Wolfus, A. Friedman, V. Ginodman, G. Grasso, M. Tropeano, G. Bovone, M. Vignolo, C. Ferdeghini, and Y. Yeshurun, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 1 (2018).
- ²⁶See <http://columbussuperconductors.com/> for Columbus Superconductors SPA.

Monel contribution to AC losses in MgB₂ wires in frequencies up to 18 kHz .3.2

Published in IEEE Transaction on Applied Superconductivity, Vol. 28 No 8. Dec 2018

Monel Contribution to AC Losses in MgB_2 Wires in Frequencies Up To 18 kHz

Yasha Nikulshin , Shuki Wolfus, Alex Friedman, Vladimir Ginodman, Gianni Grasso, Matteo Tropeano, Gianmarco Bovone, Maurizio Vignolo, Carlo Ferdeghini, and Yosef Yeshurun

Abstract—AC losses for a wide range of ac amplitudes and frequencies have been studied in magnesium diboride (MgB_2) superconducting wire with 36 filaments and Monel sheath at different temperatures and dc current levels. The results show a strong non-linear frequency dependence below 1 kHz, which crosses over to a more moderate linear behavior at frequencies up to 18 kHz. Surprisingly, the introduction of dc current causes a significant reduction in the ac losses. Finite element simulations yield ac losses consistent with that observed experimentally. The simulations show that the magnetic Monel sheath is a dominant source for ac losses in zero dc current and that nonzero dc current saturates the magnetization, thus reducing the ac losses.

Index Terms—AC losses, finite element method (FEM), magnesium diboride (MgB_2), superconducting magnetic energy storage (SMES), superconducting filaments and wires.

I. INTRODUCTION

SINCE its discovery in 2001 [1], magnesium diboride (MgB_2) has become one of the most attractive superconducting materials for applications. The relatively low cost of MgB_2 wires and its moderately high critical temperature of ~ 39 K made it a promising candidate for use in power applications such as superconducting magnetic energy storage (SMES) [2]–[5] and high voltage direct current (HVDC) lines [6]–[8]. Although the base power frequency is 50/60 Hz, both applications utilize the pulswidth modulation (PWM) technique [9] with frequencies of several kilohertz for conversion from dc current to ac current. In such applications, the superconductor

carries dc current on which ac current ripples are superimposed due to the very nature of high frequency switching used in the PWM technique with a wide-range duty cycle. In SMES, ac ripples are present both in the standby mode, where switching is used only for compensating the current decay, and in charge and discharge cycles, where the power is converted from ac to dc or vice versa. A typical PWM base frequency is 3 kHz and the ripples are usually nonsinusoidal. It is, thus, important to characterize the frequency dependence of the losses up to, say, the fifth harmonics (i.e., 15 kHz). Therefore, it is important to measure the ac losses in this frequency range and understand its origin. Extensive research work has been done on ac losses in MgB_2 wires, tapes, and cables [10]–[26]. In several papers, e.g., [11], [14]–[16], the main goal was the investigation of the magnetization ac losses in MgB_2 wires in the presence of external magnetic field but without transport current. Many others focused on transport ac losses [17], [18], [23]–[26] but without dc current. Several others [19]–[21] reported on the losses for the combination of dc current and ac ripples but at frequencies much lower than required for typical PWM use. Thus, the available research works cover only partially the conditions required for SMES/HVDC applications. The need to explore the behavior of MgB_2 superconducting wires at high frequencies is evident and turns crucial as the potential for high-power MgB_2 applications becomes realistic.

For practical applications, the study of ac losses is of extreme importance especially for conduction-cooled superconductors where cooling power is very limited. In such cooling, failure to estimate the energy dissipated within the coil under real operating conditions may result in insufficient cooling power to maintain a constant operating temperature and eventually a thermal runaway in the superconductor. We measured the ac losses in the MgB_2 wire produced by Columbus Superconductors [27] with 36 filaments and Monel outer sheath, using an electrical method [28]. For this purpose, a unique experimental setup, based on conduction cooling and electrically nonconducting cooling bus, designed for measuring ac loss in superconducting wires and coils in a frequency range up to 18 kHz was built. To clearly understand the loss mechanisms, a two-dimensional (2-D) finite element method (FEM) simulation [29], [30] based on H-formulation, was adopted. The numerical model calculated the spatial and temporal dependence of the magnetic field, taking as input the electrical properties of the superconductor described by the E – J power law and the electrical resistivity and nonlinear magnetic properties of the Monel.

Manuscript received April 19, 2017; revised February 26, 2018; accepted May 17, 2018. Date of publication May 31, 2018; date of current version July 17, 2018. The design and development of the experimental setup was supported by the Israel Ministry of National Infrastructures, Energy, and Water. The measurements of the Columbus wires have been performed in the framework of the Israeli-Italian Scientific and Technological Cooperation program supported by the Israel Ministry of Science Technology and Space, and the Italian Ministry of Foreign Affairs. The work of Y. Nikulshin was supported by a Ph.D. grant from the Ministry of Science Technology and Space, Israel. This paper was recommended by Associate Editor N. Amemiya. (Corresponding author: Yasha Nikulshin.)

Y. Nikulshin, S. Wolfus, A. Friedman, V. Ginodman, and Y. Yeshurun are with the Institute of Superconductivity, Department of Physics, Bar-Ilan University, Ramat-Gan 5290002, Israel (e-mail: yasha.nick@gmail.com).

G. Grasso and M. Tropeano are with Columbus Superconductors, Genova 16133, Italy.

G. Bovone, M. Vignolo, and C. Ferdeghini are with the CNR Institute SPIN, Genova 16152, Italy.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TASC.2018.2841926

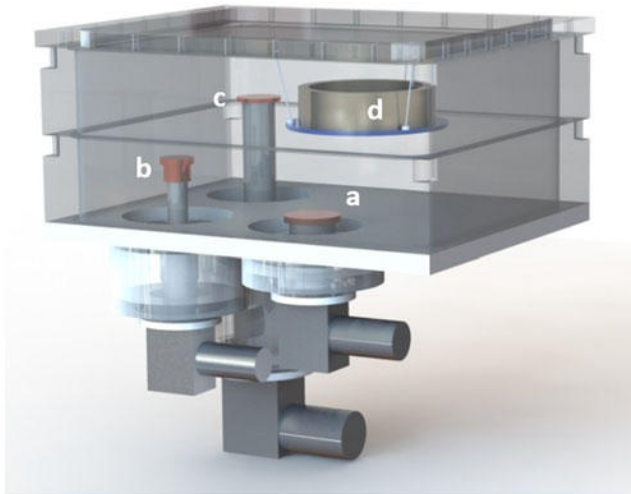


Fig. 1. Schematic description of the cryostat assembly. (a) Edwards 0/40. (b) Edwards 6/30. (c) Sumitomo RDK-408D2. (d) Superconducting sample (coil in this scheme).

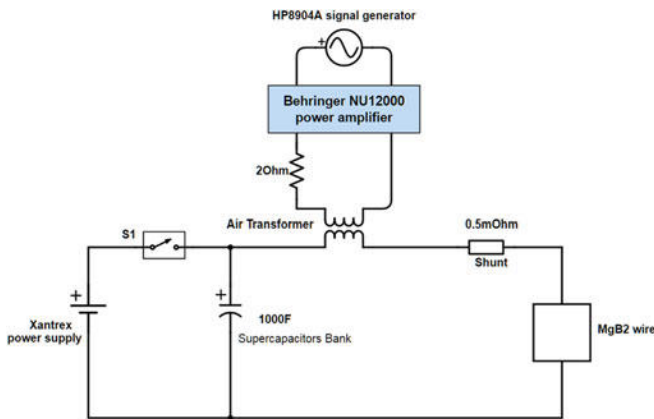


Fig. 2. Electrical scheme of the measurement system.

II. EXPERIMENTAL

All the results depicted in this paper were acquired in a home-made system designed for measurements of ac losses in superconducting wires, tapes, and coils. The cryogenic part of the system, described schematically in Fig. 1, comprises a cryostat and three cryocoolers. The cryostat is made of Delrin to eliminate eddy currents in the cryostat walls due to alternating magnetic fields, and its volume is sufficient to contain coils of diameters up to 60 cm. The cryocoolers—Edwards 0/40, Edwards 6/30, and Sumitomo RDK-408D2—are capable of reaching base temperatures of 50, 25, and 3.8 K, respectively. The Edwards 0/40 and the first cooling stage of the 6/30 are used for cooling the current leads and peripheral cabling, while the Sumitomo cold-head cools the sample. YBCO current leads to connect the 25 and 4 K stages.

AC loss measurements are based on the electrical method [28], namely, measuring the time integral of the product $I \cdot V$ waveforms per cycle. Electrical scheme of the measurement setup is presented in Fig. 2.

DC current is supplied by Xantrex (20–300) power supply connected in parallel to a 1000 F supercapacitor bank. The



Fig. 3. Image of the cross-section of a 1.3 mm diameter, 36 filamentary MgB_2 wire with a Monel outer sheath.

capacitor bank serves as a high-pass filter to eliminate ac currents passing through the dc power supply and filter high-frequency noise from the switching dc power supply. AC current is driven by a Behringer NU12000 6 kW/ch high-power audio amplifier and coupled to the measurement circuit through an air transformer connected in series to the main loop. The system, thus, allows superimposing dc and ac currents through the measured sample. Voltage taps are mounted on the sample, 50 mm apart. The total length of the wire is 180 mm. The current through the wire and the voltage across the taps are measured by the Newtons4th PPA5510 high-precision power analyzer. The instrumentation is connected and controlled by MATLAB environment with feedback loop to stabilize the currents.

The measurements described here were conducted on a 1.3 mm diameter, 36 filamentary round MgB_2 wire with the Monel matrix, produced by Columbus Superconductors. The critical current of a similar wire is about 1000 A at 10 K in self-field [22]. The filaments are distributed in three layers, as shown in Fig. 3. The MgB_2 wire sample is cast in alumina grains of various sizes impregnated with epoxy to ensure thermal conductivity and efficient heat removal while making sure that there are no electrically conductive materials in the range of at least 15 mm from the sample.

In realistic use of superconductors in power applications, the dc current is in the range of hundreds or even thousands of Amperes, while ac current components are only a few % of it at most. The losses were measured with amplitudes of ac current from 0.5 to 8 A_{rms} , which represent the relatively small fraction of high dc current amplitude. However, our experimental setup (see Fig. 2) does not allow for currents above ~ 50 A due to the small air transformer, which limited the dc current to be only 40 A. Despite this relatively small dc amplitude, the measurements results show virtually no influence of further increase of dc current.

III. RESULTS

Sinusoidal ac currents of amplitudes from 0.5 to 8 A_{rms} and frequencies from 57 Hz to 18 kHz were driven through the sample, superimposed on dc currents from zero to 40 A in

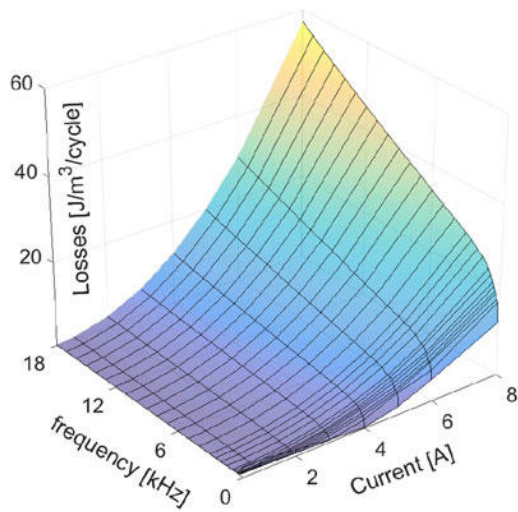
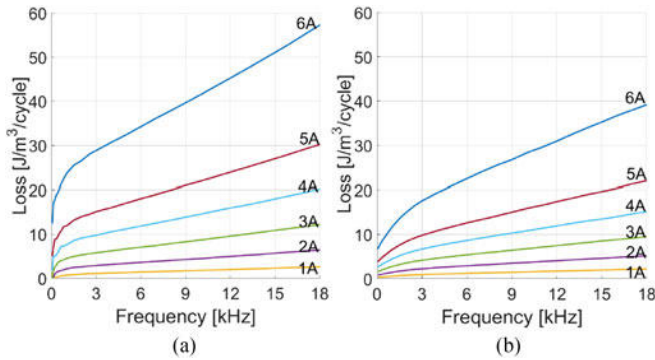


Fig. 4. Energy losses as a function of ac current and frequency.

Fig. 5. AC losses as a function of frequency for the indicated ac current amplitude for (a) $I_{dc} = 0$ and (b) $I_{dc} = 40$ A.

self-field. The measurements were performed in a temperature range from 5.5 to 35 K. Fig. 4 shows the measured energy loss per wire volume per cycle at 10 K as a function of the ac current amplitude and frequency, in zero dc current. As expected, the energy loss increases upon increasing either amplitude or frequency. As depicted in Fig. 5(a), we observe a strong nonlinear dependence of the loss on the frequency. Up to ~ 1 kHz there is a fast increase of the ac losses with frequency, crossing over to a slow, approximately linear increase at high frequencies. This change in the behavior suggests a crossover between two dominant mechanisms of ac loss formation. These mechanisms will be discussed in the next section.

Fig. 5(b) shows the frequency dependence of the loss with a dc bias current of 40 A. Comparing Fig. 5(a) and (b), it is apparent that the dc current reduces the loss significantly, namely, losses in the presence of a dc bias current are much less than those without dc bias. In Fig. 6, we present this loss reduction resulting from the additional dc current and show that losses in the 40 A dc bias case are reduced by $\sim 50\%$ in comparison with the zero dc bias case. As discussed later, this surprising behavior is attributed to the magnetic properties of the Monel matrix.

Clearly, the ac losses depend on the ac current amplitude. The higher the ac amplitude, the larger the relative loss

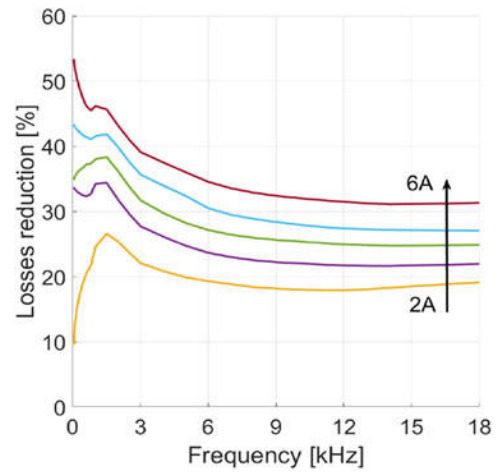


Fig. 6. Loss reduction [%] due to the dc current of 40 A for ac currents amplitudes of 2, 3, 4, 5, 6 A.

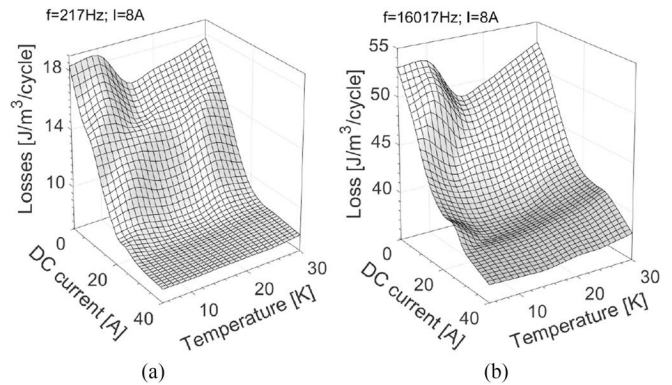


Fig. 7. AC losses as a function of dc current bias and temperature for (a) 217 Hz, 8 A ac current and (b) 16 017 Hz, 8 A ac current.

reduction (see Fig. 6). We emphasize again that we observe different behaviors for lower and higher frequencies ranges. This can play a significant role in designing devices for power application where not only grid frequencies (50/60 Hz) but also much higher frequencies exist, like in the case of SMES or switching modulations as PWM.

To have a clearer picture of the ac losses in the sample, Fig. 7(a) and (b) presents the ac losses as a function of the dc current and temperature for $I_{ac} = 8$ A and two representing frequencies: 217 and 16 017 Hz. Apparently, at low frequencies [see Fig. 7(a)], the initial increase of dc current results in a gradual decrease in the ac losses, reaching a plateau around ~ 20 A. A different behavior is observed at high frequencies [see Fig. 7(b)], where such a plateau is not reached and the decrease in ac losses is more moderate at high dc currents. The temperature dependence is also nontrivial. In both cases, we observe higher losses for temperatures below 10 K, with a minimum at 15 K. The losses then gradually increase with the temperature from 15 to 35 K. Since dc current levels are way below the critical current, such a strong temperature dependence is not expected.

Eddy currents loss per cycle increase linearly with frequency, but the hysteresis loss in superconducting filaments is expected

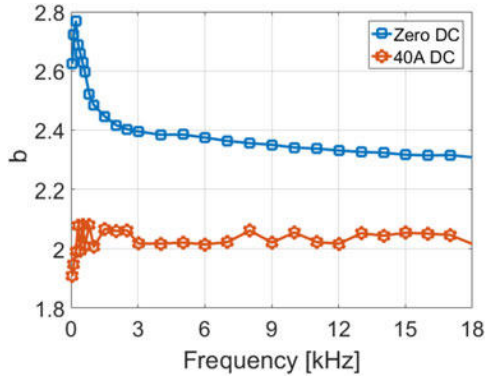


Fig. 8. Exponent b of power law-fit of the current amplitude versus frequency for zero dc bias (squares) and 40 A dc bias (stars).

to be frequency independent [31]. Additional step of data analysis is, therefore, a power-law fit of the loss Q , $Q(I) \sim I^b$, for every frequency of the ac current both for zero and for 40 A dc current. Fig. 8 shows the frequency dependence of the exponent b derived from the fit versus frequency. For zero dc bias, the exponent value is close to 3 at low frequencies, indicating magnetic hysteresis loss in the MgB_2 superconducting filaments. As frequency increases, the exponent decreases, indicating that eddy currents and magnetic hysteresis losses in the Monel matrix become dominant. We suggest that the eddy current losses in the Monel are dominant at the frequency range discussed here because of its low electrical resistivity and high permeability. A similar conclusion, though for different materials and different frequency ranges, was suggested also in [10] and [12].

As is clear from Fig. 8, the exponent b in the presence of 40 A dc bias current is practically frequency independent and close to 2. This value is quite counterintuitive since magnetic saturation of the Monel should reduce the magnitude of eddy currents and virtually eliminate the hysteresis loss in the Monel, leaving the MgB_2 hysteresis dominant with exponent b of ~ 3 (at least at low frequencies). Further investigations of the magnetic fields distributions and currents in the wire are necessary to explain this behavior.

IV. SIMULATIONS

To better understand the origin of the reduction in the ac losses, we used an FEM in COMSOL software package to analyze a model of the wire based on similar properties and conditions as in the experimental section. A time-dependent H-formulation 2-D model was used. A 2-D space implies infinite wire length. The total current in the wire is relatively small and flows only in 18 filaments out of 36 on the outer layer of the wire. The whole inner part of the wire is screened from the magnetic field. Due to the symmetry, only azimuthal magnetic field is present, which does not cross any area between the filaments and thus does not produce any filament coupling effect. This allows us to save computational time by simulating only 1/18 of the wire. The total current in the wire was taken as $I_{ac}\sin(2\pi ft) + I_{dc}(1 - e^{-5ft})$, where I_{ac} and I_{dc} are ac and dc current amplitudes, respectively, and f is the frequency. The

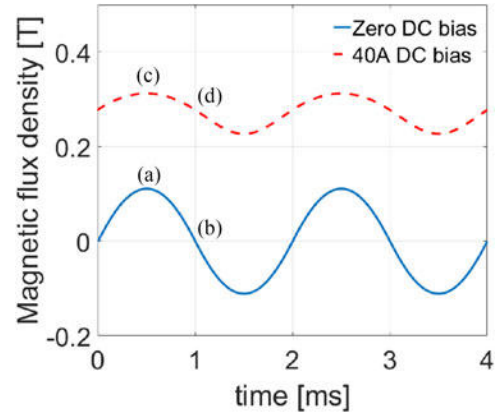


Fig. 9. Time dependence of the magnetic flux density in the outer part of the wire, for (a) zero dc, max ac current, (b) zero dc, zero ac, (c) 40 A dc, max ac, and (d) 40 A dc, zero ac.

exponential term that multiplies I_{dc} is required since the time-dependent H-formulation model has to start from zero field. The dc current was either zero or 40 A. In both cases, the ac current was 8 A_{rms} at 500 Hz. The simulation ran for 15 cycles to eliminate the initial current ramping effects. The losses were calculated only for the last cycle by surface integration of the $J \cdot E$ term over all the filaments and the Monel independently. The Monel material was described by the μ - H curve with saturation at 0.2 T (a value obtained in independent measurements exploiting a “quantum design” MPMS magnetometer at low temperatures and fitting the data to $\mu_r = 1 + c_1(1 - e^{-H/c_2})/H$ with $C_1 = 155\,600$ and $C_2 = 905$). The Monel electrical resistivity is $3.65 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ [2].

Due to the nonlinearity of the magnetization of the Monel, the magnetic field at a specific point depends on its distance from the filament. This led us to average the magnetic field over the Monel area outside the filament. Fig. 9 displays the spatial average of the magnetic flux density versus time in the outer part of the wire for both cases during two cycles. The difference in the flux density between maximum ac current (a) and zero ac current (b) with no dc current is 0.11 T, while in the case of 40 A dc current (c and d), the difference is only 0.04 T.

Fig. 10 shows four snapshots of the solution for the same points (a, b, c, d). The red-blue color code represents the current density inside the superconducting filaments and the blue-white code stands for the magnetic flux density in the Monel sheath. For the convenience of the presentation, only 3 of the 18 outer filaments are shown. In all cases, the current density is concentrated on the outer part of the filaments and only small portion of the filament’s cross-section carries the current. The central part of the wire is totally screened of currents and magnetic fields. Electric field is induced in the metal sheath, and thus eddy currents losses are proportional to the magnetic-field time derivative (dB/dt). When no dc bias current flows in the wire, the ac current causes a maximum magnetic flux density change during the cycle due to high permeability of the Monel at low magnetic fields. On the contrary, introducing a 40 A dc current saturates the Monel sheath and reduces the permeability, thus

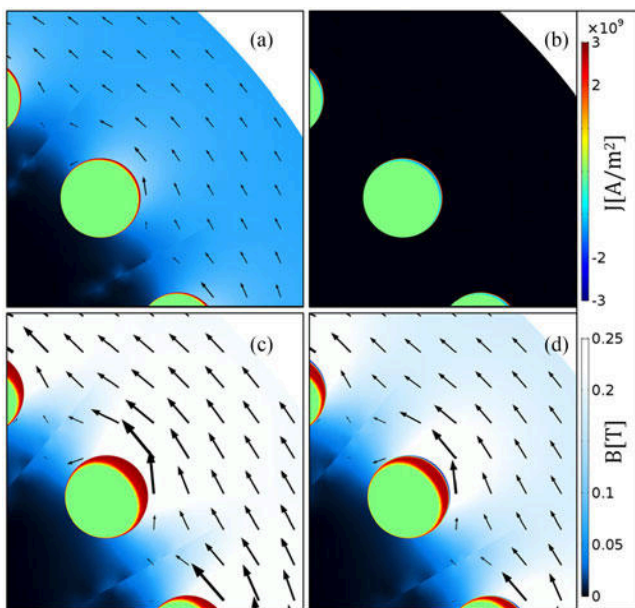


Fig. 10. Snapshot of simulation results. RGB color code stands for current density in the MgB₂ filaments, brightness of blue stands for magnetic flux density in the Monel. The panels describe J and B for the four cases marked in Fig. 8, namely, (a) zero dc, max ac current, (b) zero dc, zero ac, (c) 40 A dc, max ac, and (d) 40 A dc, zero ac. The thin blue area in (d) at the edge of the filament corresponds to the decrease of the total current compared to (c).

reducing the magnetic flux change and the eddy current losses, consistent with the experimental results.

At selected amplitudes and frequency, we see total domination of losses in the Monel ($1.08 \cdot 10^{-7}$ J/cycle) over losses inside MgB₂ filaments ($2.04 \cdot 10^{-8}$ J/cycle). However, we see only about 50% loss reduction in the experiment and much higher reduction in permeability when the Monel is saturated (at least ten times). The cause of this difference might be the fact that we use the dc permeability of the Monel in the model. Ferromagnetic materials behave differently when ac magnetic fields are present especially at low temperatures. As was shown in [3], the Monel used in MgB₂ wires has its own hysteresis losses. In fact, a frequency-dependent hysteresis mechanism in the Monel is involved, reducing the effective ac permeability of the material and introducing additional losses [4].

V. SUMMARY AND CONCLUSION

We presented the first results of ac loss measurements of MgB₂ wires for frequencies up to 18 kHz, exploiting a recently built novel system that enables a superposition of dc and ac currents in the sample while eliminating the electromagnetic interference of the cryostat. The measurements and the accompanying simulations have shown a significant loss reduction due to dc current. This effect originates from the magnetic saturation of the Monel sheath by high dc current that results in a pronounced reduction in the eddy currents.

For validation of the experimental result, a finite element model has been built. The simulation clearly shows the saturation of the Monel in the outer area of the wire, resulting in a reduction in the magnetic flux change during the ac cycle, and hence a reduction in the eddy currents.

Based on our experimental results and simulations, we conclude that under operating conditions typical of SMES, it is important to minimize the use of the magnetic matrix and search for alternatives to the Monel. Resistive and nonmagnetic matrix is preferable for applications utilizing high frequency switching. If the Monel is still used, it is crucial to magnetically saturate the matrix in all parts of the wire.

ACKNOWLEDGMENT

The authors thank M. Ainslie for help with the finite element method modeling.

REFERENCES

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride," *Nature*, vol. 410, no. 6824, pp. 63–64, Mar. 2001.
- [2] A. Friedman, N. Shaked, E. Perel, M. Sinvani, Y. Wolfus, and Y. Yeshurun, "Superconducting magnetic energy storage device operating at liquid nitrogen temperatures," *Cryogenics*, vol. 39, no. 1, pp. 53–58, Jan. 1999.
- [3] M. H. Ali, S. Member, B. Wu, and R. A. Dougal, "An overview of SMES applications in power and energy systems," *IEEE Trans. Sustain. Energy*, vol. 1, no. 1, pp. 38–47, Apr. 2010.
- [4] Y. Oga, S. Member, S. Noguchi, and M. Tsuda, "Comparison of optimal configuration of SMES magnet wound with MgB₂ and YBCO conductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, Jun. 2013, Art. no. 5700204.
- [5] A. M. Wolsky, "The status and prospects for flywheels and SMES that incorporate HTS," *Phys. C, Supercond.*, vols. 372–376, no. 3, pp. 1495–1499, Aug. 2002.
- [6] V. V. Kostyuk *et al.*, "Experimental hybrid power transmission line with liquid hydrogen and MgB₂-based superconducting cable," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 38, no. 3, pp. 279–282, Mar. 2012.
- [7] A. Ballarino *et al.*, "The BEST PATHS project on MgB₂ superconducting cables for very high power transmission," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, Apr. 2016, Art. no. 5401705.
- [8] R. Rudervall, J. Chapentier, and R. Sharma, "High voltage direct current (HVDC) transmission systems technology review paper," in *Proc. Energy Week*, 2000, pp. 1–19.
- [9] D. G. Holmes and T. A. Lipo, *Pulse Width Modulation for Power Converters: Principles and Practice*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2003.
- [10] M. Majoros, M. D. Sumption, M. A. Susner, M. Tomsic, M. Rindfleisch, and E. W. Collings, "AC losses in MgB₂ multifilamentary strands with magnetic and non-magnetic sheath materials," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pp. 3106–3109, Jun. 2009.
- [11] J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, "Magnetization ac losses in MgB₂ wires made by IMD process," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, 2015, Art. no. 015013.
- [12] J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, "AC losses of single-core MgB₂ wires with different metallic sheaths," *Phys. C, Supercond. Appl.*, vol. 519, pp. 95–99, Dec. 2015.
- [13] K. Kajikawa, R. Osaka, T. Nakamura, M. Sugano, and T. Wakuda, "AC loss evaluation of MgB₂ superconducting windings located in a stator core slot with a finite-element method," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 24, nos. 1–2, pp. 987–991, Sep. 2010.
- [14] C. Zhou *et al.*, "Intra-wire resistance and ac loss in multi-filamentary MgB₂ wires," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 2, 2013, Art. no. 25002.
- [15] S. Safran, J. Šouc, F. Gömöry, P. Kovac, and A. Gencer, "Experimentally determined magnetization ac losses of mono and multifilamentary MgB₂ wires," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 26, no. 5, pp. 1557–1561, Dec. 2012.
- [16] S. Choi *et al.*, "Magnetization loss of MgB₂ superconducting wire at various temperatures," *J. Supercond. Nov. Magn.*, vol. 26, pp. 1531–1535, 2013.
- [17] K. Kajikawa *et al.*, "AC losses in monofilamentary MgB₂ round wire carrying alternating transport currents," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 4, Apr. 2010, Art. no. 45026.
- [18] F. Wan, M. D. Sumption, M. A. Rindfleisch, M. J. Tomsic, and E. W. Collings, "Architecture and transport properties of multifilamentary MgB₂ strands for MRI and low ac loss applications," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, Jun. 2017, Art. no. 6200105.



- [19] C.-E. Bruzek *et al.*, "Cable conductor design for the high-power MgB_2 dc superconducting cable project within BEST PATHS," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, Jun. 2017, Art. no. 4801405.
- [20] V. Lahtinen, E. Pardo, J. Šouc, M. Solovyov, and A. Stenvall, "Ripple field losses in direct current biased superconductors: Simulations and comparison with measurements," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 11, Mar. 2014, Art. no. 113907.
- [21] D. Liu, H. Polinder, N. Magnusson, J. Schellevis, and A. B. Abrahamsen, "Ripple field ac losses in 10-MW wind turbine generators with a MgB_2 superconducting field winding," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, Apr. 2016, Art. no. 5204205.
- [22] G. Escamez *et al.*, "Experimental characterization of the constitutive materials of MgB_2 multi-filamentary wires for the development of 3D numerical models," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 3, Mar. 2017, Art. no. 34008.
- [23] A. Kundu *et al.*, "Magnesium-diboride-based prototype ELM coil fabrication, dc characterization, and ac transport-current-induced loss estimation: A feasibility study," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 4, Aug. 2015, Art. no. 4701307.
- [24] S. Choi *et al.*, "Prediction of ac losses in MgB_2 superconducting wires as a function of transport currents and temperatures," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, Jun. 2012, Art. no. 6200404.
- [25] A. Malagoli, C. Bernini, V. Braccini, C. Fanciulli, G. Romano, and M. Vignolo, "Fabrication and superconducting properties of multifilamentary MgB_2 conductors for ac purposes: Twisted tapes and wires with very thin filaments," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 10, Oct. 2009, Art. no. 105017.
- [26] E. Young, M. Bianchetti, G. Grasso, and Y. Yang, "Characteristics of ac loss in multifilamentary MgB_2 tapes," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 2945–2948, Jun. 2007.
- [27] Columbus Superconductors SPA. [Online]. Available: <http://columbus-superconductors.com/>
- [28] J. J. Rabbers, B. Ten Haken, and H. H. J. Ten Kate, "Advanced ac loss measurement methods for high-temperature superconducting tapes," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 5, pp. 2365–2373, 2001.
- [29] M. D. Ainslie, T. J. Flack, and A. M. Campbell, "Calculating transport ac losses in stacks of high temperature superconductor coated conductors with magnetic substrates using FEM," *Phys. C, Supercond. Appl.*, vol. 472, no. 1, pp. 50–56, 2012.
- [30] M. D. Ainslie, "Transport ac loss in high temperature superconducting coils," Doctoral dissertation, Univ. Cambridge, Cambridge, U.K., 2012.
- [31] W. T. Norris, "Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: Isolated conductors and edges of thin sheets," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 3, no. 4, Apr. 1970, Art. no. 308.
- [32] J. Ekin, *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements*. London, U.K.: Oxford Univ. Press, 2006.
- [33] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists, and Engineers*. New York, NY, USA: Academic, 1998.

Authors' biographies not available at the time of publication.

AC losses in MgB₂ wires and tapes in frequencies up to 18 kHz .3.3

Published in IEEE Transaction on Applied Superconductivity, Vol. 28 No 4. June 2018

AC Losses in MgB_2 Wires and Tapes in Frequencies up to 18 kHz

Yasha Nikulshin , Shuki Wolfus, Vladimir Ginodman, Alex Friedman, Matteo Tropeano, Gianni Grasso, and Yosef Yeshurun 

Abstract—We present a study of the ac losses in MgB_2 superconductors under operation mode typical of applications such as SMES and HVDC, utilizing large dc current superimposed with small, switching frequency ac current. The ac losses in two MgB_2 superconductors—a wire with 36 filaments in Monel sheath and a tape with titanium sheath—are compared in a wide range of ac amplitudes and frequencies up to 18 kHz, at different temperatures and dc current levels. Strong influence of the sheath material on the ac losses was found. The wire with Monel sheath shows a strong nonlinear contribution of the magnetic material to the losses. The losses reduce as the Monel approaches saturation at high dc current. In contrast, losses in the tape with Titanium sheath are practically independent of the dc level, and are smaller than losses in the Monel wire for the whole range of measured parameters. The results demonstrate the importance of further development of nonmagnetic low-loss MgB_2 wires and tapes for applications that involve exposure to ac ripple current in switching frequencies.

Index Terms—AC loss, MgB_2 , SMES superconducting magnet energy storage.

I. INTRODUCTION

SINCE its discovery [1], MgB_2 attracts interest as a low-cost, high-performance material in superconductors applications such as Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) and High-Voltage Direct Current (HVDC). In these applications, the superconductor operating in DC current carrying mode is also exposed to a small AC current component superimposed on the main large DC current. This AC current component may be a result of residual grid frequency or switching frequency of the surrounding power electronics. In the latter, switching frequencies of Pulse Width Modulation (PWM) controllers would be the origin for the AC current component in the superconductor, typically in the range of 3–10 kHz. In SMES, the frequency of the AC current component due to charge/discharge cycle is also in the kHz range. Although small compared to the DC current, the amplitude of this AC component can vary by orders of magnitude depending on the actual grid energy need. While

most recent works have studied the AC loss performances in frequencies from grid frequency up to several hundred Hertz [2]–[4], little is known about loss performances of MgB_2 under the above described operating conditions, namely large DC current superimposed with small AC current in the kHz regime.

Studies of AC loss in MgB_2 addressed the superconductor coupling and hysteresis as sources for generation of loss, see, e.g., Refs. [5]–[7]. Young *et al.* [8] pointed to a contribution from the ferromagnetic sheath in the wire but concluded that the coupling current is the dominant factor for the losses in applied field. Gomory *et al.* [9] suggested that adding a magnetic layer to BSCCO or MgB_2 may reduce the AC losses with the alteration of the magnetic field path in the wire. Several research groups have shown that magnetic materials in superconducting wires have an impact on AC losses, see, e.g., Refs. [10] and [2], [4]. In a recent work [11], we have demonstrated that MgB_2 multifilament wires embedded in Monel magnetic matrix, present significant losses in the magnetic matrix when in mode of superimposed DC and AC current at typical switching frequency. It was suggested that the high frequency ripple in the superconducting filaments induces large flux changes which results in eddy current losses within the Monel matrix which dominate the AC losses of the entire wire.

In the present work, we further study the losses under such operating mode where the MgB_2 superconductor is carrying DC current with superimposed AC ripple current at frequencies extending up to 18 kHz. Measurements are performed on MgB_2 with magnetic (Monel) and non-magnetic (Titanium) sheath materials. AC losses for both wires are compared at various measurement parameters.

II. EXPERIMENTAL

Loss measurements have been conducted on two MgB_2 wire specimens, both manufactured by Columbus Superconductors. The first is a 36 filamentary, 1.3 mm diameter, MgB_2 wire with Monel outer sheath and Nickel matrix. The critical current at 20 K and 1 T is 500 A [12]. The wire cross-section is shown on Fig. 1(a). The second is flat tape ($2.85 \times 0.45 \text{ mm}^2$) consists of 19 filaments surrounded by both titanium sheath and matrix with 550 A critical current at 16 K, 1 T [13]. An image of the cross section of each sample is shown in Fig. 1(b). A thin layer of copper was chemically deposited on both ends of the 18 cm long Ti- MgB_2 tape and then soldered with indium to current leads to minimize contact resistance. The Monel wire did not require any special techniques since Monel is easily soldered. The area of the

Manuscript received September 18, 2017; accepted December 14, 2017. Date of publication January 10, 2018; date of current version May 1, 2018. This work was supported by the Israeli Ministry of Science, Technology, and Space. (Corresponding author: Yasha Nikulshin.)

Y. Nikulshin, S. Wolfus, V. Ginodman, A. Friedman, and Y. Yeshurun are with the Department of Physics, Institute of Superconductivity, Bar-Ilan University, Ramat Gan 5290002, Israel (e-mail: yasha.nick@gmail.com).

M. Tropeano and G. Grasso are with Columbus Superconductors SpA, Genova 16133, Italy.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TASC.2018.2791808

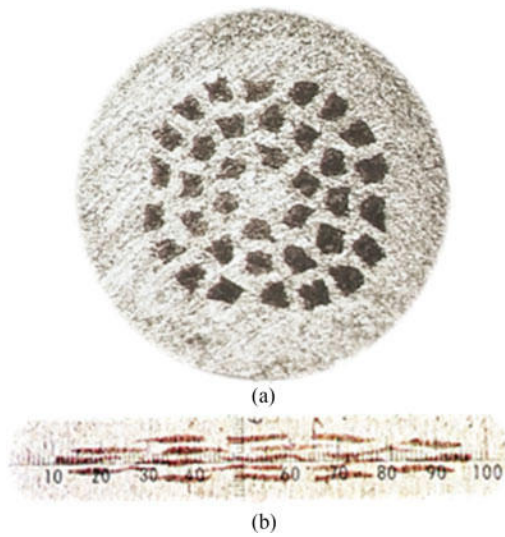


Fig. 1. Specimen cross section: (a) Monel wire with 36 filaments. The diameter of the wire is 1.3 mm (b) Titanium tape ($2.85 \times 0.45 \text{ mm}^2$) with 19 filaments.

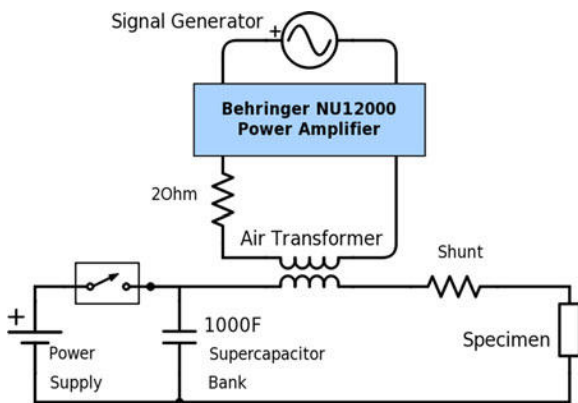


Fig. 2. Electrical scheme of measurement system.

tape between the voltage taps remained untreated. Voltage taps were mechanically attached to the tape, 60 mm apart. Electrical resistivity values at 10 K as 3.65×10^{-7} and $14 \times 10^{-7} \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ for Monel and for pure Titanium, respectively [14].

AC loss measurements are based on the electrical method [15], namely measuring the time integral of the product $I \cdot V$ waveforms per cycle. Electrical scheme of the measurement setup is presented in Fig. 2. DC current is supplied by Xantrex (20–300) power supply connected in parallel to a 1000 F supercapacitor bank. The capacitor bank serves as a high-pass filter to eliminate AC currents passing through the DC power supply and filter high frequency noise from the switching DC power supply. AC current is driven by Behringer NU12000 6 kW/ch high-power audio amplifier and coupled to the measurement circuit through an air transformer connected in series to the main loop. The system thus allows superimposing DC and AC currents through the measured sample. The current through the wire and the voltage across the taps are measured by Newtons4th PPA5510 high precision power analyzer.

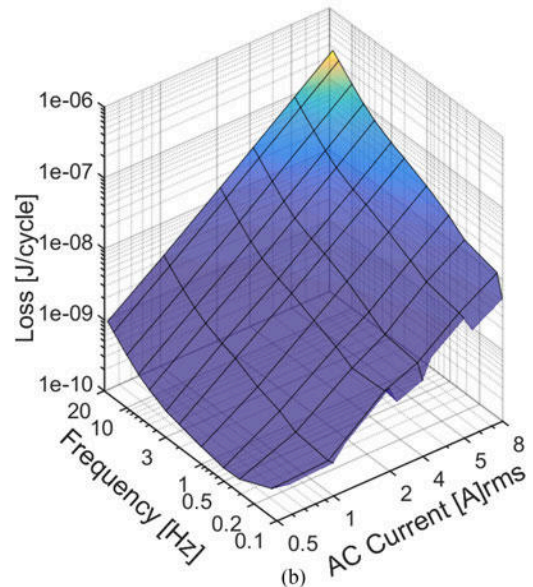
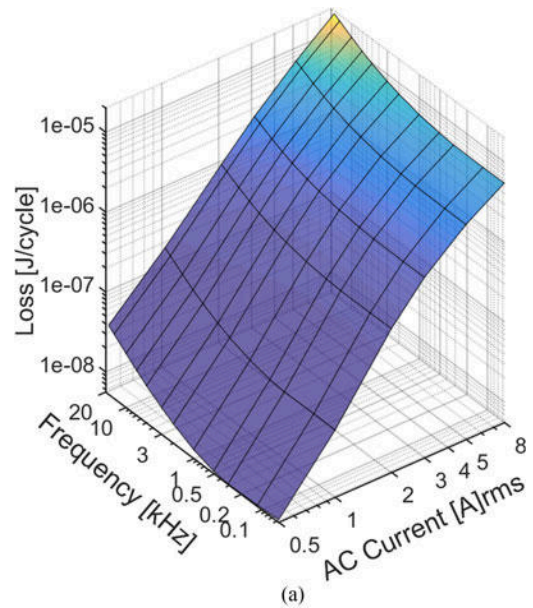


Fig. 3. Loss vs frequency vs AC current at 10 K, zero DC current in (a) the Monel wire, and (b) the titanium tape.

The instrumentation is connected and controlled by MATLAB environment with feedback loop to stabilize the currents. In measuring each of the samples, four parameters were changed independently. Temperature was varied from 5 to 40 K, DC current from 0 to 40 A, AC current from 0.5 to 8 A rms and frequency from 57 Hz to 18 kHz.

III. RESULTS

The energy loss per cycle per length at 10 K and zero DC current is shown in Fig. 3(a) and (b) for the Monel sheath wire and the Titanium sheath tape, respectively. The figure shows clearly that the Titanium tape has lower loss.

As demonstrated in a previous work [11], the inclusion of magnetic materials in MgB_2 wires increases dramatically the

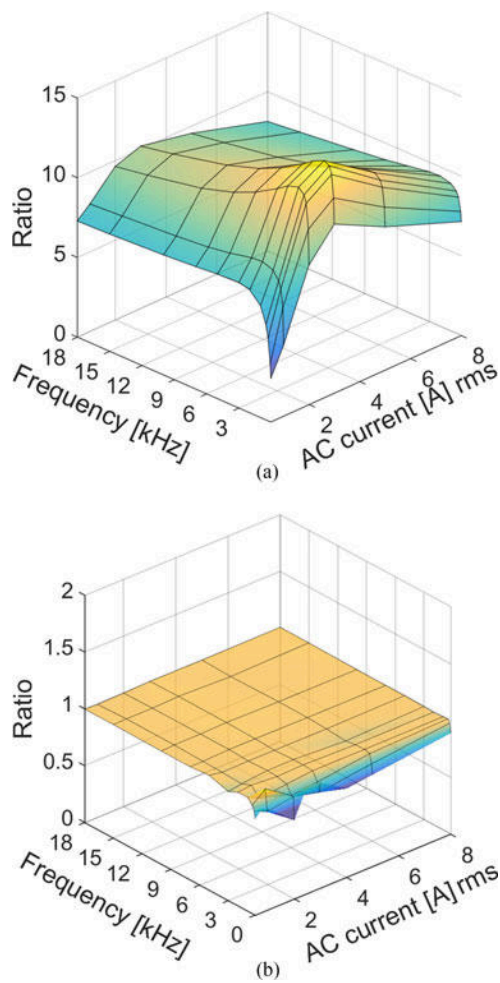


Fig. 4. Loss reduction ratio at 40 A DC vs frequency vs AC current at 10 K relative to zero DC current in Monel wire (a), in titanium tape (b).

AC losses. However, such materials saturate in high enough magnetic field, hence the magnetic loss contribution to the total losses is expected to strongly depend on the magnetic state of the matrix. Superimposed DC current to AC current produces a DC magnetic field which saturates the Monel matrix surrounding the filaments and reduces the effective permeability. This causes a significant reduction in AC losses with increasing DC current. Fig. 4 demonstrates the effect of such saturation by showing the ratio between losses obtained with the application of finite DC current to losses with zero DC current for the Monel wire [see Fig. 4(a)] the titanium tape [see Fig. 4(b)]. Fig. 4(a) shows clearly a significant reduction in the loss in the wire due to the application of 40 A DC. This loss reduction is evident for all measured AC frequencies and amplitudes and reaches a maximum of 14.3 at frequency of about 1 kHz and amplitude of about 3 A. At the same time, the Titanium tape [see Fig. 4(b)] is not affected by the DC current and for the whole frequency and amplitude ranges the reduction ratio is practically one.

A further increase in the DC current still reduces the losses in the Monel wire. This is shown in Fig. 5 for DC current up to 100 A. The data in this figure were obtained for 5 A, 3017 Hz AC current. This frequency is of special interest because it is a common operating frequency of PWM power electronics and

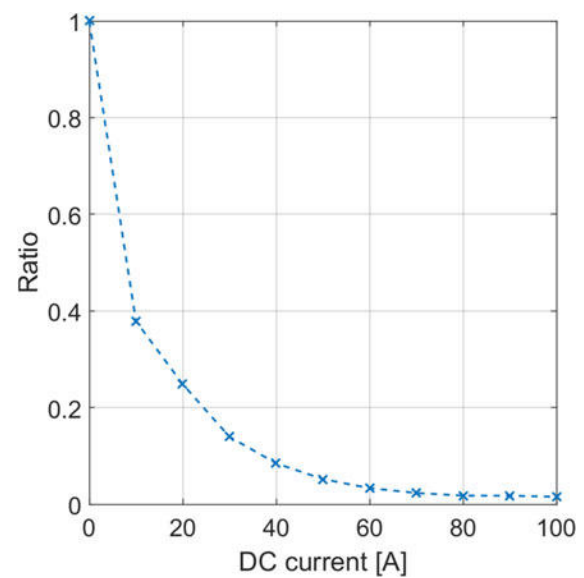


Fig. 5. Ratio of losses in Monel wire vs DC current relative to zero DC current.

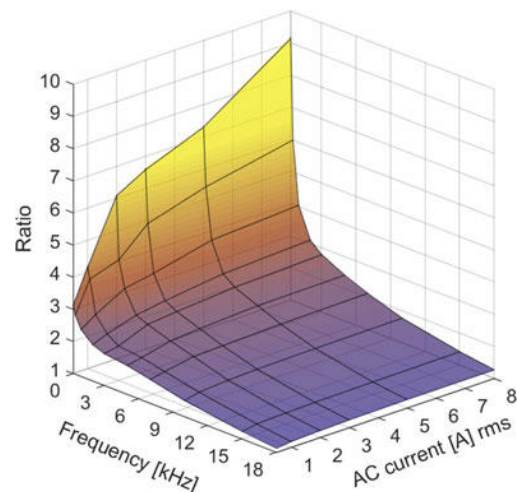


Fig. 6. Ratio of losses between the Monel wire and the Titanium tape under 100 A DC current at 10 K.

represents the operation of the superconducting wire under switching ripple mode. The figure demonstrates that deeper magnetic saturation further reduces the AC losses.

Since practical usage scenario of superconductors involves high DC currents the comparison of saturated Monel wire to Titanium is even more interesting. In Fig. 6 the loss ratio between Monel wire and Titanium tape under 100 A DC current is presented. Again, the ratio is frequency and amplitude dependent. The lowest ratio is 1.2 at 18 kHz.

As described in [8] the main source of loss at high frequencies are eddy currents in the metal components of the superconducting wire. In deep saturation, the loss is mainly proportional to the electrical conductivity of metal which for Monel is 3.8 times higher than titanium. However different topology and higher filament number could in principle suppress this ratio to lower values. In any case, the results shown in Fig. 6 show that even for the best operating conditions for MgB_2 Monel wires, losses are still higher than in an equivalent MgB_2 Ti tape.

IV. DISCUSSION

The introduction of DC current does not influence the AC losses in Titanium tape. On the other hand, DC component in Monel sheathed wire saturates the Monel and dramatically reduces the losses. The reduction is DC and AC amplitude and frequency dependent. Despite the loss reduction, our results imply that a tape with Titanium sheath is superior to a wire with Monel sheath for applications involving high frequency switching. With high enough DC current, losses are reduced to the same order of magnitude as in Titanium sheath tape. However, losses in the Ti tape are smaller than in the Monel even for the best operating conditions. The minimal loss ratio of Monel wire to the Ti tape is 1.2. The difference in minimal losses, where the magnetic matrix is deeply saturated, might be attributed to the different filament number and topology and to the different electrical properties of Monel and titanium. This work shows that the electromagnetic characteristics of the matrix sheath in MgB_2 superconductors is crucial for the loss performances of the wires. In particular, Monel sheathed wire is less suitable than Titanium sheathed tape for use in SMES coils because inside the coil there are always windings exposed to low magnetic fields leaving the Monel unsaturated with high AC losses when discharging the coil.

REFERENCES

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride," *Nature*, vol. 410, no. 6824, pp. 63–64, Mar. 2001.
- [2] M. Majoros, M. D. Sumption, M. A. Susner, M. Tomsic, M. Rindfleisch, and E. W. Collings, "AC losses in MgB_2 multifilamentary strands with magnetic and non-magnetic sheath materials," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pp. 3106–3109, Jun. 2009.
- [3] M. Polak *et al.*, "Magnesium diboride wires with nonmagnetic matrices—AC loss measurements and numerical," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 3338–3341, Jun. 2011.
- [4] J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, "AC losses of single-core MgB_2 wires with different metallic sheaths," *Phys. C Supercond. Appl.*, vol. 519, pp. 95–99, Dec. 2015.
- [5] N. Magnusson, S. Lindau, H. Taxt, and M. Runde, "Coupling currents and hysteresis losses in MgB_2 superconductors," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 10, Oct. 2014, Art. no. 105003.
- [6] J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, "Magnetization AC losses in MgB_2 wires made by IMD process," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 1, Jan. 2015, Art. no. 15013.
- [7] C. R. Vargas-Ilanos, V. M. R. Zermeno, S. Sanz, F. Trillaud, and F. Grilli, "Estimation of hysteretic losses for MgB_2 tapes under the operating conditions of a generator," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 3, 2016, Art. no. 34008.
- [8] E. Young, M. Bianchetti, G. Grasso, and Y. Yang, "Characteristics of AC loss in multifilamentary MgB_2 Tapes," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 2945–2948, Jun. 2007.
- [9] F. Gömöry, M. Vojenčiak, E. Pardo, and J. Šouc, "Magnetic flux penetration and AC loss in a composite superconducting wire with ferromagnetic parts," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 3, 2009, Art. no. 34017.
- [10] M. D. Ainslie, T. J. Flack, and A. M. Campbell, "Calculating transport AC losses in stacks of high temperature superconductor coated conductors with magnetic substrates using FEM," *Phys. C Supercond. Appl.*, vol. 472, no. 1, pp. 50–56, 2012.
- [11] Y. Nikulshin *et al.*, "Monel contribution to AC losses in MgB_2 wires in frequencies up to 18 kHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, to be published.
- [12] C.-E. Bruzek *et al.*, "Cable conductor design for the high-power MgB_2 DC superconducting cable project within BEST PATHS," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, Jun. 2017, Art. no. 4801405.
- [13] R. Musenich *et al.*, "Ti- MgB_2 conductor for superconducting space magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, Jun. 2016, Art. no. 6200204.
- [14] J. Ekin, *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*, London, U.K.: Oxford Univ. Press, 2006.
- [15] J. J. Rabbers, B. ten Haken, and H. H. J. ten Kate, "Advanced ac loss measurement methods for high-temperature superconducting tapes," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 5, 2001, Art. no. 2365.

Effect of Magnetic Sheath on Filament AC Losses and Current .3.4 **Numerical Analysis: Distribution in MgB₂ Superconducting Wires**

Manuscript accepted for publication in Superconductor Science and Technology

Effect of magnetic sheath on filament AC losses and current distribution in MgB_2 superconducting wires: numerical analysis

Y Nikulshin¹ , Y Yeshurun and S Wolfus

Department of Physics, Institute of Superconductivity Bar-Ilan University, Ramat-Gan 52900, Israel

E-mail: yasha.nick@gmail.com

Received 18 January 2019, revised 24 March 2019

Accepted for publication 27 March 2019

Published 6 June 2019



CrossMark

Abstract

Finite element method (FEM) analysis is employed to study and compare AC losses in a wide frequency range in two MgB_2 superconducting wires in self-field and in the presence of external AC field. The modelled wires, of the same external dimensions, are mono- and 36-superconducting filaments embedded in either magnetic Monel or a nonmagnetic metallic wire sheath. We demonstrate that in a multifilamentary wire in self-field the Monel sheath serves as a ‘pole piece’ at the filament outer surface and alters local magnetic fields, current flow and AC losses distribution within the filament. In comparison with the nonmagnetic sheath with the same electrical conductivity, AC current in the wire with the magnetic sheath penetrates significantly deeper into the filaments and AC losses in the filament and in the magnetic sheath increase significantly. In contrast, the symmetry of the monofilament wire makes the current and loss distributions in the filament practically indifferent to the sheath composition. Still, losses in the magnetic sheath are much higher than in the nonmagnetic sheath due to increased flux dynamics. The application of DC current, on which the AC current is superimposed, sharply reduces the AC losses in the magnetic sheath material due to the drop in its permeability. Filament losses are also reduced in the presence of DC current, but to a much lesser extent. Results also show that in the kHz frequency range, the magnetic permeability of the sheath increases the skin effect in both the wire and filaments complex. As a result, at such frequencies, a significant portion of the current is carried by the metallic part of the wire instead of the superconductor, contributing to a further increase in losses. The analysis also shows that in the presence of external AC magnetic field, the Monel can provide magnetic shielding for inner filaments, thus reducing coupling effects between filaments. However, if magnetically saturated by the DC current, the Monel behaves quite similarly to a nonmagnetic sheath.

Keywords: MgB_2 , AC losses, superconducting magnetic energy storage, finite element method

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

1. Introduction

Superconducting wires and coils used in high-current applications, such as superconducting magnetic energy storage (SMES) and high-voltage direct current (HVDC), are often exposed to small AC current ripples at frequencies in the 10^4 Hz regime, resulting from pulse width modulation (PWM) control algorithms [1–4]. These AC ripples can induce significant AC losses,

generating heat that falls as an extra load on the cryogenic system, increasing dramatically the cost of the device [2, 5–9]. In addition, excessive AC losses in the superconducting wires is a major factor in increasing the device instability and failure risk.

AC losses in superconducting materials are a well-studied phenomenon [10–12]. Superconducting wires, especially those with a magnetic sheath, are less explored because of the increased complexity due to the nonlinear magnetic nature of the filaments and the sheath and their mutual coupling [13–16]. Moreover, most studies of AC losses in superconducting wires

¹ Author to whom any correspondence should be addressed.

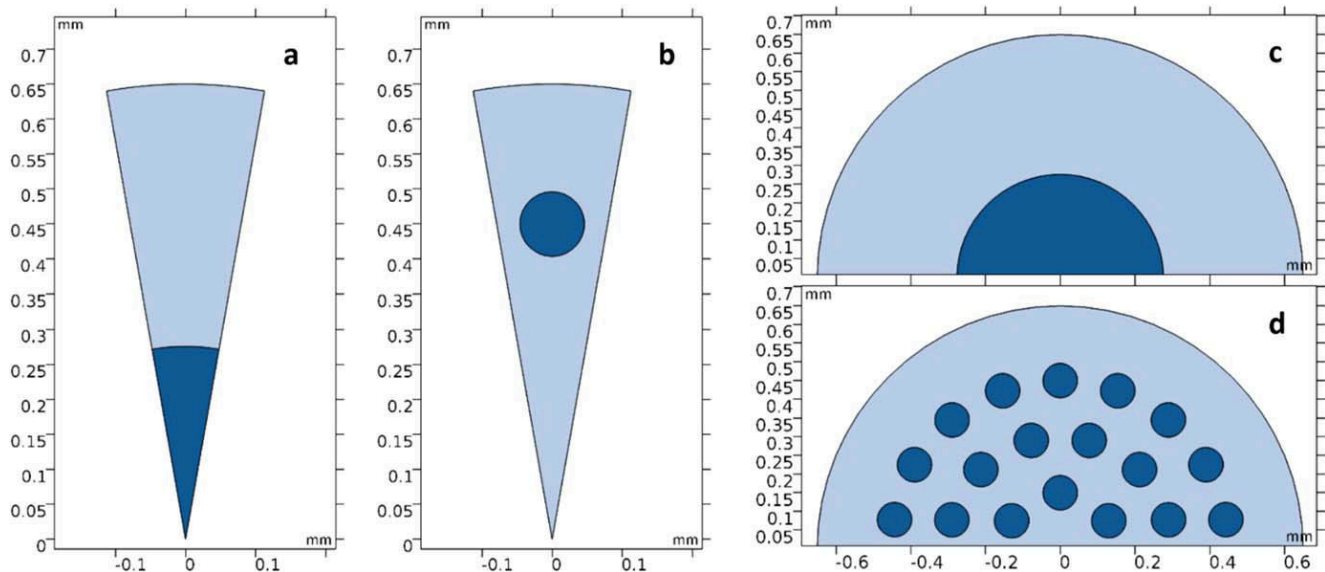


Figure 1. Wire topology of the model. Dark blue—superconducting area, light blue—metallic matrix. (a) Monofilament in self-field; 1/18 of the wire is shown in the figure and used for simulation. (b) Outer layer filament of the multifilament in self-field, 1/18 of the wire is shown in the figure and used for simulation. (c) Monofilament in external field, 1/2 of the wire is shown in the figure and used for simulation. (d) Multifilament in external field, 1/2 of the wire is shown in the figure and used for simulation.

focus on relatively low frequencies, of up to several hundred Hz [17–20]. In this work we use finite element method (FEM) modelling to analyze the AC losses in frequencies of up to 12.8 kHz, in two MgB₂ superconducting wires composed of a monofilament and 36-filaments embedded in magnetic (Monel, 70% Ni—30% Cu) and nonmagnetic metallic wire sheaths. The simulations show clearly that the total AC losses depend strongly on the magnetic properties of the wire matrix and sheath. In particular, the eddy currents in the Monel matrix are enhanced [13, 14], and its high permeability changes the magnetic field penetration pattern inside the superconducting filaments, contributing to additional hysteresis loss in the superconducting material itself.

This paper is organized as follows. In section 2 we describe the parameters used in the model for both the multi- and monofilament superconducting wires. We then analyze the losses in self-field in wires carrying AC current only. Multi- and monofilament wires are analyzed in sections 3 and 4, respectively. The same wires carrying AC current superimposed on a 40 A DC current are analyzed in section 5. In section 6 we analyze the losses of wires placed in external AC magnetic field. Finally, in section 7 we summarize the insights learnt from our simulations.

2. Model details

Two different topologies of a typical round wire with superconducting filament(s) have been compared in terms of their AC losses. Both wires have an outer diameter of 1.3 mm and they are composed of either a monofilament or 36-filaments, surrounded by either magnetic Monel or a nonmagnetic sheath. The radius of the monofilament is 0.276 mm and each of the 36 filaments has a radius of 0.046 mm, resulting in the same total superconducting

cross section area of 0.15 mm², 18% of the total wire cross section. The wires were simulated under two different scenarios. First, the wire is in a self-field state, carrying either AC current or DC with superimposed AC currents. The AC current of 8 A_{rms} was chosen to be within the range used in previous experiments [13, 14], while convenient and sufficient for modelling yet far from the critical current. This case is representative of cables and current leads in general use. The second scenario represents the case where the modelled wire is part of a coil. Every winding of the coil experiences a transverse magnetic field produced by the coil itself. To mimic these conditions without simulating the whole coil, the wire is placed in an external magnetic field generated by an additional solenoid. The transverse magnetic field produced by the solenoid is in phase with the current in the modelled wire, exactly as if the wire was part of the coil. In this case, the transverse magnetic field breaks the circular symmetry of the self-field state and leads to a totally different loss profile. The DC bias current used in both cases is either zero or 40 A. It was experimentally proven [13] that this current is enough to saturate the Monel and reduce dramatically the effects related to the magnetic properties of the Monel.

The finite element models of the wires, based on H-formulation [21], have been built with commercially available software package COMSOL Multiphysics. The electrical behavior of the superconducting material is described by the E-J power law [22]. The sheath material resistivity used for the simulation is the measured resistivity of Monel at 10 K, $3.65 \times 10^{-7} \Omega \text{ m}^{-1}$. For the magnetic matrix we take a field-dependent permeability $\mu_r = 1 + c_1(1 - e^{-H/c_2})/H$ with $C_1 = 155\,600 \text{ m A}^{-1}$ and $C_2 = 905 \text{ m A}^{-1}$ and H , in units of A m⁻¹, is the magnetic field. The nonmagnetic material is represented by $\mu_r = 1$.

The wires are modelled as infinitely long in 2D space, assuming fully coupled filaments (without twist pitch). The

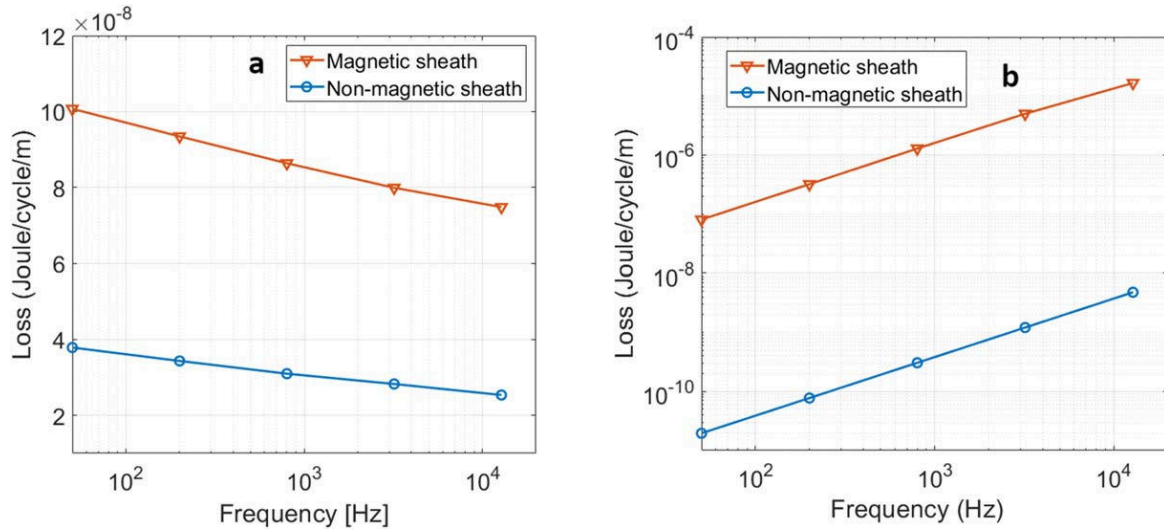


Figure 2. (a) Filaments loss (J/cycle/m) versus frequency of multifilamentary wire in self-field without DC bias in nonmagnetic sheath (blue open circles) and in magnetic sheath (red stars). (b) Sheath loss versus frequency (J/cycle/m) in nonmagnetic sheath (blue) and magnetic sheath (red).

Table 1. Model parameters.

Critical current density	$5 \times 10^8 \text{ A m}^{-2}$
n -Value	30
Characteristic voltage, E_0	$1 \mu\text{V cm}^{-1}$
Wire diameter	1.3 mm
Wire length	60 mm
Number of filaments	1, 36
MgB ₂ fraction	18%
Frequencies, f	50, 200, 800, 3200, 12 800 Hz
AC current amplitude	8 A RMS
DC current	0, 40 A

multifilamentary wire has 18 filaments on its outer layer. In self-field and relatively small current amplitudes, the current does not fully penetrate the outer layer of the filaments and uncoupled and coupled filaments behave similarly. To save computational time, only 1/18 of the wire was calculated with applied periodic boundary conditions on the sector boundaries, as shown in figure 1. Thus, in the multifilamentary wire, only the outer layer of filaments was modelled. The inner layers are totally screened from magnetic field and currents. This approach holds only for the self-field scenario. When the wire is in external field, the model makes use of the two-fold symmetry, namely 1/2 of the wire was computed (figure 1).

In self-field and zero DC bias current, only two cycles of the AC current are enough to reach the steady state behavior of the losses. When DC current is added to the AC current, an exponential decay of superconducting losses occurs because of the initial DC current charging. In this case, at least 15 cycles are required to reach steady state waveforms. The energy loss is calculated by both time and spatial integration of $J \cdot E$ over superconducting and metallic domains independently, during the last period of the AC current, namely

$\int_0^T \left(\int J \cdot E dS \right) dt$. The model parameters are presented in table 1.

3. Self-field, multifilament

In this section, wires in self-field configuration are analyzed. Figure 2 shows a dramatic influence of the Monel ferromagnetic properties on the losses of the superconducting filament(s).

Losses in the superconducting filaments (figure 2(a)) is shown to increase by a factor of approximately three. In both cases, higher frequencies tend to reduce the losses. This is because part of the current flows in the metallic sheath instead of the filaments. This point is discussed further below.

The frequency dependence of the losses in the metallic sheath is presented in figure 2(b). The main loss mechanism in the metallic sheath of a superconducting wire is eddy currents induced by alternating magnetic field. The high magnetic permeability of the Monel is responsible for higher magnetic flux dynamics, resulting in an increase in the losses by about four orders of magnitude.

Figure 3 exhibits a momentary analysis of the multifilamentary wire simulated in self-field at the peak of 8 A_{rms} in a selected frequency of 200 Hz. Clearly, the presence of magnetic material around the filament alters the magnetic flux density distribution, not only in the magnetic material itself but inside the superconducting filament as well. The scales in figures 3(a) and (b) are adjusted to the intensity of the magnetic field to have a better visualization of the effect. The magnetic sheath serves as a ‘pole piece’ and concentrates the magnetic flux on the outer edge of the filament, resulting in higher flux dynamics. More flux enters the superconductor through smaller areas where the total integration of the flux time-derivative over filament volume is higher for the magnetic sheath wire, hence the increased losses. Current

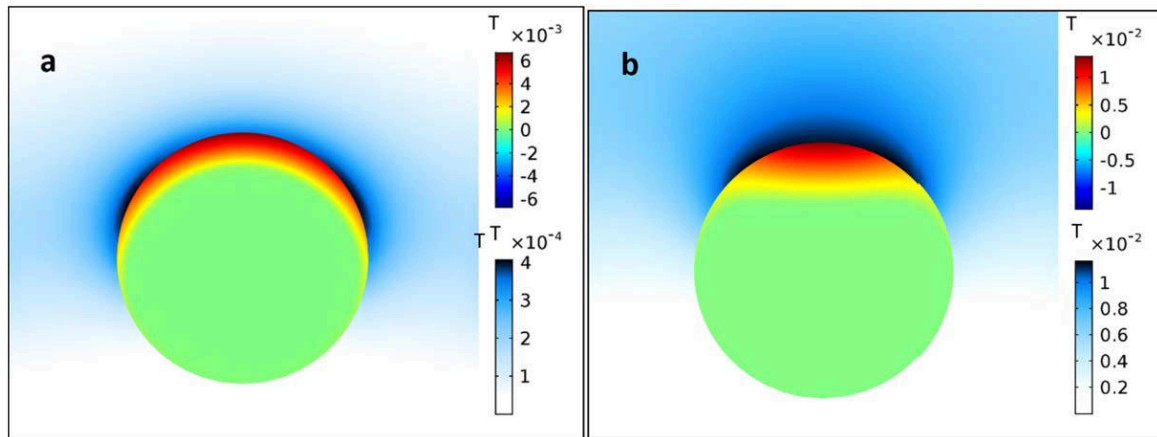


Figure 3. Magnetic field distribution (T) at 200 Hz at the peak of current ($8 A_{rms}$) for (a) nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath. The upper, red-blue scale is for the area inside the filament. The lower, blue-white scale is for the sheath.

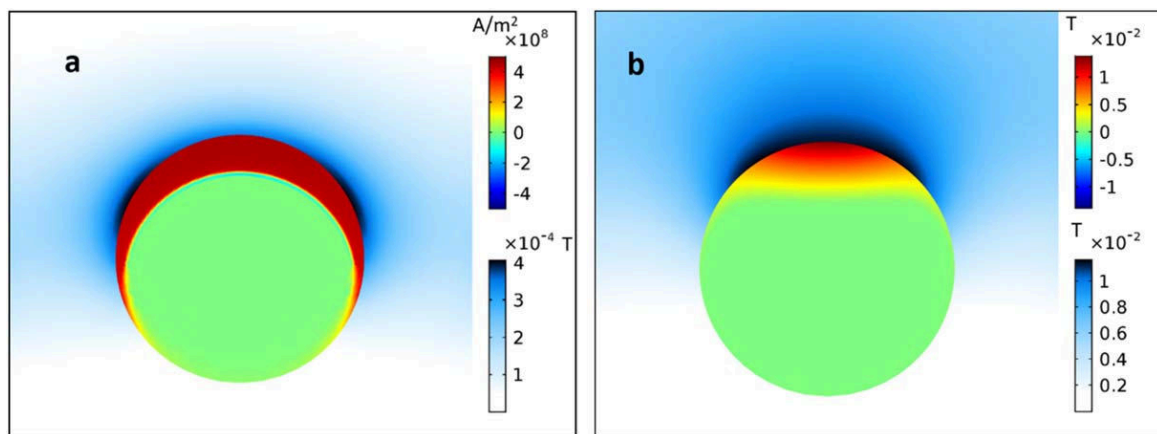


Figure 4. Current density (red-blue color scale) in a representative outer filament and magnetic field (blue-white color scale) in the matrix for (a) nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath. The figure describes the current and the field for 200 Hz at the current peak ($8 A_{rms}$).

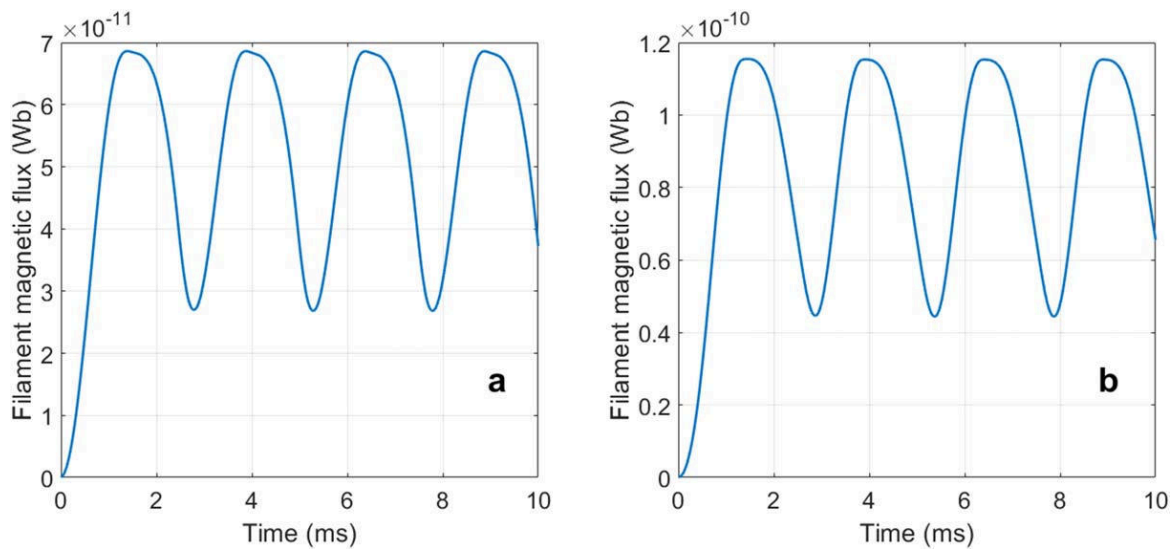


Figure 5. Flux penetration to the filament of multifilamentary wire in self-field produced by $8 A_{rms}$ at 200 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath.

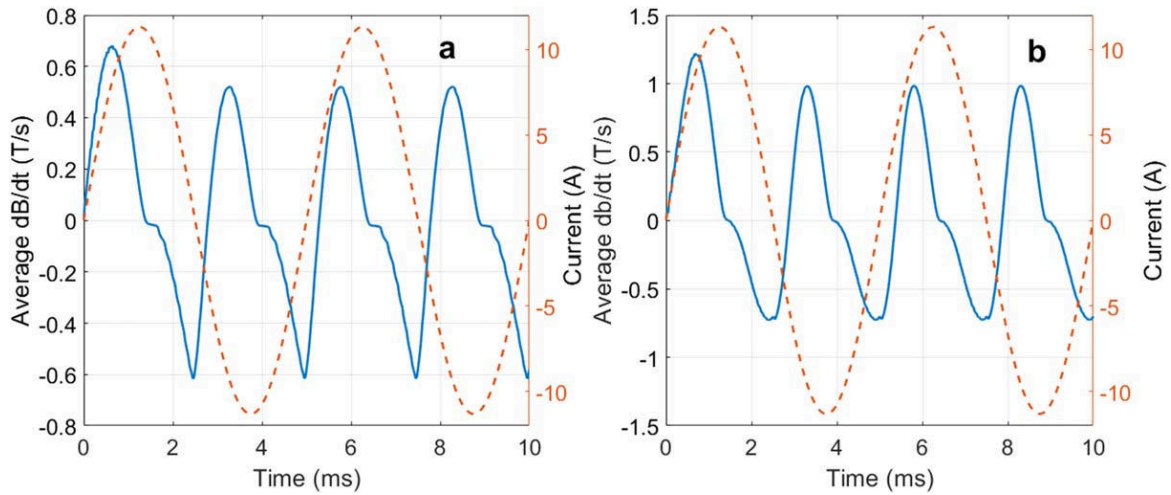


Figure 6. Average of dB/dt over the filaments of multifilamentary wire in self-field at 8 A_{rms} 200 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath.

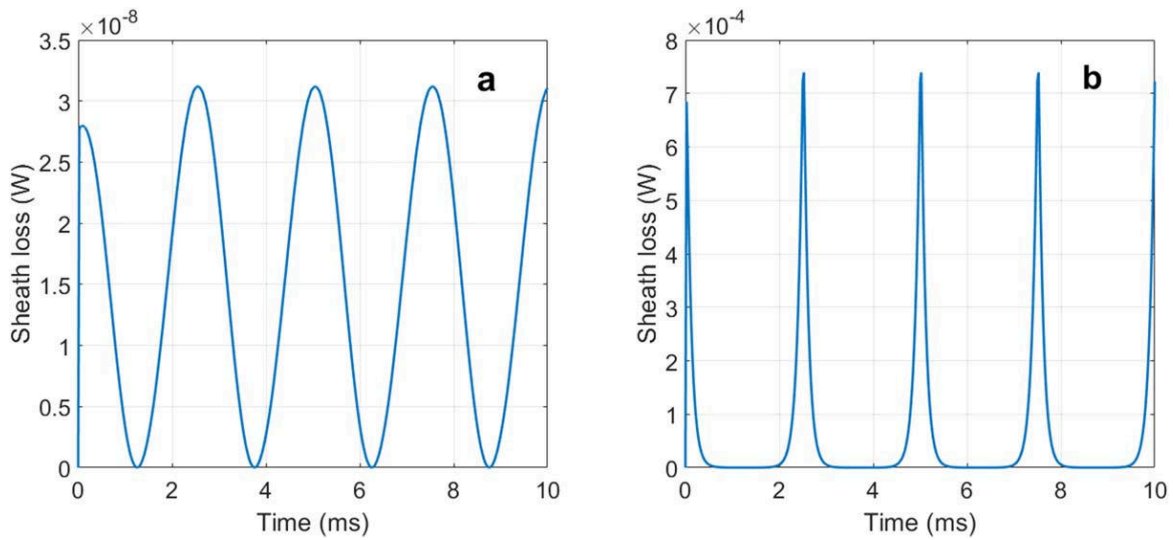


Figure 7. Momentary loss in metallic sheath of multifilamentary wire at 8 A_{rms} at 200 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath.

density distribution in the filament is also affected by the change in the surrounding magnetic profile. Like the magnetic field, the current is also concentrated near the edge of the filament (figure 4).

Figure 5 shows the total magnetic flux density integrated over the filament cross section, at maximum current amplitude of 8 A_{rms} at 200 Hz, for both magnetic and nonmagnetic sheaths. The Monel sheath forces $\sim 70\%$ more magnetic field to penetrate the filaments in self-field. The magnetic field is also more concentrated on the edge of the filament (figure 3).

These findings imply that local energy loss distribution results in a more localized heating that can lead to a hot spot. The presence of the magnetic sheath increases the filament loss by a factor of ~ 2.8 inside the filament and the sheath loss by a factor of $\sim 10^4$. All the magnetic flux in the model is produced by the AC current in the wire, therefore if more flux

enters the filament more flux leaves it every cycle. Figure 6 shows the flux time-derivative, $\frac{1}{S} \int \left(\frac{dB}{dt} \right) ds$, averaged over the filaments. The current waveform is plotted in figure 6 in orange for a better visualization and easier analysis. The frequency of the flux time-derivative waveform is double the current frequency, because the calculation considers absolute value of flux, regardless of the direction. There is a small step-like feature at every maximum of the current, where the flux changes trend. Values of dB/dt are higher by $\sim 70\%$ in the Monel wire and the waveform is less symmetric around the zero line. This can probably be attributed to the nonlinear nature of magnetic properties of the Monel.

The nonsinusoidal behavior of the dissipated power in the magnetic sheath (figure 7(b)) originates from the nonlinear magnetic properties of the Monel. Each time the AC current crosses zero, the magnetic field in the wire is very low

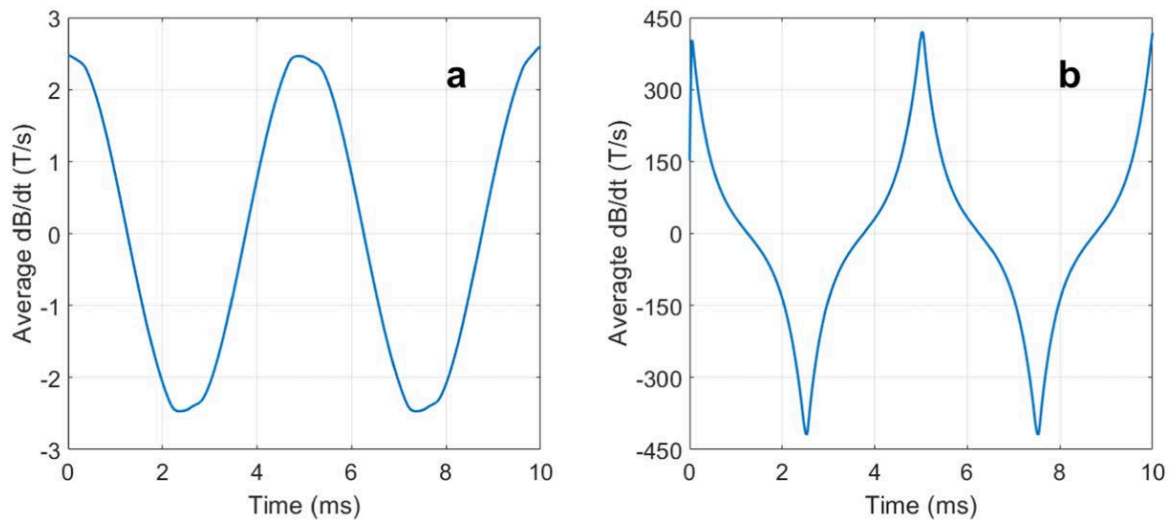


Figure 8. Average of $\frac{dB}{dt}$ over the sheath of multifilamentary wire in self-field at $8 A_{rms}$ at 200 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath.

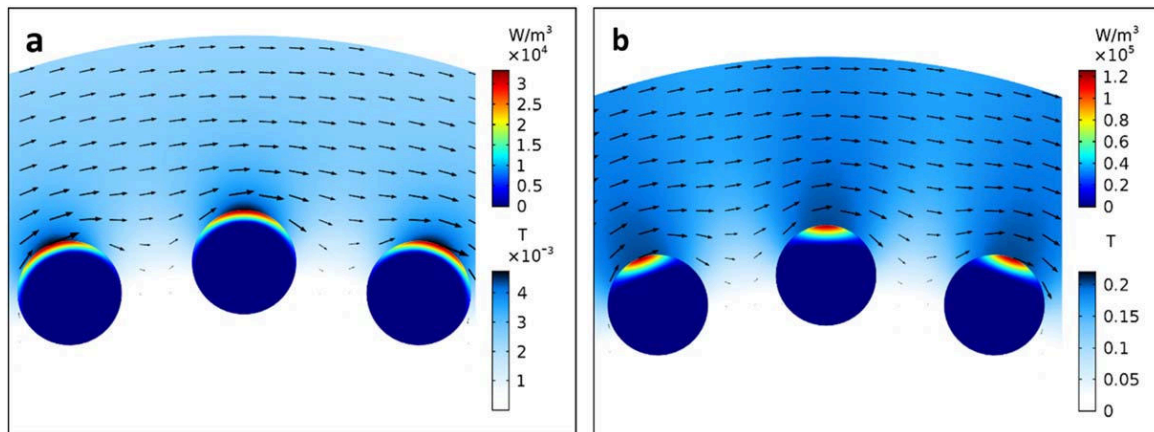


Figure 9. Loss distribution in filament of multifilamentary wire in self-field at $t = 81$ ms at A_{rms} at 200 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath. The upper and lower scales refer to volumetric loss density and magnetic flux density respectively. The arrows show magnetic flux direction.

and, as a result, the Monel has its highest permeability. At these times, dI/dt is maximal, inducing the highest eddy currents in the Monel.

The time derivative flux in the sheath averaged over the sheath area is depicted in figure 8. The magnetic properties of the Monel increase the flux variation by two orders of magnitude and the momentary losses by four orders of magnitude.

The energy loss density of the multifilamentary wire in self-field at 200 Hz without DC current, at $t = 81$ ms, is depicted in figure 9. At this point in time the losses are near their maximum in the period. Here again, we see strong evidence for the influence of the outer sheath on the losses within the filaments. As expected, the loss density follows the magnetic field penetration profile. Although the area where most of the losses are concentrated is smaller for the magnetic sheath wire, the peak value of the losses in this case is about

four times higher than for the nonmagnetic wire, resulting in higher overall losses.

At high frequencies, part of the transport current flows in the metallic section of the wire rather than in the superconducting filaments, even for the case of the nonmagnetic sheath. This happens in every conductor due to skin effect. The effect is amplified when magnetic Monel is being used and/or as frequency increases. Figure 10 shows the distribution of current between the filaments and sheath, in both scenarios, at 12.8 kHz. Apparently, for the Monel case, the current in the Monel peaks near the point where the total current in the wire crosses zero. At this point the Monel permeability is the highest, resulting in a stronger skin effect. With the increase in the total current, more of the Monel section is being magnetically saturated, thus taking less current. This change in the permeability of the Monel not only

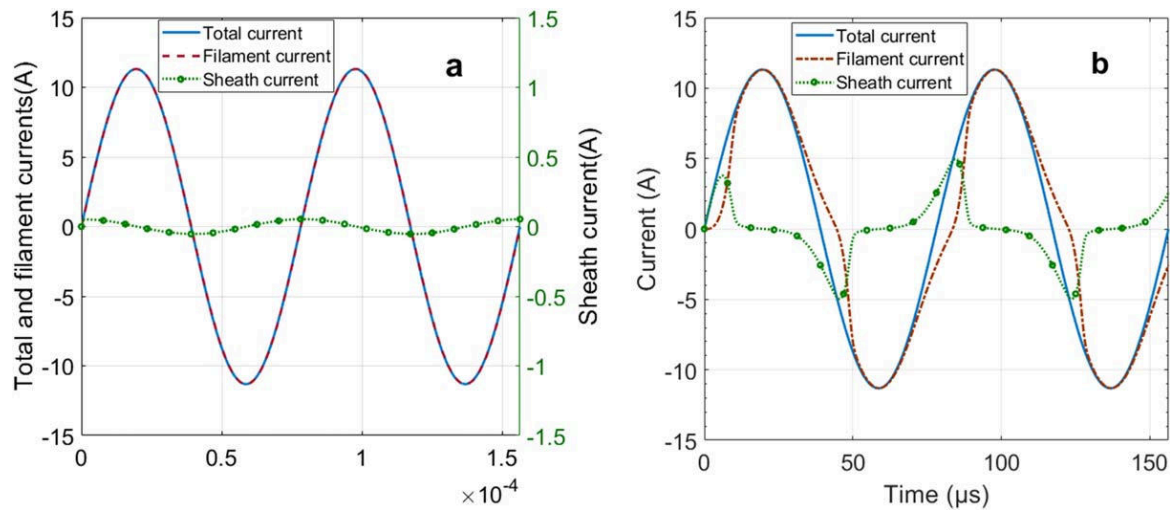


Figure 10. Current waveforms at 12.8 kHz of the total current (blue), filament current (green), and metallic sheath current (red). (a) Nonmagnetic sheath, (b) magnetic sheath.

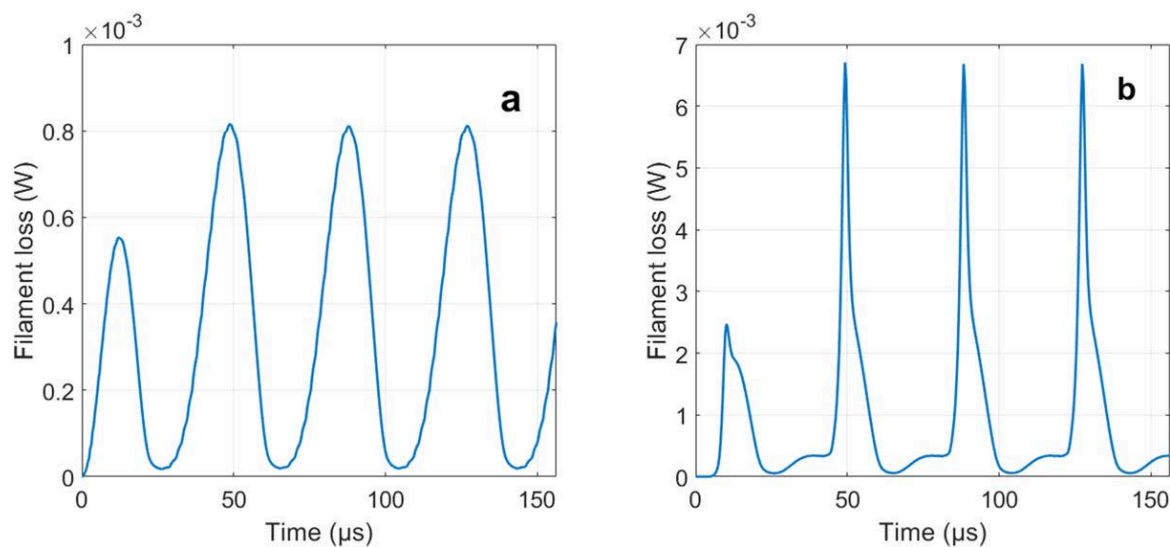


Figure 11. Momentary loss in the filament of multifilamentary wire in self-field at 12.8 kHz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath. (b) Magnetic sheath.

increases the skin effect and shares more current with the superconductor, but also increases flux dynamics and by doing so increases eddy currents losses in the sheath. On the other hand, sharing part of the current between Monel and the superconductor reduces the current in the filaments hence the superconducting losses. Also evident in figure 10(b) is a phase shift between the filament and sheath currents. This is an intrinsic property of induced currents since their source is the time derivative of the magnetic field.

The sudden transition of the Monel between nonsaturated and saturated states causes a very rapid flux change in the filament (figure 12(b)). At the saturation point of the Monel, which happens around $t = 0.5 \times 10^{-4}$ s, i.e. when the current reaches 8 A, all the current flowing in the sheath (figure 10(b)) is rapidly discharged, causing additional flux penetration into the filament. This transient causes a loss spike

in the filament (figure 11(b)). This behavior is totally absent with the nonmagnetic sheath (figure 11(a), figure 12(a)).

4. Self-field, monofilament

For the monofilament wire in self-field, the filament losses are similar for the magnetic and nonmagnetic sheath wires (figure 13(a)) except at the highest frequency (12.8 kHz). The magnetic sheath increases the skin effect and causes more current to flow in the sheath and less in the filament (figure 13(b)). This current sharing phenomenon is even more pronounced for the monofilamentary wire than for the multifilamentary wire described above. Here the filament is carrying less current. A possible explanation is that the radius of the monofilament is smaller than the radius of the outer layer

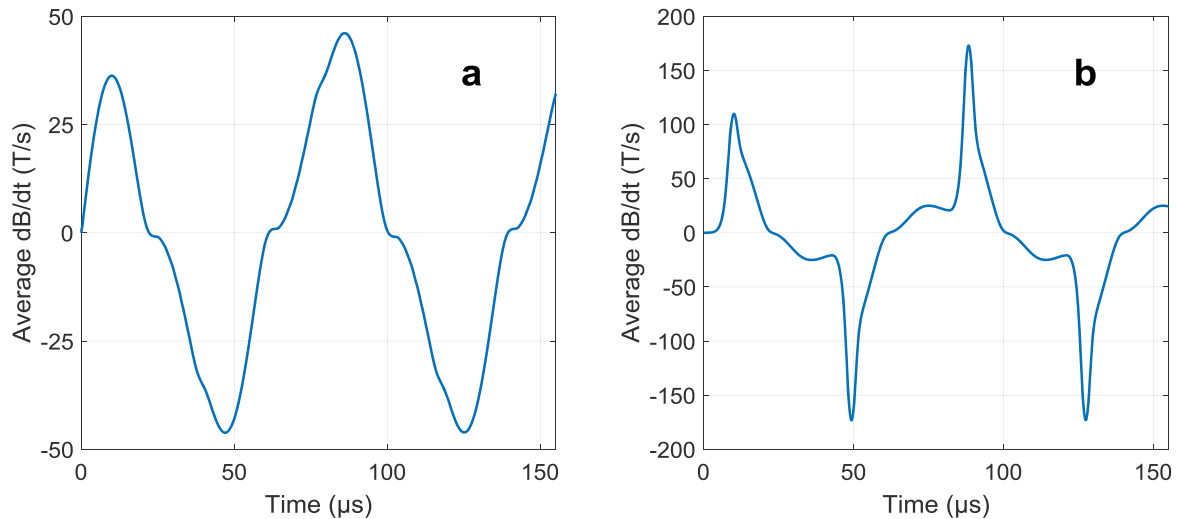


Figure 12. Average of dB/dt over the filament of multifilamentary wire in self-field at 12 800 Hz without DC bias. (a) Nonmagnetic sheath. (b) Magnetic sheath.

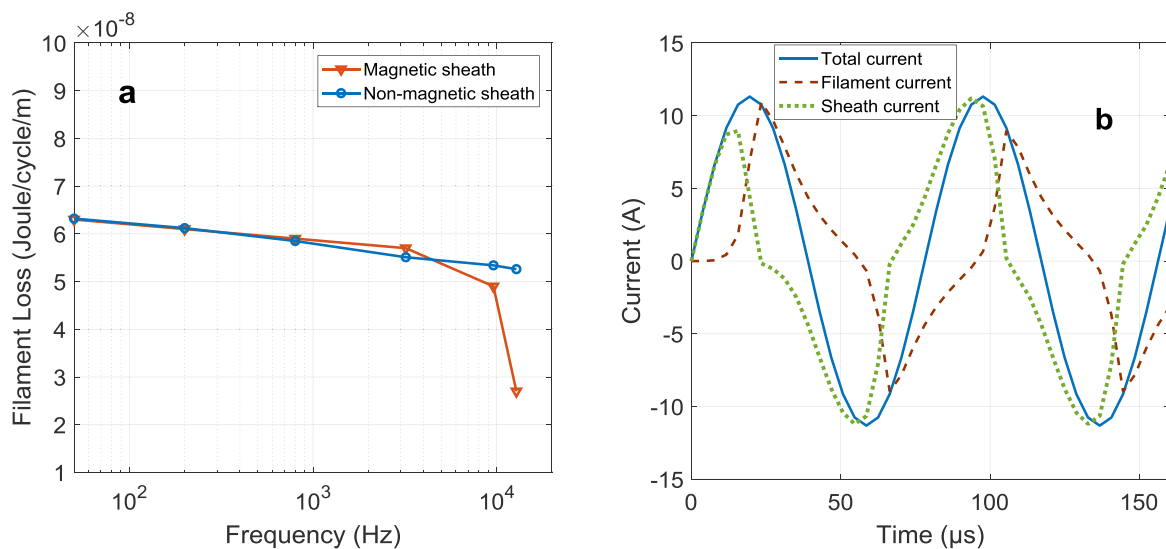


Figure 13. (a) Filament losses versus frequency for monofilamentary wire with nonmagnetic sheath (blue) and magnetic sheath (red). (b) Current waveforms for total current (blue), filament current (green) and sheath current (red) for monofilamentary wire with magnetic sheath at 12.8 kHz 8 A_{rms} without DC bias.

of filaments in multifilamentary wire. For the total wire diameter this makes the sheath thicker around the filament. This increases the current required for Monel saturation and increases the skin effect even further. Hence the metallic losses in monofilament are significantly higher than in multifilamentary wire for the same case (figure 14). The loss ratio of the sheath losses between magnetic and nonmagnetic sheaths remains the same for monofilamentary and multifilamentary wires.

5. DC bias

In this section we analyze the AC losses in the common case where AC current is superimposed on DC current. Specifically, we select here 40 A DC and 8 A_{rms} AC currents, to

match the values in our previous experimental studies [13, 14]. For this relatively low DC bias value the current flows in the outer filament layer without fully penetrating the filaments. The analysis of monofilamentary wire shows that there is virtually no difference in filament loss between magnetic and nonmagnetic metals surrounding the filament, see triangles and circles in figure 15. As we show here, (see the 'x' and asterisk markers in the figure) this is not the case for a multifilamentary wire, where the filament losses are significantly higher when the sheath is magnetic.

To further investigate this difference, we analyzed the magnetic field distribution in the sheath. The magnetic field generated by the DC current is insufficient to fully saturate the Monel around the filaments. Instead, it creates areas with high and low permeability. The distribution of the permeability of the magnetic sheath in multifilamentary wire is shown in

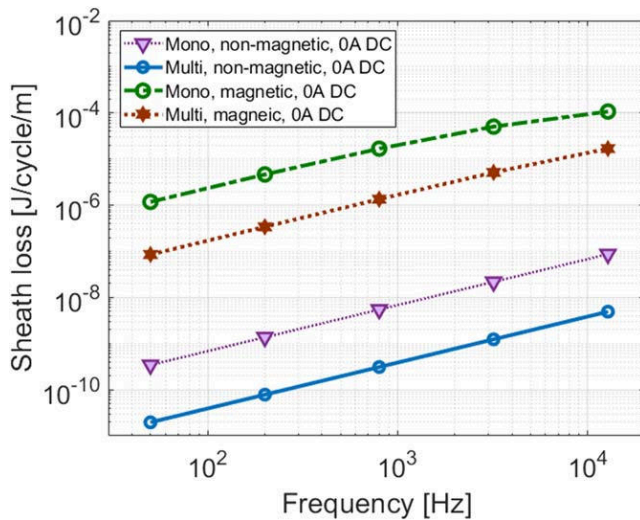


Figure 14. Sheath loss versus frequency (J/cycle/m) without DC bias.

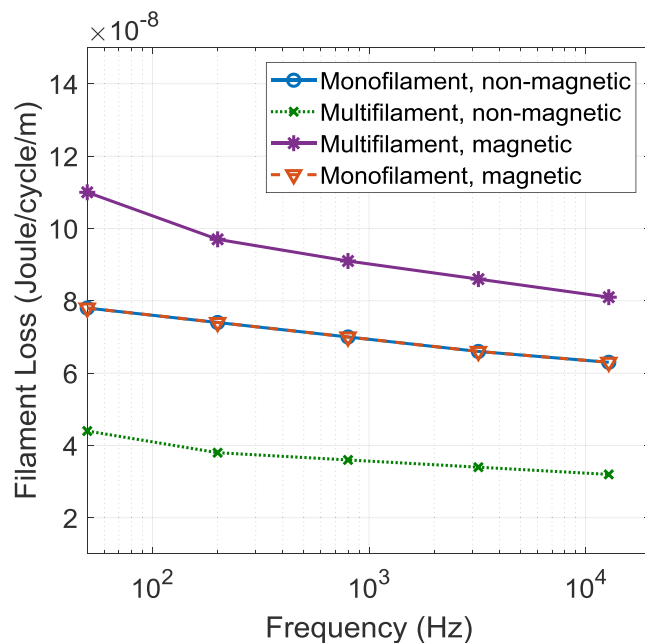


Figure 15. Filament losses versus frequency with 40 A DC current for magnetic and nonmagnetic sheath wires.

figure 16 for a temporary snapshot taken at the maximum peak current value of 51.3 A (40 A DC + 8 A_{rms}). The division of superconducting material to filaments produces gaps in between successive material where the magnetic field is lower than at the far edge of the filaments, although the outer layer of filaments is filled with superconducting current. The concentration of magnetic field leads to higher $d\phi/dr$ compared to filaments with nonmagnetic sheath. Significantly higher DC currents can saturate the area around the outer layer of filaments, but then the inner layer of filaments experiences the same problem of nonsaturated Monel, however, with a smaller number of filaments. This can explain the relatively slow reduction of losses with increasing DC current [13].

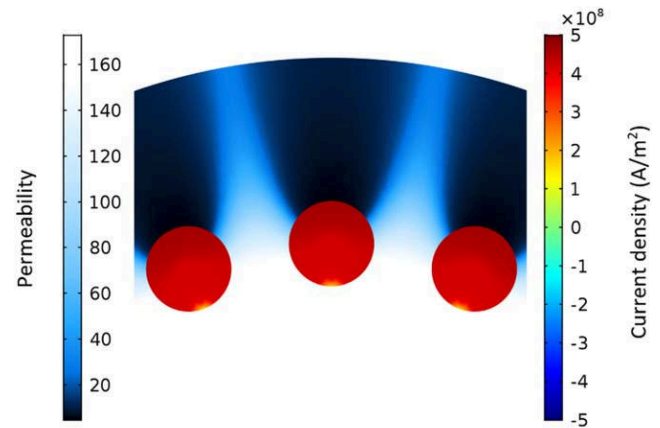


Figure 16. Distribution of the permeability in multifilamentary wire with Monel sheath at peak current, i.e. 40 A DC + 8 A_{rms}, 51.3 A in total (color code at left hand side) and distribution of the current density inside the filaments (color code at right).

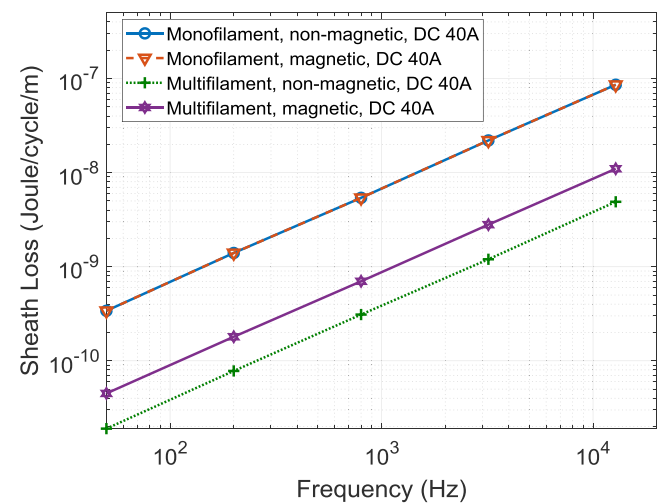


Figure 17. Sheath loss versus frequency (J/cycle/m) at 8 A_{rms} with 40 A DC bias.

As seen in figure 17, the sheath losses in monofilamentary wire are very similar in both magnetic and non-magnetic sheath materials when 40 A DC current is added to 8 A_{rms} AC, and are higher than in the case of the multifilamentary wire. Since for mono- and multifilamentary wires the superconducting cross section area and the diameter of the wire are the same, the single filament of the monofilamentary wire is constricted at the center of the wire. The amount of sheath material around the filament region is thus larger, hence the eddy currents loops are larger and, consequently, the losses are larger.

6. External magnetic field

Most superconducting applications are coil-based. Inside a coil, every single winding experiences the influence of the other windings in the coil. From the point of view of a single winding, the magnetic field it experiences is always

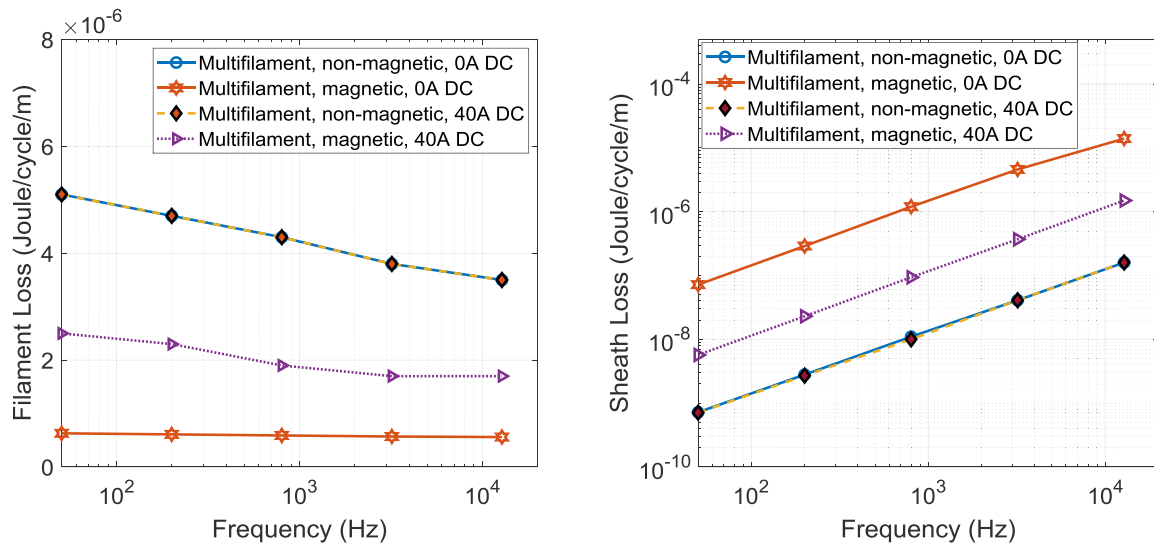


Figure 18. Loss (J/cycle/m) of multifilamentary wire in external field. (a) Filaments. (b) Sheath.

transverse. The circular symmetry, as in the above discussed cases, is no longer valid. This scenario is modelled to represent the losses inside a wire when it is part of a coil. To model it, first we added a long solenoid of 10 windings around the wire oriented to create transverse field on the wire. Each winding of this additional solenoid carries the same DC and AC currents as modelled for the stand-alone wire. The current in this solenoid is in phase with the current in the modelled wire itself. The infinite 2D model implies fully coupled filaments. The selected coil geometry generates an external field of 7.4 mT A^{-1} . In this scenario, the alternating external magnetic field induces current both in the superconductor and in the sheath to expel the magnetic field.

As seen in figure 18, in the presence of external magnetic field the difference in filament losses between magnetic and nonmagnetic sheaths, for both zero DC and 40 A DC bias, is smaller than in self-field (figure 15). Surprisingly, the lowest loss values are obtained for the magnetic sheath wire without DC bias (see hexagrams in figure 18(a)). These results are in contrast to the self-field case (figure 2(a)), where the exact same wire configuration model exhibited the highest loss values. To explain this result, we note that the magnetic Monel is shielding the magnetic field in the central part of the wire and therefore currents flow in this area within the superconducting filaments. In figure 19, a snapshot of such wire at the peak AC current amplitude of 11.3 A at 200 Hz is displayed. The right side of the wire carries positive critical current while filaments on the left side carry negative current. Due to lack of filament twisting the coupling between them is very strong, thus transversal AC magnetic field induces infinite current loops within the wire. In fact, most of the wire current is screening current rather than transport. Both wires with magnetic and nonmagnetic sheaths are subject to developing such currents. This coupling current is responsible for an increase of two orders of magnitude in filament losses compared to the self-field case for both cases. The sheath

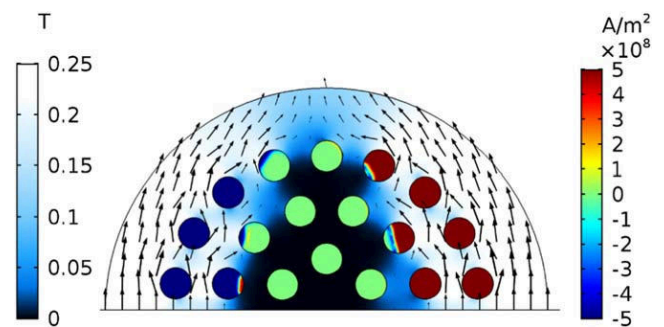


Figure 19. Field and current distribution in a multifilamentary wire with magnetic sheath in external field at peak AC current at 200 Hz, zero DC bias. The color coding is depicted in the left and right scales for the field and current, respectively.

losses, however, are higher because this shielding effect induces higher currents in the sheath as well.

Figure 20 displays the same scenario as in figure 19, but for a nonmagnetic sheath. As clearly seen in the figure, in this case the magnetic field fully penetrates the wire. All filaments take part in screening the AC flux variation of the external field to the extent that in some filaments, at the center of the wire, positive and negative currents coexist in the same filament. Since the matrix has low permeability, the flux time-derivative is lower, thus screening currents and losses are lower compared to the magnetic sheath case.

When DC current is added, the difference in superconducting filament loss diminishes (see orange hexagrams and purple triangles in figure 18(a)) because the external field is enough to partially saturate the Monel and thus reduces the shielding effect of the Monel. This is also evident in the sheath losses which become lower with 40 A DC current (figure 18(b)).

At the zero AC current point one can see a trapped flux between positive and negative currents in the filaments (red and blue areas). This unique distribution of current causes the

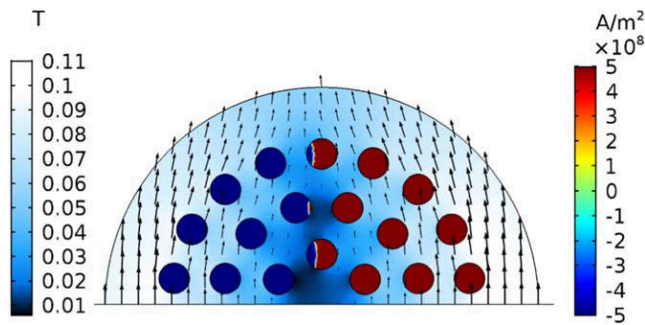


Figure 20. Field and current distribution in a multifilamentary wire in external field at peak current at 200 Hz, nonmagnetic sheath and zero DC bias. The color coding is depicted in the left and right scales for the field and current, respectively.

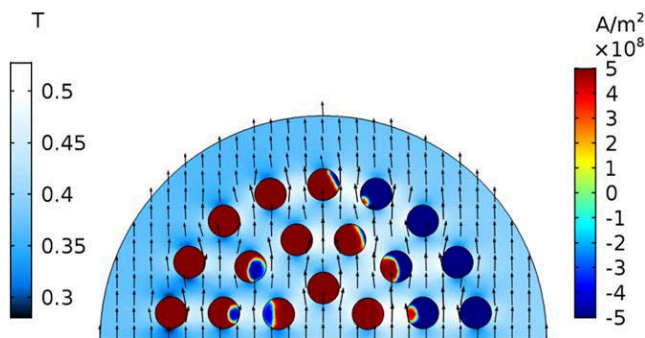


Figure 21. Field and current distribution in a multifilamentary wire with magnetic sheath in external field at zero AC current, and 40 A DC bias. The color coding is depicted in the left and right scales for the field and current, respectively.

local field between the filaments to be even higher than the applied external field (figure 21).

7. Summary and conclusions

Monofilamentary and multifilamentary wire topologies have been modeled with FEM for AC losses in self-field and external magnetic field.

Our results reveal the disadvantages of using a magnetic sheath for superconducting wires exposed to high-frequency switching, suggesting a need to redesign wires for applications such as SMES. In self-field, the high magnetic permeability of Monel alters the magnetic flux density distribution, both inside the magnetic material itself and in the superconducting filament (s). The magnetic sheath causes the magnetic field to concentrate at the edge of the outer filaments of multifilamentary wire, resulting in an increase in the losses not only in the sheath but also in the filaments. Although the area of the filament where most of the loss occurs is smaller, the peak value of the loss in this case is about four times higher than for the nonmagnetic wire, resulting in higher overall loss.

For the multifilamentary wire at frequencies above $\sim 10^3$ Hz, the eddy currents in the nonsaturated magnetic sheath dominate the filament losses and become the most significant heat source. These findings are in good agreement

with results obtained experimentally [13, 14]. Upon decreasing permeability due to saturation, the eddy currents produced in the sheath decrease accordingly. In this case the relative reduction of loss in the sheath is higher than measured experimentally. This could be a result of magnetic hysteresis in the Monel which was neglected in our analysis.

The skin effect leads to current sharing between superconducting filaments and the metallic sheath reducing the losses in the filaments while dramatically increasing them in the sheath. A very rapid flux change in the filament, which generates momentary loss spikes, is caused by the transition of Monel from nonsaturated to saturated states and vice versa. Such localized dissipation might lead to hot spots in the wire and reduce the overall stability of the system.

In the monofilament wire, there is no difference in filament losses between the cases of magnetic and nonmagnetic sheaths. Due to the circular symmetry, the ‘pole piece’ effect which concentrates the field in the filament edges is absent, thus no increase in losses is observed in the superconductor. The losses in the sheath are much higher as expected in the case of magnetic Monel.

In the external magnetic field, the Monel partially shields the filaments, reducing the losses in them when no DC bias is applied. However, in this case the eddy currents losses in the sheath are increased. With DC current the external magnetic field deeply saturates the Monel resulting in quite similar behavior of losses in the filaments surrounded by either magnetic or nonmagnetic metal.

At low frequencies, due to strong filament coupling, the filament losses dominate in most cases where external field is applied. At high frequencies, sheath losses are similar or higher than filament losses. When the Monel is not magnetically saturated, it becomes the dominant source of AC losses. While in almost every superconducting coil the magnetic field is high enough to saturate the Monel, there will always be an area in the center of the coil where the field is very small. This area may behave as an undesired heat source, adding to the disadvantages of using a magnetic sheath in applications such as SMES, where the wires are exposed to AC current ripples.

Acknowledgments

This research was supported by the Ministry of Science Technology and Space, Israel.

ORCID iDs

Y Nikulshin  <https://orcid.org/0000-0001-7753-1334>

References

- [1] Marian A, Holé S, Lesur F, Tropeano M and Bruzek C E 2018 Validation of the superconducting and insulating components of a high-power HVDC cable *IEEE Electr. Insul. Mag.* **34** 26–36

- [2] Liu D, Polinder H, Magnusson N, Schellevis J and Abrahamsen A B 2016 Ripple field AC losses in 10-MW wind turbine generators with a MgB_2 superconducting field winding *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26** 1–5
- [3] Lahtinen V and Stenvall A 2013 The difficulty of modeling ripple field losses in superconductors using the eddy current model *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 4900505
- [4] Bruzek C E, Ballarino A, Escamez G, Giannelli S, Grilli F, Lesur F, Marian A and Tropeano M 2017 Cable conductor design for the high-power MgB_2 DC superconducting cable project of BEST PATHS *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1–5
- [5] Hong Z, Ye L, Majoros M, Campbell M and Coombs T 2008 Numerical estimation of AC loss in MgB_2 wires in self-field condition *J. Supercond. Nov. Magn.* **21** 205–11
- [6] Majoros M, Sumption M D, Susner M A, Tomsic M, Rindfleisch M and Collings E W 2009 AC losses in MgB_2 multifilamentary strands with magnetic and non-magnetic sheath materials *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19** 3106–9
- [7] Shintomi T *et al* 2013 Design study of MgB_2 SMES coil for effective use of renewable energy *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 5700304
- [8] Young E, Bianchetti M, Grasso G and Yang Y 2007 Characteristics of AC loss in multifilamentary MgB_2 tapes *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 2945–8
- [9] Lahtinen V, Pardo E, Šouc J, Solovyov M and Stenvall A 2014 Ripple field losses in direct current biased superconductors: Simulations and comparison with measurements *J. Appl. Phys.* **115** 113907
- [10] Norris W T 1970 Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets *J. Phys. D: Appl. Phys.* **3** 308
- [11] Carr W J 2014 *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors* (Boca Raton, FL: CRC Press)
- [12] Wang Y 2013 *Fundamental Elements of Applied Superconductivity in Electrical Engineering* (Solaris South Tower, Singapore: Wiley)
- [13] Nikulshin Y, Wolfus S, Friedman A, Ginodman V, Grasso G, Tropeano M, Bovone G, Vignolo M, Ferdeghini C and Yeshurun Y 2018 Monel contribution to AC losses in MgB_2 wires in frequencies up To 18 kHz *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28** 1–6
- [14] Nikulshin Y, Wolfus S, Ginodman V, Friedman A, Tropeano M, Grasso G and Yeshurun Y 2018 AC losses in MgB_2 wires and tapes in frequencies up to 18 kHz *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28** 1–4
- [15] Sumption M, Collings E, Lee E, Wang X, Soltanian S and Dou S 2002 Reduction and elimination of external-field AC loss in MgB_2/Fe wire by *in situ* magnetic shielding *Phys. C Supercond.* **378–381** 894–8
- [16] Kováč J, Šouc J, Kováč P and Hušek I 2015 AC losses of single-core MgB_2 wires with different metallic sheaths *Physica C* **519** 95–9
- [17] Michael P C, Kvitekovic J, Pamidi S V, Masson P J and Bromberg L 2017 Development of MgB_2 -cabled conductors for fully superconducting rotating electric machines *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1–5
- [18] Kovac P, Husek I, Kovac J, Melisek T, Kulich M and Kopera L 2016 Filamentary MgB_2 wires with low magnetization AC losses *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26** 1–5
- [19] Sumption M D 2018 AC loss of superconducting materials in motors and generators for very high density motors and generators for hybrid-electric aircraft 2018 *AIAA/IEEE Electric Aircraft Technologies Symp. AIAA Propulsion and Energy Forum* (American Institute of Aeronautics and Astronautics) (<https://doi.org/10.2514/6.2018-5001>)
- [20] Escamez G, Sirois F, Lahtinen V, Stenvall A, Badel A, Tixador P, Ramdane B, Meunier G, Perrin-Bit R and Bruzek C-E 2016 3D numerical modelling of AC losses in multi-filamentary MgB_2 wires *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **26** 1–7
- [21] Brambilla R, Grilli F and Martini L 2007 Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors *Supercond. Sci. Technol.* **20** 16–24
- [22] Hong Z, Campbell A M and Coombs T A 2006 Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software *Supercond. Sci. Technol.* **19** 1246–52

4. סיכום

עבודת המחקר התמודדה עם האתגר המדעי והטכנולוגי שבאפיון ההפסדים במערכת מורכבת אי-לינארית כמו חוטים מוליכי-על וסלילים הנבנים מחוטים אלו. לשם כך נבנתה מערכת ניסיונית ייחודית המאפשרת מדידה של חוטים וסלילים בתנאים בהם מוליך העל נושא זרם ישר גבוה וממוטג בתדר גבוה לקבלת אדוות זרם הרוכבת על הזרם הישר שבסליל. כדי להימנע מזרמי מערבולת המושרים בקריאוסטט ורכיביו, נבנו קירות הקריאוסטט מדלרין ומרבית רכיביו הוחלפו ברכיבים שאינם מוליכי חשמל אך מוליכי-חום, תוך מתן פתרונות יצירתיים וחדשניים. המערכת כולה מקוררת בהולכה ומאפשרת מדידות בתחום טמפרטורות של 6 עד 100 קלוין ועם רזולוציית הפסדים של 100 nW. המערכת תוארה במלואה בפרק 3.1.

המדידות שתוארו בדיסרטציה זו התמקדו בחוטים של MgB_2 אם כי ניתן למדוד במערכת זו כל חוט אחר. הסיבה להתמקדות בחומר זה הינה הפוטנציאל ליישום שאנו צופים לחוטים אלו בהיותם בעלי ביצועים טובים ומחיר סביר שעשוי לאפשר חדירתם לעולם המסחרי. לשם כך יצרנו שיתופי פעולה עם יצרני החוטים המובילים בעולם: Columbus Superconductors באיטליה עם קבוצת המחקר של SPIN-CNR ואוניברסיטת גנואה באיטליה ועם HyperTech Research Inc. בארה"ב. קיבלנו מהם את החוטים המסחריים הטובים ביותר שקיימים היום בעולם יחד עם חוטים ניסיוניים שבפיתוח ונמצאים בחזית הטכנולוגית העתידית. החוטים היו במבנה עגול או מלבני עם מספר פילמנטים המשתנה בין פילמנט יחיד ל-114 פילמנטים, עם פסיעות פיתול שונות ועם מעטפות מטריציוניות שונות, מגנטיות ושאין מגנטיות, בהן מוטמעים הפילמנטים.

בפרק 3.2 תוארו המדידות של חוט בעל מעטפת מגנטית מסוג Cu-Ni (monel). תוצאה מפתיעה שהתקבלה הייתה ירידה של ההפסדים בחוט ככל שמעלים את הזרם הישר בו. במבט ראשון זוהי תוצאה המנוגדת לאינטואיציה שכן הצפי הוא שככל שהזרם עולה אנו מתקרבים לזרם הקריטי של החוט והיינו מצפים שההפסדים יעלו בהתאם. ניתוח של התוצאות הניסיוניות בשילוב סימולציות

של התפלגות הזרם, השדה וההפסדים ברכיבי החוט הראה כי המקור העיקרי להפסדים הוא זרמי המערבולת במעטפת הנובעים משינוי השטף בה המוגבר בפקטור התלוי בפרמביליות המגנטית המקומית. פרמביליות זו יורדת ככל שהשדה העצמי של החוט עולה בעקבות עליית הזרם והמעטפת מתקרבת לרוויה מגנטית.

בפרק 3.3 הרחבנו את המחקר גם לחוטים בעלי מטריצה שאינה מגנטית העשויה מטיטניום. המטרה הייתה לאשש את ההסבר שניתן בפרק 3.2 לירידת ההפסדים עם עליית הזרם ותלייתו בדומיננטיות של ההפסדים במטריצה המגנטית. ההשוואה בין החוטים בעלי המעטפת המגנטית ושאינה מגנטית אוששה לחלוטין את ההסבר. נמצא כי בחוטים עם מעטפת טיטניום לא מגנטית, לא זו בלבד שלא נצפתה ירידה של ההפסדים עם עליית הזרם הישר אלא שסך כל ההפסדים בחוט היה נמוך בסדר גודל לעומת ההפסדים בחוט המקביל בעל המעטפת המגנטית. הפער בהפסדים בין החוטים מצטמצם ככל שהתדר עולה כאשר המעטפת המגנטית אינה יכולה להגיב לשינויים המהירים בשדה המגנטי העצמי בחוט.

פרק 3.4 העמיק אל תוך ההתפלגות המיקרוסקופית של ההפסדים בתוך הפילמנט. נערכה השוואה בין התפלגות זו בחוט העשוי פילמנט יחיד מול חוט בעל 36 פילמנטים כאשר בשני המקרים נחקרה ההתנהגות תחת מעטפת מגנטית ושאינה מגנטית. הראנו כי במקרה של שדה עצמי המטריצה לא משפיעה על חוט בעל פילמנט יחיד. לעומת זאת בחוט עם 36 פילמנטים מטריצה מגנטית מגבירה משמעותית את ההפסדים גם בפילמנטים וגם מטריצה. התנהגות מגנטית לא לינארית של מטריצה מגנטית מייצרת אזורים עם תכונות שונות וכתוצאה בכך השפעה על הפילמנטים שתלויה בעוצמת שדה, אמפליטודות הזרמים, מיקום ותדר.

עבודת המחקר הראתה את המקורות העיקריים להפסדים בחוטים ובסלילים והדגימה את החשיבות העצומה של מבנה החוט על הפסדים אלו ועל היכולת לממש התקנים מוליכי-על ליישומי זרם גבוה בקירור בהולכה. התוצאות שקיבלנו משמשות כבר את יצרני החוטים בפיתוח חוטים

בעלי הפסדים נמוכים יותר ומסייעים בפיתוח התקן אב-טיפוס ראשון בעולם לאגירת אנרגיה על בסיס חוטי MgB_2 לצורכי שיפור איכות החשמל ואיזון עומסים ברשת.

5. מקורות

- [1] Energy Information Administration, "World energy demand and economic outlook," *Int. Energy Outlook 2016*, vol. 82, no. 4, pp. 287–91, Dec. 2016.
- [2] W. J. Carr, *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*. CRC Press, 2001.
- [3] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and F. Holtzberg, "Magnetic relaxation and critical current in an YBaCuO crystal," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 10, p. 5797, 1988.
- [4] S. Nagaya *et al.*, "Development and performance results of 5 MVA SMES for bridging instantaneous voltage dips," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2004, vol. 14, no. 2, pp. 699–704.
- [5] K. Shikimachi *et al.*, "Development of MVA class HTS SMES system for bridging instantaneous voltage dips," in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2005, vol. 15, no. 2 PART II, pp. 1931–1934.
- [6] S. Nagaya, N. Hirano, T. Katagiri, T. Tamada, and K. Shikimachi, "The state of the art of the development of SMES for bridging instantaneous voltage dips in Japan," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 52, no. 12, pp. 708–712, 2012.
- [7] J. D. Rogers, "Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) Program," *Prog. Report, 1 Jan.-31 Dec. 1984 Los Alamos Sci. Lab., NM.*, 1985.
- [8] A. Morandi, A. Fiorillo, S. Pullano, and P. L. Ribani, "Development of a Small Cryogen-Free MgB₂ Test Coil for SMES Application," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 27, no. 4, pp. 1–4, Jun. 2017.
- [9] A. Badel, P. Tixador, M. Amiet, and V. Brommer, "SMES to supply an electromagnetic launcher," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 22, no. 3, p. 5700204, 2012.
- [10] K. Vechalapu, S. Bhattacharya, E. Van Brunt, S. H. Ryu, D. Grider, and J. W. Palmour, "Comparative Evaluation of 15-kV SiC MOSFET and 15-kV SiC IGBT for Medium-Voltage Converter under the Same dv/dt Conditions," *IEEE J. Emerg. Sel. Top. Power Electron.*, vol. 5, no. 1, pp. 469–489, 2017.
- [11] M. P. Oomen, J. Rieger, M. Leghissa, B. Ten Haken, and H. H. J. Ten Kate, "Dynamic resistance in a slab-like superconductor with $J_c(B)$ dependence," *Superconductor Science and Technology*, vol. 12, no. 6, pp. 382–387, Jun. 1999.
- [12] T. Ogasawara, Y. Takahashi, K. Kanbara, Y. Kubota, K. Yasohama, and K. Yasukochi, "Alternating field losses in superconducting wires carrying dc

- transport currents: Part 1 single core conductors," *Cryogenics (Guildf)*., vol. 19, no. 12, pp. 736–740, 1979.
- [13] M. Willemin, C. Rossel, J. Hofer, H. Keller, a. Erb, and E. Walker, "Strong shift of the irreversibility line in high-T_c superconductors upon vortex shaking with an oscillating magnetic field," *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 10, pp. R5940–R5943, Sep. 1998.
 - [14] J. Luzuriaga *et al.*, "Magnetic relaxation induced by transverse flux shaking in MgB₂ superconductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 1, p. 015021, Jan. 2009.
 - [15] K. Seo, M. Morita, S. Nakamura, T. Yamada, and Y. Jizo, "Minimum quench energy measurement for superconducting wires," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, no. 4 PART 2, pp. 3089–3093, 1996.
 - [16] M. N. Wilson and R. Wolf, "Calculation of minimum quench energies in Rutherford cables," *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 7, no. 2, pp. 950–953, Jun. 1997.
 - [17] M. Fu *et al.*, "Minimum quench energy and normal zone propagation velocity in MgB₂ superconducting tape," *Phys. C Supercond.*, vol. 402, no. 3, pp. 234–238, Feb. 2004.
 - [18] C. Buzea and T. Yamashita, "Review of the superconducting properties of MgB₂," *Superconductor Science and Technology*, vol. 14, no. 11, pp. R115–R146, Nov. 2001.
 - [19] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride.," *Nature*, vol. 410, no. 6824, pp. 63–4, Mar. 2001.
 - [20] V. G. Tissen, M. V. Nefedova, N. N. Kolesnikov, and M. P. Kulakov, "Effect of pressure on the superconducting T_c of MgB₂," *Phys. C Supercond.*, vol. 363, no. 3, pp. 194–197, Nov. 2001.
 - [21] M. Tomsic *et al.*, "Development of magnesium diboride (MgB₂) wires and magnets using in situ strand fabrication method," *Phys. C Supercond.*, vol. 456, no. 1–2, pp. 203–208, Jun. 2007.
 - [22] X. X. Xi, "MgB₂ thin films," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 4, p. 043001, Apr. 2009.
 - [23] "Hyper Tech Research, Inc." [Online]. Available: <http://www.hypertechresearch.com>.
 - [24] G. Blatter and M. Feigel'Man, "Vortices in high-temperature superconductors," *Rev. Mod. Phys.*, pp. 1125-1388, 1994.
 - [25] P. Anderson, "Theory of flux creep in hard superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 309–311, 1962.

- [26] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, Y. Wolfus, E. R. Yacoby, I. Felner, and C. C. Tsuei, "Flux creep and related phenomena in high temperature superconductors," *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 162–164, no. 1, pp. 1148–1151, Dec. 1989.
- [27] P. Kes and J. Aarts, "Thermally assisted flux flow at small driving forces," *Superconductor Science and Technology*, vol. 242, 1989.
- [28] Y. Kim, C. Hempstead, and A. Strnad, "Flux-flow resistance in type-II superconductors," *Phys. Rev.*, vol. 139, no. 1962, p A1163, 1965.
- [29] M. Willemin, C. Rossel, J. Hofer, H. Keller, A. Erb, and E. Walker, "Strong shift of the irreversibility line in high-T_c superconductors upon vortex shaking with an oscillating magnetic field," *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 10, pp. R5940–R5943, Sep. 1998.
- [30] J. Luzuriaga *et al.*, "Magnetic relaxation induced by transverse flux shaking in MgB₂ superconductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 1, p. 015021, Jan. 2009.
- [31] G. Ries and K. Jüngst, "Filament coupling in multifilamentary superconductors in pulsed longitudinal fields," *Cryogenics (Guildf)*, no. March, pp. 143–146, 1976.
- [32] M. Sumption, E. Collings, E. Lee, X. . Wang, S. Soltanian, and S. . Dou, "Reduction and elimination of external-field AC loss in MgB₂/Fe wire by in situ magnetic shielding," *Phys. C Supercond.*, vol. 378–381, pp. 894–898, Oct. 2002.
- [33] M. D. Sumption, S. X. Dou, and M. Tomsic, "Real and apparent loss suppression in MgB₂ superconducting composites," vol. 382, pp. 98–103, 2002.
- [34] N. Magnusson, S. Lindau, H. Taxt, and M. Runde, "Coupling currents and hysteresis losses in MgB₂ superconductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, no. 10, 105003, 2014.
- [35] H. Search *et al.*, "Magnetization AC losses in MgB₂ wires made by IMD process," *Superconductor Science and Technology*, vol. 28, no. 1, 2015.
- [36] J. Kováč, J. Šouc, P. Kováč, and I. Hušek, "AC losses of single-core MgB₂ wires with different metallic sheaths," *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 519, pp. 95–99, 2015.
- [37] J. Fang *et al.*, "AC magnetic losses in Bi-2223/Ag tapes with different aspect ratios," *Phys. C Supercond.*, vol. 412–414, pp. 1134–1138, Oct. 2004.
- [38] S. P. Ashworth and M. Suenaga, "Local calorimetry to measure ac losses in HTS conductors," *Cryogenics (Guildf)*, vol. 41, no. 2, pp. 77–89, Feb. 2001.

- [39] H. Tact, N. Magnusson, M. Runde, and S. Brisigotti, "AC Loss Measurements on Multi-Filamentary MgB₂ Wires With Non-Magnetic Sheath Materials," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, pp. 8200204–8200204, Jun. 2013.
- [40] S. Stavrev and B. Dutoit, "Frequency dependence of AC loss in Bi(2223)Ag-sheathed tapes," *Phys. C Supercond.*, vol. 310, no. 1–4, pp. 86–89, Dec. 1998.
- [41] J. Kováč, M. Kulich, L. Kopera, and P. Kováč, "AC losses of Rutherford MgB₂ cables made by powder-in-tube and internal magnesium diffusion processes," *Superconductor Science and Technology*, vol. 31, no. 12, pp. 2–9, 2018.
- [42] A. Malagoli, C. Bernini, V. Braccini, C. Fanciulli, G. Romano, and M. Vignolo, "Fabrication and superconducting properties of multifilamentary MgB₂ conductors for AC purposes: Twisted tapes and wires with very thin filaments," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 10, 105017, 2009.
- [43] K. Kajikawa *et al.*, "AC losses in monofilamentary MgB₂ round wire carrying alternating transport currents," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, no. 4, pp. 2–8, 2010.
- [44] L. Rostila, S. Brisigotti, and G. Grasso, "New Type of Non-magnetically Sheathed MgB₂ Wires—First Sight to AC Losses with Numerical Simulations," *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 24, no. 1–2, pp. 313–317, Jan. 2011.
- [45] J. J. Rabbers *et al.*, "Advanced ac loss measurement methods for high-temperature superconducting tapes," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 5, pp. 2365–2373, 2001.
- [46] O. C. Zienkiewicz, *The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals*. Elsevier, 2013.
- [47] P. Tixador *et al.*, "Comparison of numerical methods for modeling of superconductors," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, no. 2, pp. 849–852, 2002.
- [48] D. Dew-Hughes, G. Barnes, and M. McCulloch, "Computer modelling of type II superconductors in applications," *Superconductor Science and Technology*, vol. 12, no. 8, pp. 518–522, 1999.
- [49] L. Prigozhin, "Analysis of critical-state problems in type-II superconductivity," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 7, no. 4, pp. 3866–3873, 1997.
- [50] A. M. Campbell, "A direct method for obtaining the critical state in two and three dimensions," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 3, 034005 (8pp), 2009.
- [51] N. Amemiya, K. Miyamoto, S. I. Murasawa, H. Mukai, and K. Ohmatsu,

- “Finite element analysis of AC loss in non-twisted Bi-2223 tape carrying AC transport current and/or exposed to DC or AC external magnetic field,” *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 310, no. 1–4, pp. 30–35, 1998.
- [52] J. K. Sykulski, R. L. Stoll, A. E. Mahdi, and C. P. Please, “Modelling HTc superconductors for AC power loss estimation,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, no. 2, pp. 1568–1571, 2002.
- [53] J. K. Sykulski, M. Rotaru, and R. L. Stoll, “2D modeling of field diffusion and AC losses in high temperature superconducting tapes,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 4 PART 1, pp. 1172–1177, 2000.
- [54] K. Kajikawa, T. Hayashi, R. Yoshida, M. Iwakuma, and K. Funaki, “Numerical evaluation of AC losses in HTS wires with 2D FEM formulated by self magnetic field,” *IEEE Trans. Applied Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 3630–3633, Jun. 2003.
- [55] R. Brambilla, F. Grilli, and L. Martini, “Development of an edge-element model for AC loss computation of high-temperature superconductors,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 1, pp. 16–24, Jan. 2007.
- [56] F. Sirois, M. Dione, F. Roy, F. Grilli, and B. Dutoit, “Evaluation of two commercial finite element packages for calculating AC losses in 2-D high temperature superconducting strips,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97, no. 1, 012030, 2008.
- [57] Z. Hong, A. M. Campbell, and T. A. Coombs, “Numerical solution of critical state in superconductivity by finite element software,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 19, no. 12, pp. 1246–1252, Dec. 2006.
- [58] COMSOL Inc., “COMSOL Multiphysics.” www.comsol.com, 100 District Avenue Burlington, MA 01803 USA.
- [59] J. Rhyner, “Magnetic properties and AC-losses of superconductors with power law current—voltage characteristics,” *Phys. C Supercond.*, vol. 212, no. 3–4, pp. 292–300, Jul. 1993.
- [60] G. Z. Li, Y. Yang, M. A. Susner, M. D. Sumption, and E. W. Collings, “Critical current densities and n-values of MgB₂ strands over a wide range of temperatures and fields,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 2, 025001, 2012.
- [61] L. Didier, M. Hell, L. Didier, and M. Hell, “3D modelling of twisted multi-filamentary superconductors” HAL Id : tel-01679685 Thèse de doctorat de l’Université Paris-Saclay préparée à l’Université Paris-Sud Electrical , Optical , Bio : PHYSICS AND ENGINEERING Spécialité de , 2018.
- [62] M. R. Hestenes and E. Stiefel, *Methods of conjugate gradients for solving linear systems*, vol. 49, no. 1. NBS Washington, DC, pp. 409-432, 1952.
- [63] O. Schenk and K. Gartner, “Solving unsymmetric sparse systems of linear

equations with PARDISO," *Futur. Gener. Comput. Syst.*, vol. 20, no. 3, pp. 475–487, 2004.

- [64] Y. Nikulshin *et al.*, "AC Losses in MgB₂ Wires and Tapes in Frequencies up to 18 kHz," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, no. 4, pp. 1–4, Jun. 2018.
- [65] Y. Nikulshin *et al.*, "Monel Contribution to AC Losses in MgB₂ Wires in Frequencies Up To 18 kHz," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, no. 8, pp. 1–6, Dec. 2018.
- [66] Y. Nikulshin *et al.*, "AC losses in superconducting wires and tapes - a comparative study of the behavior in Sr_{0.6}K_{0.4}Fe₂As₂ and MgB₂," *Int. Conf. Mater. Mech. Supercond. High Temp. Supercond. Beijing*, p.599, 2018.

Abstract

Superconducting wires designed for high current applications have a complex structure. They are made of thin filaments. Each filament is surrounded by a layer that protects against diffusion of oxygen into it. All the filaments are twisted and embedded together in a metal sheath that provides the wire with mechanical strength. These wires are used in preparing coils in which the superconductor current creates a magnetic field. The magnetic field is used in various applications such as energy storage and transfer or limiting short currents. In all high-current power applications, the superconductor is exposed to unique working conditions that cause losses and, as a result, heating that could compromise the performance of the device.

The characterization of losses in these wires is a scientific and technological challenge. The contribution to losses comes from each of the wire components described above. For each temperature, current, field, amplitude and frequency there is a dominant contribution to another component and / or another mechanism of the losses. Given this rationale, characterization and understanding of the contribution of each component and mechanism is critical and has a very important impact on the future design of superconducting devices.

This work addresses the challenge in two parallel ways: by developing a unique experimental system that enables direct measurement of the losses under the required special conditions and by simulations that shed light on the microscopic behavior of each of the components of the wire separately. The research focused on working conditions that mimic a situation in which high DC current flows in a wire or coil, with superimposed high frequency AC current component caused by charging and discharging the coil or wire by fast switching. Such working conditions are characteristic of electromagnetic energy storage devices (SMES) that are currently being developed worldwide. The work described here complements missing knowledge in the scientific literature, both in the experimental aspect and in the understanding of the conduct and performance of superconducting wires.

The unique experimental system, the first of its kind in the world, was constructed in the framework of this work to measure losses in wires and coils, and under conditions of high current and high-frequency currents. In addition, the cooling system is based on the use of cryocoolers rather than cryogenic liquids to allow measurements in a situation as similar to modern high-current devices based on superconductors. Measurements focused on MgB_2 wires received through collaborations with leading wire manufacturers worldwide. Wires with different geometries, filament number, magnetic and non-magnetic sheaths were studied. The results of the measurement combined with extensive simulations exploiting COMSOL Multiphysics to model the wire, showed that the magnetic sheath has a dominant contribution to losses and has a significant effect on the distribution of current and losses within the superconducting filaments by its effect on the distribution of the magnetic field around and within the filament. The effect of the sheath decreases as it approaches magnetic saturation. Simulations for a coil in which each winding also experiences the magnetic field produced by neighboring windings showed that in this case the twisting of the wires and the coupling of the filaments plays critical role in their use for applications. The distribution of the field in the coil is not homogeneous and will always create areas in which a wire sheath made of magnetic materials will contribute locally to the losses and may endanger the whole coil if not treated properly.

The research presented here is a necessary step in the development of superconducting devices for high current applications and enables the production of advanced wires for specific use, correct coil design with minimal losses and optimized dissipation of the losses so that superconducting-based high current devices can be implemented with conduction cooling technique almost completely maintenance free.

Abstract in Hebrew	x
1. Introduction.....	1
1.1. Operation principle of SMES.....	3
1.2. Superconducting wires for high current application.....	6
1.3. Sources of AC losses in superconducting wire.....	9
1.4. Research front in measuring AC losses.....	11
2. Methodology.....	13
2.1. Measurement setup.....	13
2.1. Simulations.....	14
3. List of publication.....	19
3.1. Design and testing of a system for measuring high-frequency AC losses in superconducting wires and coils carrying DC and AC currents.....	23
3.2. Monel contribution to AC losses in MgB ₂ wires in frequencies up to 18 kHz.....	36
3.3. AC losses in MgB ₂ wires and tapes in frequencies up to 18 kHz.....	43
3.4. Effect of Magnetic Sheath on Filament AC Losses and Current Distribution in MgB ₂ Superconducting Wires: Numerical Analysis.....	48
4. Summary.....	65
5. References.....	67
Abstract in English.....	I

This work was carried out under the supervision of

Prof. Yosef Yeshurun

Department of Physics

Bar-Ilan University



AC losses in MgB_2 superconducting wires

Yakov Nikulshin

Department of Physics

Ph.D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat Gan, Israel

May 2019



AC losses in MgB_2 superconducting wires

Yakov Nikulshin

Department of Physics

Ph.D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat Gan, Israel

May 2019