PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Étude de la dynamique du quench dans différentes architectures de rubans supraconducteurs à haute température critique
Auteur: Author:	Jean-Hughes Fournier-Lupien
Date:	2020
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Fournier-Lupien, J.-H. (2020). Étude de la dynamique du quench dans différentes architectures de rubans supraconducteurs à haute température critique [Ph.D. thesis, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/5564/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/5564/
Directeurs de recherche: Advisors:	Frédéric Sirois, & Michael R. Wertheimer
Programme: Program:	Génie physique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Étude de la dynamique du quench dans différentes architectures de rubans supraconducteurs à haute température critique

JEAN-HUGHES FOURNIER-LUPIEN
Département de génie électrique

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
Génie physique

Novembre 2020

© Jean-Hughes Fournier-Lupien, 2020.

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Cette thèse intitulée :

Étude de la dynamique du quench dans différentes architectures de rubans supraconducteurs à haute température critique

présentée par **Jean-Hughes FOURNIER-LUPIEN**
en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

David MÉNARD, président
Frédéric SIROIS, membre et directeur de recherche
Michael WERTHEIMER, membre et codirecteur de recherche
Arnaud BADEL, membre
Xavier CHAUD, membre externe

DÉDICACE

À mes parents Brigitte et Gilles, tantine et tonton, et toute ma famille pour leur soutien inconditionnel. Merci aussi à ma tendre moitié qui m'a soutenu jusqu'à la fin.

REMERCIEMENTS

Un travail de doctorat est loin de se faire seul. C'est pourquoi plusieurs remerciements sont de mise. Je voudrais remercier en premier lieu mon directeur de recherche, Frédéric Sirois, pour son encadrement, sa pédagogie et son organisation. Ce fut un réel plaisir de travailler avec lui tout au long de ce travail de recherche. Je voudrais entre autres souligner le fait que Frédéric ne se contente pas juste d'encadrer ses étudiants, mais il est capable de mettre les mains à la pâte quand c'est le temps, et cela l'honore. Un énorme merci aussi à Christian Lacroix qui, dès mon premier stage, a été un des premiers à me montrer comment on faisait de la recherche scientifique. Il m'a aussi accompagné tout au long de mon parcours et a été une ressource essentielle durant mon travail de recherche. Merci aussi à mon codirecteur Michel Whertheimer pour les discussions sur la supraconductivité et m'avoir donné accès à son laboratoire. Je voudrais aussi remercier Jonathan Bellemare et Lucile Moret, qui ont été mes complices au quotidien dans le laboratoire et avec qui les moments plus difficiles semblaient plus faciles. Je remercie mes collègues de bureau Olivier Lavergne, David Fecteau, Alexandre Arsenault, Mathieu Masse, Amanda Hébert, Simon Richard, Yan Chevalier Saint-Jean et Bruno De Sousa. Un merci particulier aux stagiaires d'été Patrick Del Vecchio, Marc-Antoine Huet, Mohammed Amine et Jael Giguère. Je n'oublie pas Christophe Clément pour son soutien indispensable en salle blanche et sa bonne humeur.

Je voudrais remercier l'institue ITEP du *Karlsruhe Institute of Technology* de m'avoir accueilli durant ma première année de doctorat. Je dois remercier en premier lieu Mathias Noe et Francesco Grilli, qui ont permis mon séjour en Allemagne. Merci à mes amis du KIT Roland Gyuráki, Nicolo Riva, Lila Oubraham, Victor Zermeno, Cristian Gleason-Gonzalez, Aurélien Godfrin, Santiago Lobo Halcon, Alberto, Ignacio et Flavia, avec qui j'ai tisser de forts liens d'amitiés durant mon séjour. Un merci particulier à mon bon ami Roland qui m'a particulièrement bien aidé à m'intégrer en Allemagne. Je veux remercier les chercheurs et les collègues du KIT qui m'ont aidé dans mes travaux. Tout d'abord, Sebastian Hellmann, qui m'a donné accès à son montage expérimental pour que je prenne des mesures avec la caméra haute vitesse. Merci aussi à Rainer Nast, Nadezda Bagrets et Ana Kario pour l'aide technique en laboratoire.

Je veux aussi remercier Ken Pfeiffer et Jeong Huh de la compagnie *Superconductor Technologies Inc.* qui nous ont fourni la quasi-totalité des échantillons utilisés et nous ont aidés avec l'interprétation des résultats.

Finalement, je voudrais remercier les membres du jury pour avoir accepté de lire ma thèse :

David Ménard, Arnaud Badel et Xavier Chaud.

RÉSUMÉ

La découverte du premier supraconducteur à haute température critique (HTS) en 1986 marque une grande étape dans l'histoire des matériaux supraconducteurs. Cette découverte a permis de révéler la famille des cuprates, qui inclut les supraconducteurs avec la température critique la plus élevée, envisagés industriellement. Opérés à température plus élevée que les supraconducteurs à basse température critique (LTS), certains HTS peuvent être refroidis à l'azote liquide (relativement bon marché) contrairement aux LTS, qui nécessitent des liquides de refroidissement plus dispendieux comme l'hélium liquide. Le REBaCuO (où l'acronyme RE signifie : terre rare) fait partie de la famille des cuprates et est envisagé dans la fabrication d'électro-aimants pour des applications à fort champ magnétique notamment les accélérateurs de particules et le confinement magnétique. Pour des applications de ce genre, le REBaCuO est typiquement élaboré sous forme de couches minces sur un ruban métallique flexible afin d'être bobiné.

Lors de l'utilisation de REBaCuO sous forme de ruban, il n'est pas rare d'observer des zones du ruban qui perdent leurs propriétés supraconductrices en raison d'une variation locale du courant critique. À fort courant, ces zones (appelée points chauds) se mettent à s'élargir à une certaine vitesse appelée la vitesse de propagation de la zone normale (NZPV). Si la NZPV est trop faible et que les points chauds ne sont pas détectés à temps, la température locale peut augmenter de façon à endommager le ruban. Un problème des rubans HTS comme le REBaCuO est que leur NZPV est très faible ($0.1-10$ cm/s à 77 K) comparativement aux LTS ($100-1000$ cm/s à 4 K), ce qui les rend plus vulnérables aux points chauds. Une solution à ce problème est l'architecture de ruban appelée *current flow diverter* (CFD), développée à Polytechnique Montréal, qui permet d'augmenter la NZPV de ces rubans. L'augmentation de la NZPV dans ces rubans permet une détection plus rapide des points chauds, ce qui les protège mieux. Cette architecture consiste en un ruban HTS commercial (Ag/HTS/substrat) où l'interface résistive entre le supraconducteur et l'argent (Ag) a été modifiée de telle sorte qu'elle est élevée au centre du ruban et faible sur les bords. Néanmoins, pour le moment, la technique de fabrication de l'architecture CFD n'a été montrée que sur de petits échantillons (12 cm) et est difficilement réalisable par les manufacturiers de ruban HTS. À la vue de ce problème, le but de cette thèse a pour objectif principal de **trouver une méthode de fabrication afin de réaliser une architecture de ruban HTS, dans le but d'accélérer la NZPV, et qui peut être réalisée par un manufacturier de rubans commerciaux**.

Afin de répondre à l'objectif principal, deux architectures de type CFD ont été étudiées dans

cette thèse. La première est une architecture commerciale de ruban HTS (réalisée par un collaborateur industriel) dans laquelle une couche d'oxyde de cérium (CeO_x) a été insérée entre la couche d'Ag et de supraconducteur (Ag/CeO_x/HTS/substrat) afin de générer une résistance d'interface uniforme élevée. Notre hypothèse était qu'en faisant un recuit sous oxygène sur ce genre de structure, cela permettrait de diminuer la résistance du CeO_x. Plusieurs échantillons ont été fabriqués selon cette structure (Ag/CeO_x/HTS/substrat), puis caractérisés avant et après être recuit en entier sous oxygène. La qualité des échantillons a été évaluée en mesurant leur courant critique ainsi que leur température critique. Les résultats de l'article 1 montrent que les échantillons avec la couche de CeO_x la plus épaisse ($\geq$ 35 nm) voient leur courant critique diminuer, ce qui est un signe de dégradation de la phase supraconductrice. À l'aide de la microscopie électronique à transmission et de la spectroscopie à rayon X à dispersion d'énergie (EDS), il a été possible de montrer que la qualité de la couche de CeO_x était médiocre, probablement dû à la rugosité de surface du supraconducteur sur laquelle elle a été déposée. Aussi, les résultats EDS montrent une diminution de la concentration d'atomes de baryum par rapport aux autres éléments, ce qui peut expliquer la diminution du courant critique observée.

La deuxième architecture, étudiée dans l'article 4, est l'architecture appelée *buffer-current flow diverter* (b-CFD). Cette architecture est aussi basée sur une architecture de ruban HTS commercial où l'épaisseur de la couche d'Ag a été modifiée. En effet, une mince couche d'Ag ($<$ 100 nm) est déposée sur le HTS tout juste après sa croissance, tandis qu'une couche épaisse ($>$ 1900 nm) est déposée par pulvérisation cathodique magnétron du côté du substrat (Ag/HTS/substrat/Ag), de façon à ce que ces deux couches soient connectées physiquement par les bords du ruban. La NZPV a été mesurée sur ce genre d'architecture à l'aide d'un montage expérimental composé d'une source de courant pulsée et d'un porte-échantillon fabriqué spécialement pour cette expérience. Ces mesures ont été accompagnées d'une captation vidéo de la propagation de points chauds in situ à l'aide d'une caméra haute vitesse (4000$-$5000 frames per second). Les vidéos de la propagation de points chauds ont permis de confirmer expérimentalement la forme en "U" des extrémités des points chauds lors de leur propagation, ce qui est typique des architectures de type CFD. Les résultats de cette étude montre que la NZPV peut être augmentée d'un facteur $>$ 10, de 15 cm/s à 170 cm/s à 77 K. La raison de l'augmentation de la NZPV pour l'architecture b-CFD a été étudiée à l'aide d'un modèle électrothermique en 3$-$D basé sur les éléments finis. Ce modèle a permis d'expliquer l'augmentation de la NZPV en montrant que cette architecture augmente la longueur de transfert du courant (CTL).

Au cours de ce projet, des questions plus fondamentales sur l'explication de l'accélération de la NZPV par les architectures de type CFD ont mené à la définition de deux objectifs

secondaires. Le premier était de développer un modèle mathématique afin d'étudier la CTL dans le cas de l'architecture CFD. L'article 2 répond à cet objectif en présentant un modèle mathématique, semi-analytique, qui résout l'équation de Laplace en deux dimensions, dans le cas particulier de l'architecture CFD. Ce modèle permet d'obtenir la distribution du courant $2-D$ sous forme d'une somme infinie de fonctions continues, lorsque le courant transfère de la couche d'Ag vers la couche supraconductrice ou inversement. Les coefficients de cette série doivent être déterminés numériquement, ce qui reste beaucoup plus rapide qu'une méthode de résolution par éléments finis. Les résultats de ce modèle permettent de généraliser la définition de la CTL pour l'architecture CFD, ce qui était un manque dans la littérature.

Suite à ces travaux, un deuxième objectif secondaire a été énoncé, soit d'expliquer plus en détail l'accélération de la NZPV produite par l'architecture CFD. Cet objectif est traité dans l'article 3, où les concepts de CTL statique et dynamique sont introduits. En effet, en mesurant expérimentalement la CTL dans une architecture CFD, utilisant la nouvelle définition énoncée dans l'article 2 (CTL statique), nous avons constaté une différence avec la CTL définie lors de la propagation d'un point chaud (CTL dynamique). La CTL statique a été mesurée en utilisant une sonde de 120 points de contact électriques, distancés d'un millimètre chacun, afin de mesurer la distribution du courant et comparer avec le modèle semi-analytique. La CTL dynamique, elle, a été calculée en simulant la propagation d'un point chaud à l'aide du modèle électrothermique mentionné plus tôt. La distinction entre la CTL statique et dynamique a été utilisée afin d'expliquer de façon plus fondamentale l'augmentation de la NZPV pour les architectures de type CFD.

Cette thèse se conclut en discutant de l'architecture b-CFD, qui a permis de démontrer qu'il est possible de fabriquer une architecture de ruban avec une NZPV accélérée réalisable par un manufacturier. Néanmoins, la fabrication de cette architecture reste limitée aux manufacturiers de ruban HTS qui n'effectuent aucun recuit une fois la couche d'Ag mince déposée, ce qui engendrerait la dégradation de celle-ci (formation d'îlots) ou de la couche supraconductrice. Cette architecture simple pourrait permettre d'assurer la protection des rubans HTS contre les points chauds dans des applications industrielles telles que des électro-aimants, des limiteurs de courant supraconducteur ou encore des câbles électriques à grande densité de courant.

ABSTRACT

The discovery of the first high-temperature superconductor (HTS) in 1986, was a big step in the history of superconductivity. This discovery led quickly to unveil the cuprate family, which includes materials expected to be used in all kinds of industrial applications. Used at higher temperature than low temperature superconductors (LTS), HTS can be cooled with liquid nitrogen, a cheaper coolant compared to liquid helium used for LTS. The REBaCuO (where RE stands for rare earth elements) is a member of the cuprate family and is expected to be used in high-field applications such as particle accelerators and magnetic confinement. For those applications, REBaCuO is grown as a thin film on a flexible metallic tape. This type of tape is called coated conductors.

Due to the variation of the critical current along the HTS tape, it is common that some parts of the tape lose their superconducting properties. At high current, these normal zones (called hot spots) tend to grow at constant speed called the normal zone propagation velocity (NZPV). If the NZPV is low and the hot spots are not detected in time, a degradation of the tape can occur due to the high temperature generated by resistive heating at the hot spots locations. One problem of the HTS tapes like the REBaCuO is their low NZPV (0.1−10 cm/s at 77 K) compared to the LTS (100−1000 cm/s at 4 K). Because of that, the HTS tapes are more vulnerable to damages caused by hot spots. A solution to this problem is the *current flow diverter* (CFD) architecture, developed at Polytechnique Montréal, which accelerates the NZPV, allowing a faster detection of hot spots. This architecture, consists in a commercial HTS tape (Ag/HTS/substrate) where the interfacial resistance between the silver (Ag) and the HTS has been modified in order to have a high value in the center of the tape and a low value on the sides of the tape. However, so far, this architecture has been realized only on short samples (12 cm) and is hard to implement in an industrial environment. The main objective of this thesis was thus **to find a fabrication process to accelerate the NZPV in HTS tapes and which can be implemented by a commercial tape manufacturer**.

In order to achieve the main objective, two tape architectures have been investigated in this thesis. The first one is a custom-made commercial tape, made by our industrial collaborator, in which an additional CeO_x film has been inserted between the Ag and the HTS film (Ag/CeO_x/HTS/substrate) in order to generate a uniform high interfacial resistance. The hypothesis related to this architecture was to locally anneal the tape on the sides, to reduce the resistance of the CeO_x at these locations, in order to realize the *CFD architecture*. Many samples with the structure Ag/CeO_x/HTS/substrate have been produced and characterized

before and after being annealed in an oxygen environment. The quality of the samples, due to annealing, has been monitored by measuring the critical current and the critical temperature. The results of the first paper show evidence of degradations in samples with a thick CeO_x film ($\geq$ 35 nm) after measuring a reduction in their critical current. Using transmission electron microscopy (TEM) and energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDS), we could show that the degradation was due to a bad quality of the CeO_x film, probably caused by the rough surface of the HTS, on which the CeO_x has been grown. Moreover, the reduction of the critical current could be due to the reduction of the barium concentration compared to other elements in the HTS layer, according to EDS.

The second architecture, investigated in the fourth paper, is the so-called buffer-current flow diverter (b-CFD) architecture. This architecture is based on a commercial HTS tape where the Ag layer has been modified. Indeed, a thin Ag layer ($\leq$ 100 nm) has been kept on the HTS side of the tape, while a thicker layer of Ag ($\geq$1 μm) was sputtered on the substrate side of the tape (Ag/HTS/substrate/Ag) making sure that those two layers were electrically connected on the sides of the tape. The NZPV has been measured on that kind of architecture using a pulsed current source and a sample holder made specifically for this kind of measurements. In addition to these measurements, in situ recordings of the propagation of the normal zone has been done by a high-speed camera (4000$-$5000 frames per second). Those recordings shed light on the "U" shape extremities of the normal zone during its propagation, which is a typical feature of CFD-like architecture. The results of this paper showed an acceleration of the NZPV by a factor $>$ 10, from 15 cm/s to 170 cm/s at 77 K. The reason for this acceleration has been studied using a 3$-$D electrothermal model based on finite element method. This model showed the increase of the current transfer length (CTL) for this kind of architecture, leading to an acceleration of the NZPV.

During this project, more fundamental questions about the acceleration of the NZPV in the CFD architecture led to the definition of two secondary objectives. The first one was to develop a mathematical model to study the CTL for the *CFD architecture*. This objective was achieved by the second paper, in which a semi-analytic model was developed to solve the 2$-$D Laplace equation in the particular case of the CFD architecture. This model computes the current distribution during the current transfer between the silver layer and the HTS layer, in a form of infinite series of continuous functions. The coefficients of these series must be determined numerically, which is still faster than solving the equations with the finite element method. The results of this model allowed generalizing the definition of the CTL in the case of the *CFD architecture*, which had never been discussed previously in the literature.

After analyzing these last results, a second secondary objective has been defined : explain

in more detail the acceleration of the NZPV produced by the *CFD architecture*. This goal has been achieved by the third paper, in which the concepts of static CTL and dynamic CTL have been introduced. Indeed, we observed a difference between the experimental CTL measured in a *CFD architecture*, using the definition of the second paper (static CTL), and the CTL defined during the propagation of a hot spot (dynamic CTL). The static CTL has been measured using a home-made probe of 120 voltage taps (1 mm pitch) in order to measure the current distribution in 2-D, obtained after fitting the experimental results with the semi-analytic model. The dynamic CTL has been computed using a 3-D electrothermal model simulating the propagation of a hot spot. The distinction between the static CTL and the dynamic CTL has been discussed in order to explain more fundamentally the acceleration of the NZPV in the *CFD architecture*.

This thesis ends by recalling the success of the b-CFD architecture to achieve the main objective of the thesis, which was to find a HTS tape architecture to accelerate the NZPV and that could be produced by an industrial manufacturer. However, this architecture is limited to manufacturers who do not need to anneal the HTS tapes after the deposition of the thin silver layer, which would degrade the silver layer (dewetting) or perhaps also the HTS layer. This simple architecture would allow the protection of HTS tapes against hot spots in industrial applications, such as electromagnets, superconducting current fault limiters or high power density superconducting cables.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iii

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT ix

TABLE DES MATIÈRES xii

LISTE DES TABLEAUX xvii

LISTE DES FIGURES xviii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xxii

LISTE DES ANNEXES xxxii

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1
- 1.1 Mise en contexte 1
- 1.2 Description de la problématique 2
- 1.3 Les objectifs 3
  - 1.3.1 L'objectif principal 3
  - 1.3.2 Les objectifs secondaires 3
- 1.4 Partenaires 4
- 1.5 Organisation de la thèse 4

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE 6
- 2.1 Genèse de la supraconductivité 6
- 2.2 Caractéristiques générales 9
  - 2.2.1 Effect Meissner-Ochsenfeld 9
  - 2.2.2 Type I versus type II 10
  - 2.2.3 Surface critique 12
- 2.3 Du matériau au conducteur 14
  - 2.3.1 Structure cristalline 15
  - 2.3.2 Croissance du REBaCuO 16

2.3.3 L'approche RABiTS . . . 18
2.3.4 L'approche IBAD . . . 19
2.3.5 L'approche STI . . . 19
2.4 La vitesse de propagation de la zone normale (NZPV) . . . 21
2.4.1 Stabilité thermique des supraconducteurs . . . 22
2.4.2 Critère de Stekly . . . 23
2.4.3 Théorème de Maddock . . . 24
2.5 La longueur de transfert du courant (CTL) . . . 26
2.5.1 La résistance d'interface . . . 26
2.5.2 Modèle analytique 1-D pour la CTL . . . 27
2.6 Accélération de la NZPV . . . 30
2.6.1 Stratégies classiques afin d'accélération de la NZPV . . . 30
2.6.2 L'*architecture uniforme* . . . 31
2.6.3 L'*architecture CFD* . . . 31
2.7 La simulation du quench d'un ruban HTS de seconde génération . . . 33

CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE . . . 35
3.1 Procédés de microfabrication . . . 36
3.1.1 Déposition d'argent par pulvérisation cathodique . . . 36
3.1.2 Gravure chimique . . . 37
3.1.3 Recuit sous oxygène . . . 38
3.2 Techniques de caractérisation . . . 40
3.2.1 Mesure électrique de la NZPV et du courant critique (I_c) . . . 40
3.2.2 Mesure optique de la NZPV . . . 44
3.2.3 La méthode delta . . . 45
3.2.4 Caractéristique resistance-température (R-T) . . . 47
3.2.5 Résistance d'interface (R^*) . . . 48
3.2.6 Mesure de la longueur de transfert de courant en 2-D (CTL-2D) . . . 49
3.2.7 Microscopie électronique en transmission (TEM) . . . 51
3.3 Simulation de la NZPV . . . 53
3.3.1 Géométrie . . . 53
3.3.2 Système d'équations . . . 53
3.3.3 Initiation de la zone normale . . . 55
3.4 Cohérence des articles avec les objectifs de recherche . . . 56

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 - EFFECT OF ANNEALING ON HTS TAPES WITH A CERIUM OXIDE LAYER INSERTED BETWEEN THE REBaCuO AND SILVER

LAYERS 58
4.1 Abstract 58
4.2 Introduction 58
4.3 Methodology 60
4.3.1 Sample preparation 60
4.3.2 Annealing in oxygen atmosphere 61
4.3.3 Characterization methods 61
4.4 Results 65
4.4.1 Characterization of the samples before annealing 65
4.4.2 Characterization of the samples after annealing 70
4.5 Discussion 74
4.6 Conclusion 76

CHAPITRE 5 ARTICLE 2 - ANALYTICAL MODEL OF 2-D ELECTRIC POTENTIAL AND CURRENT TRANSFER IN SUPERCONDUCTING TAPES WITH A CURRENT FLOW DIVERTER ARCHITECTURE 78
5.1 Abstract 78
5.2 Introduction 79
5.3 Problem definition 80
5.4 Mathematical formulation 82
5.5 Resolution 84
5.5.1 Problem reformulation 84
5.5.2 General solution 86
5.5.3 Generalized current transfer length 90
5.6 Application to practical cases 91
5.6.1 Uniform architecture with a hairline fracture 92
5.6.2 CFD architecture with a hairline fracture 94
5.6.3 Finite width fracture 96
5.6.4 Effective transfer length 100
5.7 Discussion 102
5.8 Conclusion 102
5.9 Acknowledgements 103
5.10 Appendix - Equivalence of equations (5.68) and (5.69) 103

CHAPITRE 6 ARTICLE 3 - CONCEPTS OF STATIC VS. DYNAMIC CURRENT TRANSFER LENGTH IN 2G HTS COATED CONDUCTORS WITH A CURRENT FLOW DIVERTER ARCHITECTURE 105

6.1 Abstract . . . 105
6.2 Introduction . . . 105
6.3 Experimental approach . . . 106
6.3.1 Preparation of samples . . . 106
6.3.2 CTL measurement setup . . . 108
6.4 Experimental results . . . 110
6.4.1 Measurement of surface electric potential . . . 110
6.4.2 Semi-analytical model of the electrical potential . . . 110
6.4.3 Fitting procedure . . . 112
6.4.4 Determination of the experimental CTL . . . 113
6.5 CTL during normal zone propagation . . . 114
6.5.1 Numerical simulations : finite element models . . . 114
6.5.2 Simulation of the normal zone propagation . . . 115
6.5.3 Determination of the CTL from simulations . . . 116
6.5.4 Discussion about static and dynamic CTL . . . 118
6.5.5 Shape of the normal zone vs. CTL . . . 120
6.6 Further considerations about λ_s and λ_d in CFD tapes . . . 122
6.7 Conclusion . . . 124
6.8 Acknowledgement . . . 125

CHAPITRE 7 ARTICLE 4 - USE OF THE BUFFER LAYERS AS A CURRENT FLOW DIVERTER IN 2G HTS COATED CONDUCTORS . . . 126
7.1 Abstract . . . 126
7.2 Introduction . . . 127
7.3 State of the art in HTS tapes with accelerated normal zone propagation . . . 127
7.4 Experimental Methodology . . . 130
7.4.1 Samples preparation . . . 130
7.4.2 Measurement of NZPV . . . 131
7.4.3 Video recording of the dynamic of the quench . . . 131
7.5 Electro-thermal model . . . 132
7.6 Results . . . 133
7.6.1 Experiments . . . 133
7.6.2 Comparison with numerical results . . . 135
7.7 Discussion . . . 137
7.8 Conclusion . . . 139
7.9 Acknowledgements . . . 139

CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE 140
8.1 Synthèse des objectifs et contributions 140
8.1.1 Retour sur l'objectif secondaire 1 : développement d'un modèle mathématique afin d'étudier l'effet de la géométrie du ruban sur la CTL . . 140
8.1.2 Retour sur l'objectif secondaire 2 : expliquer plus en détail l'accélération de la NZPV produite par l'architecture CFD 141
8.1.3 Retour sur l'objectif principal : trouver un procédé de fabrication, afin de réaliser une architecture de ruban supraconducteur industrialisable, qui accélère la NZPV 141

CHAPITRE 9 CONCLUSION 144
9.1 Synthèse des travaux 144
9.2 Limitations de la solution proposée 144
9.3 Améliorations futures 145

RÉFÉRENCES 146

ANNEXES 157

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1: Architectures utilisées par différents manufacturiers de rubans HTS 21
Tableau 4.1: Interfacial resistance between Ag and GdBaCuO layers 65
Tableau 4.2: Thicknesses of the different layers in STI samples 68
Tableau 4.3: Comparison of the critical current before (I_{c1}) and after (I_{c2}) annealing of the samples 71
Tableau 4.4: Interfacial resistance between Ag and GdBaCuO layers, after annealing. 71
Tableau 6.1: Values of the best fitting parameters used with the SA model to reproduce the experimental data. 112
Tableau 6.2: Summary of the various experimental and simulated values of the CTL and other quantities considered in this paper (NZPV stands for normal zone propagation velocity). 115
Tableau 7.1: Characteristics of b-CFD samples. Sample S4 is considered as the reference sample. 130

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1: Ligne du temps de la découverte des différents types de matériaux . 7
Figure 2.3: Supraconducteur de type II dans l'état mixte 12
Figure 2.4: État de l'art de plusieurs type de supraconducteurs optimisés . . . 14
Figure 2.5: Maille élémentaire du $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 15
Figure 2.6: Sections de fils supraconducteurs de première génération 17
Figure 2.7: Densité de courant critique en fonction de l'angle entre les joins de grains d'une couche de $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 18
Figure 2.8: Architectures typiques pour la croissance de supraconducteur HTS 19
Figure 2.9: Deux types d'architecture de rubans HTS de seconde génération . . 20
Figure 2.10: Tranche d'un ruban HTS le long de la direction du courant. 22
Figure 2.11: Superposition des courbes de dissipation thermique par effet Joule . 24
Figure 2.12: Courbe théorique de la vitesse de propagation de la zone normale . 25
Figure 2.13: Effet du recuit sous oxygène sur la résistance d'interface 26
Figure 2.14: Schéma du modèle analytique de la longueur de transfert du courant. 28
Figure 2.15: Mesures expérimentales de la NZPV 32
Figure 2.16: Effet des différentes architectures de rubans supraconducteurs sur la longueur de transfert du courant (CTL) 33
Figure 3.1: Récapitulatif de la méthodologie expérimentale pour les articles 1, 2, 3 et 4. Le chapitre 2 est le seul qui ne comporte pas de volet expérimental. 35
Figure 3.2: Montage de la pulvérisation magnétron RF 36
Figure 3.3: Example de gravure d'argent sur un ruban HTS 38
Figure 3.4: Montage expérimental du recuit sous oxygène 39
Figure 3.5: Schéma du circuit général de la source de courant pulsé 41
Figure 3.6: Montage expérimental pour la mesure de la NZPV 42
Figure 3.7: Montage expérimental de la mesure NZPV 43
Figure 3.8: Montage expérimental de la mesure optique de la NZPV 45
Figure 3.9: Mesure typique avec et sans la méthode delta 46
Figure 3.10: Montage de la mesure de la résistance en fonction de la température 47
Figure 3.11: Montage expérimental de la résistance d'interface R^* 49
Figure 3.12: Les étapes de microfabrication pour la mesure CTL-2D 50
Figure 3.13: Montage d'un microscope TEM 51
Figure 3.14: Géométrie d'un ruban HTS utilisé pour le calcul en éléments finis . 53

Figure 3.15: Évolution du courant appliqué $I_0(t)$ et de l'impulsion de chaleur au cours des premières millisecondes de la simulation. 56
Figure 4.1: Cross-section of the custom STI tapes 60
Figure 4.2: Sample preparation for the measurement of the interfacial resistance R^* 62
Figure 4.3: Cross-section of the a sample along the length 63
Figure 4.4: Effect of the thickness of the CeO_x layer on V-I curves and R-T characteristics 66
Figure 4.5: Bright field TEM image of the cross-section of a STI sample 67
Figure 4.6: STEM-HAADF image of the same STI sample 68
Figure 4.7: TEM image of the GdBaCuO/CeO_x/Ag interfaces 69
Figure 4.8: V-I and R-T characteristics of all batches 72
Figure 4.9: V-I curves of architecture with 100 nm of CeO_x before and after annealing 73
Figure 4.10: Comparison of TEM brigh field images of GdBaCuO/CeO_x/Ag layers 74
Figure 5.1: Schematic of a superconducting tape with a CFD architecture . . . 81
Figure 5.2: Side view of the tape shown in figure 5.1 82
Figure 5.3: Electric potential $V(x, y)$ in the stabilizer for a CFD tape architecture with a hairline fracture defect 95
Figure 5.4: Top view of a tape with a rectangular fracture in the superconductor 97
Figure 5.5: Normalized electric potential in the stabilizer along three paths . . 98
Figure 5.6: Fraction of the total transport current inside the stabilizer 99
Figure 5.7: Influence of the fracture half-width ℓ_0 on the current transfer length 99
Figure 5.8: Current transfer lengths (CTL) calculated in the case of CFD tapes 101
Figure 6.1: (a) Top view of a sample after the chemical etching operations required to fabricate the CFD (thin amorphous superconducting layer, in cyan) and the groove in the superconductor. (b) 3-D view of the tape architecture, showing that the silver stabilizer also fills the groove. . 107
Figure 6.2: (a) Picture of the four arrays of 3×10 pogo pins soldered on a PCB. (b) Schematic view of the sample cross-section, showing the current path around the groove (not to scale). The black arrows above the groove represent the pogo pins. 109

Figure 6.3: Typical surface potential data $V(x, y)$ measured experimentally (symbols) on a CFD sample with a groove (sample 5 in Table 6.1). Straight lines correspond to the potentials calculated with the semi-analytical (SA) model presented in next section. (a) All available experimental data (solid black circles) plotted on a 3-D calculated surface (wire-frame surface). (b) Slices of $V(x, y)$ along the x direction. (c) Slices of $V(x, y)$ along the y direction. 110

Figure 6.4: Fraction of injected current that flows in the silver layer at each point x along the length of sample 5, as calculated with the SA model, after curve fitting with the experimental data. The current $I(x)$ was obtain with equations (6.4) and (6.5). 113

Figure 6.5: Snapshot of the simulation results for a quench propagation simulation performed with the FE1 model, for a HTS tape with CFD architecture and $f = 0.9$. Only a half-width of the tape is shown. See text for a detailed description of the figure. 116

Figure 6.6: (a) Simulation of a quench propagation (FE1 model) using the physical parameters of sample 5 from table 6.1. The NZ is initiated at $x = 0$ and propagates along the $+x$ direction. The critical temperature $T_c = 90$ K on the left axis is aligned with the current criterion $I(x)/I(0) = e^{-1}$. (b) Plot of the simulated CTL λ_d extracted over time, as the NZ propagates. 117

Figure 6.7: Comparison of the static (λ_s) and dynamic (λ_d) CTL values for the CFD and uniform HTS tape architectures, respectively. All dynamic CTL values were obtained by simulation. The static CTL values for the CFD architecture were measured experimentally. The star symbols are discussed in section 6.5.5. 119

Figure 6.8: Equation (6.7) superimposed on a temperature map obtained with the FE1 model, during a quench propagation on a CFD HTS tape with $f = 0.97$. The value of δ used for the three cases shown was 2 mm, and the final value selected for N was 4. 120

Figure 6.9: Static CTL λ_s calculated for CFD tapes with different f values and different values of δ, i.e. the width of curved region in the NZ, defined in (6.7). The arrows identify two points on the black curve that have been reported in figure 6.7. 121

Figure 6.10: (a) Dynamic (λ_d) vs. static (λ_s) CTL values for the eight CFD samples considered in this paper (circles), and tentative exponential fit of the observed relationship (solid line), i.e. $\lambda_d = a(1 - e^{-b\lambda_s})$. (b) Normal zone propagation velocity (NZPV) extracted from the simulations vs. the dynamic (square) and static (triangle) CTL for the eight CFD samples considered in this paper, revealing a nearly perfect linear fit when plotted against λ_d for $\lambda > l_T$ (solid line, see text for explanation). 123
Figure 7.1: Cross-section views of different tape architectures 128
Figure 7.2: Normal zone propagation velocity as a function of the transport current 134
Figure 7.3: Plot of measured and simulated NZPV values 134
Figure 7.4: Visualization of the normal zone propagation obtained experimentally 136
Figure 7.5: Total current flowing in the different layers of the HTS tape 138
Figure 8.1: Procédé de recuit local afin de réaliser l'architecture CFD 142
Figure A.1: Fiche technique des MOSFETs (IXTN600N04T2) utilisés dans la source pulsée pour la mesure de la NZPV. 157
Figure B.1: Caractéristiques thermiques et électriques à basse température des matériaux utilisés dans les simulations. 158
Figure B.2: Propriétés anisotropes de l'YBaCuO, à titre indicatif 158

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Abréviations :

2-D	Deux dimensions
3-D	Trois dimensions
2G	Deuxième génération
A1	*Annealing* 1 (Recuit 1)
A2	*Annealing* 2 (Recuit 2)
A15	Structure cristalline de forme A_3B
AC	Courant alternatif
Ag	Argent
Al_2O_3	Oxyde d'aluminium ou alumine
AMSC	American Superconductor
Ba	Baryum
$BaCeO_3$	Composé de baryum-cérium-oxygène
BaLaCuO	Oxyde mixte de baryum-cuivre-lanthane-oxygène
BaSrCaCuO	Oxyde mixte de baryum-strontium-calcium-cuivre-oxygène
b-CFD	*Buffer layers Current Flow Diverter*
BCS	Théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer
Bi-2212	Oxyde mixte de bismuth-strontium-calcium-cuivre-oxygène ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$)
Bi-2223	Oxyde mixte de bismuth-strontium-calcium-cuivre-oxygène ($(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$)
BiSrCaCuO	Oxyde mixte de bismuth-strontium-calcium-cuivre-oxygène
C-276	Hastelloy (alliage de nickel)
C_{sup}	Banque de super condensateurs
CC	*Coated conductor* (ruban sous forme de couches minces)
Ce	Cérium
CeO_2	Dioxyde de cérium
CeO_x	Oxyde de cérium avec oxydation inconnue
CERN	Conseil européen pour la recherche nucléaire
CFD	*Current Flow Diverter*
$(CM)^2$	Centre de caractérisation microscopique des matériaux (Polytechnique Montréal)
CMOS	*Complementary metal-oxide-semiconductor*

CTL	*Current transfer length* (Longueur de courant de transfert)
CTL-2D	*Current transfer length* (Longueur de courant de transfert) selon 2 dimensions
Cu	Cuivre
CuO	Oxyde de cuivre (II)
CuO_2	Oxyde de cuivre (I)
DAQ	Carte d'acquisition de données
DC	*Direct current* (Courant continue)
EDS	*Energy-dispersive X-ray spectroscopy* (spectroscopie de rayon X à dispersion d'énergie)
EELS	*Electron energy loss spectroscopy* (spectroscopie de perte d'énergie des électrons)
E-J	Caractéristique champ électrique versus densité de courant
FE1	Modèle utilisant les éléments finis 1
FE2	Modèle utilisant les éléments finis 2
FEM	Méthode des élements finis
FeSC	Supraconducteur à base de fer
FIB	*Focus ion beam* (sonde ionique focalisée)
FRQNT	Fonds de Recherche du Québec – Nature et technologies
Gd123	$GdBa_2Cu_3O_x$
GdBaCuO	Oxyde mixte de gadolinium-baryum-cuivre-oxygène
$GdCuO_2$	Composé de gadolinium-cuivre-oxygène
HAADF	*High-Angle Annular Dark-Field Imaging*
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$	Oxyde mixte de mercure-baryum-calcium-cuivre-oxgène
H_2O_2	Solution aqueuse peroxyde d'hydrogène
H_3PO_4	Acide phosphorique
H_2S	Sulfure d'hydrogène
H_3S	Phase alternative du sulfure d'hydrogène
HTS	*High temperature superconductor* (Supraconducteur à haute température critique)
IBAD	*Ion Beam Assisted Deposition*
ISD	*Inclied substrate deposition*
ITEP	*Institut für Technische Physik*
K_α	Émission rayon X d'une transition électronique (L→K)
KIT	*Karlsruher Institut für Technologie* (Institut de technologie de Karlsruhe)

L_α	Émission rayon X d'une transission électronique (de la couche M vers la couche L)
LaH_{10}	Décahydrure de lanthane
$LaMnO_3$	Manganite de lanthane
LTS	*Low temperature superconductor* (Supraconducteur à basse température critique)
M	Émission rayon X d'une transition électronique (vers la couche M)
MgB_2	Diborure de magnésium
MgO	Oxyde de magnésium
NH_4OH	Solution aqueuse d'ammoniaque
MOCVD	*Metalorganic chemical vapour deposition*
MOD	*Metalorganic deposition*
MRI	Imagerie par résonance magnétique
Nb_3Ge	Composé de niobium-germanium
Nb_3Sn	Composé de niobium-étain
NbTi	Composé de niobium-titane
NdFeB	Aimant de néodyme-fer-bore
NiW	Alliage nickel-tungstène
NMR	Résonance magnétique nucléaire
NSERC	Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada
NZ	Zone normale
NZPV	*Normal Zone Propagation Velocity* (La vitesse de propagation de la zone normale)
O	Oxygène atomique
O_2	Dioxygène gazeux
PbSrCaCuO	Oxyde mixte de plomb-strontium-calcium-cuivre-oxygène
PCB	*Printed circuit board* (circuit imprimé)
PID	Proportionnel-intégral-dérivé
PIT	Technique *powder-in-tube*
PLA	Polymère fait d'acide polylactique
PLD	*Pulsed Laser Deposition* (Déposition par ablation laser pulsé)
RABiTS	*Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate*
RCE-CDR	*Reactive Co-Evaporation by Cyclic Deposition and Reaction*
REBaCuO	Oxyde mixte de (terre rare)-baryum-cuivre-oxygène
RF	Radio-fréquence
R-T	Caractéristique résistance versus température

S1	Échantillon 1
S2	Échantillon 2
S3	Échantillon 3
S4	Échantillon 4
SA	Modèle semi-analytique
SC	Supraconducteur
SDP	*Solution deposition planarization*
STEM	*Scanning Transmission Electron Microscopy* (microscope électronique en transmission à balayage)
STI	Superconductor Technologies Inc.
TEM	*Transmission Electron Microscopy* (Microscope électronique à transmission)
V-I	Caractéristique tension versus courant
Y123	$YBa_2Cu_3O_x$
YBaCuO	Oxyde mixte de yttrium-baryum-cuivre-oxygène
YBCO	Oxyde mixte de yttrium-baryum-cuivre-oxygène
$YCuO_2$	Composé d'yttrium-cuivre-oxygène
YH_x	Hydrure d'yttrium
Y_2O_3	Oxyde d'yttrium (III) ou yttria
YSZ	*Yttria-stabilized zirconia*
Z^2	Numéro atomique au carré

Typographie :

a, **b**, **c**,...	Les variables en gras indiquent un vecteur
$\|\cdot\|$	Norme d'un vecteur, ex : $\|\boldsymbol{v}\| = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$
$\|\cdot\|$	Valeur absolue d'un scalaire
$(\cdot,\cdot)$	Produit scalaire définit pour deux fonctions continues

Notations :

∇	Opérateur différentiel : $\boldsymbol{i}\frac{\partial}{\partial x} + \boldsymbol{j}\frac{\partial}{\partial y} + \boldsymbol{k}\frac{\partial}{\partial z}$
$\in$	Symbole signifiant : "appartient à"
α	Paramètre sans unité de la fonction $g(\alpha)$
α_j	Racines de la fonction $g(\alpha)$
γ	Paramètre sans unité de la fonction $g(\alpha)$
δ	Longueur de la frontière courbée de la zone normale (m)
δ_{ij}	Fonction delta de Kronecker
ϵ_0	Paramètre sans unité de la fonction $g(\alpha)$

ϵ_f	Paramètre sans unité de la fonction $g(\alpha)$
η_j	Composante de la valeur propre K_{ij} selon y (m^{-1})
$\eta_j^{(0)}$	Composante de la valeur propre K_{ij} selon y dans la zone sans CFD (m^{-1})
$\eta_j^{(f)}$	Composante de la valeur propre K_{ij} selon y dans la zone avec CFD (m^{-1})
$\kappa(y)$	Inverse de λ le long de la largeur du ruban (m^{-1})
κ_0	Inverse de λ dans la zone sans CFD (m^{-1})
κ_1	Inverse de λ dans la couche 1 (m^{-1})
κ_2	Inverse de λ dans la couche 2 (m^{-1})
κ_f	Inverse de λ dans la zone du CFD (m^{-1})
κ_{GL}	Paramètre de Ginzburg-Landau (sans unité)
λ	Longueur de transfert du courant (m)
λ_d	Longueur de transfert du courant dynamique (m)
λ_g	Longueur de transfert du courant généralisée (m)
λ_L	Longueur de pénétration de London (m)
λ_{s}	Longueur de transfert du courant statique (m)
$\lambda_{\mathrm{s}}^{\mathrm{c}}$	Valeur corrigée de la longueur de transfert du courant statique (m)
$\lambda_s\|_\delta$	Longueur de transfert du courant statique avec une zone normal non-rectangulaire (m)
ξ	Longueur de cohérence (m)
ξ_i	Composante de la valeur propre K_{ij} selon x (m^{-1})
π	Constante de la géométrie (3.141592654)
ρ	Résistivité (Ω·m)
ρ_1	Résistivité de la couche 1 (Ω·m)
ρ_2	Résistivité de la couche 2 (Ω·m)
ρ_{Ag}	Résistivité de la couche d'argent (Ω·m)
ρ_c	Résistance d'interface (Ω·m^2)
ρ_{st}	Résistivité de la couche de stabilisation (Ω·m)
σ	Conductivité (S $\cdot\mathrm{m}^{-1}$)
σ_n	Conductivité du supraconducteur dans son état résistif (normal) (S $\cdot\mathrm{m}^{-1}$)
σ_{sc}	Conductivité du supraconducteur définie par la loi de puissance(S $\cdot\mathrm{m}^{-1}$)
σ_{total}	Conductivité totale du supraconducteur (S $\cdot\mathrm{m}^{-1}$)
t	Temps (s)
Δt	Pas de temps (s)

t_i^*	Temps particulier lorsque $E = E^*$(s)
$_{ij}(x, y)$	Fonction propres de l'opérateur $\mathcal{D}$
$_{ij}$	L'ensemble des fonction propres de l'opérateur $\mathcal{D}$
Γ_1	Domaine de simulation représentant l'extrémité 1 du ruban HTS
Γ_2	Domaine de simulation représentant l'extrémité 2 du ruban HTS
$\Gamma_{i'ij'j}$	Intégral double (définie pour simplifier la notation)
Φ_0	Unité de flux quantique (Wb)
Ψ_{ij}	Intégral double (définie pour simplifier la notation)
$\Psi(\mathbf{x})$	Paramètre d'ordre de la théorie de Ginzburg-Landau (sans unité)
Ω	Potentiel scalaire du champ magnétique (A)
$\tilde{\Omega}$	Domaine de simulation représentant le volume du ruban HTS
a	Paramètre de maille selon x (m)
b	Paramètre de maille selon y (m)
c	Paramètre de maille selon z (m)
c_{ij}	Coefficients des fonctions $\psi_{ij}(x, y)$
d	Distance entre le bloc de cuivre et la première *pogo pin* (m)
e	Charge de l'électron ($1.602176{\cdot}10^{-19}$ C)
$\mathfrak{f}$	Fraction volumique du stabilisateur (sans unité)
f	Ratio de la largeur du CFD sur la largeur du ruban (sans unité)
$g(\alpha)$	Fonction transcendantale
h	Constante de Planck ($6.62607{\cdot}10^{-34}$ J·s)
$\mathfrak{h}$	Pente de la courbe q(T) (W m^{-2} K^{-1})
k	Conductivité thermique (W m^{-1}K^{-1})
k_a^{YBCO}	Conductivité thermique du YBCO selon a (W m^{-1}K^{-1})
k_b^{YBCO}	Conductivité thermique du YBCO selon b (W m^{-1}K^{-1})
k_c^{YBCO}	Conductivité thermique du YBCO selon c (W m^{-1}K^{-1})
k_{eff}	Conductivité thermique effective ($\sum_i k_i t_i$) (W K^{-1})
k_{ij}	Coefficients de la fonction en série infinie $I(x)$
l_i	Distance entre x_{i+1} et x_i (m)
l_0	Largeur de la groove (m)
l_T	Longueur de diffusion thermique (m)
l_{tot}	Longueur totale (m)
$\boldsymbol{n}$	Vecteur unitaire (sans unité)
$n(T)$	Exposant de la loi de puissance (sans unité)
n_0	Exposant de la loi de puissance à $T = T_0$ (sans unité)
p_1	Pente de la régression linéaire

p_2	Ordonnée à l'origine de la régression linéaire
p_{sh}	Concentration de charges dans les plans CuO_2 (sans unité [0,1])
$p(x, y)$	Fonction quelconque de l'espace d'Hilbert
q	Transfert thermique entre la surface d'un ruban HTS et le liquide de refroidissement ($W{\cdot}m^{-2}$)
$\boldsymbol{q}$	Vecteur de la densité de flux thermique ($W{\cdot}m^{-2}$)
$q(x, y)$	Fonction quelconque de l'espace d'Hilbert
r	Fraction volumique de la couche supraconductrice (sans unité)
s	Distance entre deux pointes de la mesure à quatre pointes (m)
t_g	Taux de gravure ($m{\cdot}$ min^{-1})
t_1	Épaisseur de la couche 1 (m)
t_2	Épaisseur de la couche 2 (m)
t_{Ag}	Épaisseur de la couche d'argent (m)
t_{bot}	Épaisseur de la couche d'argent du côté du substrat (m)
t_{CeO_x}	Épaisseur de la couche d'oxyde de cérium (m)
t_{top}	Épaisseur de la couche d'argent du côté du supraconducteur (m)
v_{zn}	Vitesse de propagation de la zone normale ($m{\cdot}s^{-1}$)
w	Largeur du ruban supraconducteur (m)
w_f	Largeur du CFD (m)
$\boldsymbol{x}$	Vecteur d'espace en 3-D
Δx	Petit segment selon x (m)
$\mathcal{A}$	Aire de la section d'un ruban HTS (m^2)
A	Potentiel vecteur ($Wb{\cdot}m^{-1}$)
A_j	Constante dans la définition de $Y_j^f(x)$
B_{int}	Induction magnétique à l'intérieur d'un matériau (T)
B_j	Constante dans la définition de $Y_j^f(x)$
C_{eff}	Chaleur spécifique effective ($\sum_i C_i t_i$) (J m^{-2} K^{-1})
C_j	Constante dans la définition de $Y_j^0(x)$
C_p	Capacité thermique massique (J kg^{-1} K^{-1})
$\mathcal{D}$	Opérateur différentiel
D_j	Constante dans la définition de $Y_j^0(x)$
E	Champ électrique ($V{\cdot}m^{-1}$)
$\boldsymbol{E}$	Vecteur du champ électrique ($V{\cdot}m^{-1}$)
E_i	Champ électrique au point i ($V{\cdot}m^{-1}$)
E^*	Critère de champ électrique ($V{\cdot}m^{-1}$)
E_c	Critère de champ électrique (10^{-4} $V{\cdot}m^{-1}$ ou 1 μV/cm)

E_{tot}	Champ électrique total ($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$)
F_i	Constante dans la définition de $X_i(x)$
G	Facteur géométrique (sans unité)
G_i	Constante dans la définition de $X_i(x)$
H	Champ magnétique ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
$\mathcal{H}$	L'espace vectoriel d'Hilbert
H^*	Ligne d'irréversibilité de champ magnétique ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
H_a	Champ magnétique appliqué ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
H_c	Champ magnétique critique pour un supraconducteur de type I ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
H_{c1}	Champ magnétique critique 1 pour un supraconducteur de type II ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
H_{c2}	Champ magnétique critique 2 pour un supraconducteur de type II ($\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$)
I_0	Courant injecté (A)
I_1	Courant de la couche 1 (A)
I_2	Courant de la couche 2 (A)
I_c	Courant critique (A)
I_{c1}	Courant critique avant recuit (A)
I_{c2}	Courant critique après recuit (A)
I_m	Courant minimum avant une propagation d'une zone normale (A)
J	Densité de courant ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
$\boldsymbol{J}$	Vecteur de la densité de courant ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
J_c	Densité de courant critique ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
J_{c0}	Densité de courant critique à $T = T_0$ ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
J_{eng}	Densité de courant critique d'*engineering* ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
J_x	Composante de $\vec{J}$ selon x ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
J_y	Composante de $\vec{J}$ selon y ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)
K	Constante pour simplifier la notation : $(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)^{1/2}$ (m^{-1})
K_{ij}	Valeurs propres de l'opérateur $\mathcal{D}$ (sans unité)
L	Longueur du ruban HTS (m)
N	Exposant de la fonction décrivant la forme courbée de la zone normale
P	Densité de puissance ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$)
P_0	Périmètre du ruban en contact avec le liquide de refroidissement (m)
$Q(J)$	Pertes par effet Joule ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
$\mathcal{Q}(t)$	Chaleur injectée dans le ruban au cours du temps ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)

$\mathcal{Q}_0$	Amplitude de la chaleur injectée ($\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$)
R	Résistance (Ω)
R^*	Résistance d'interface ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
R_{eff}	Résistance d'interface effective ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
R_f	Résistance d'interface générée par le CFD ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
$\tilde{R}_i$	Résistance d'interface ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
R_0	Résistance d'interface entre le supraconducteur et l'argent ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
R_{Ag}	Résistance de la couche d'argent (Ω)
R_i	Résistance d'interface (égal à R^*) ($\Omega{\cdot}\mathrm{m}^2$)
R_{In}	Résistance de la soudure d'indium (Ω)
R_{sc}	Résistance du supraconducteur (Ω)
R_{sh}	Résistance de *shunt* (Ω)
R_{tot}	Résistance totale de la mesure (Ω)
S	Aire (m^2)
S_1	Aire du morceau 1 (m^2)
S_2	Aire du morceau 2 (m^2)
T	Température (K)
$\mathcal{T}$	Potentiel vecteur du courant ($\mathrm{A{\cdot}m^{-1}}$)
ΔT	Différence entre la surface du ruban et T_0 (K)
T_0	Température du liquide refroidissant (azote liquide) (K)
T_1	Température au premier croisement de q et Q (K)
T_2	Température au deuxième croisement de q et Q (K)
T_c	Température critique (K)
T_{cs}	Température de *current sharing* (K)
U_1	Potentiel électrique dans la couche 1 (V)
U_2	Potentiel électrique dans la couche 2 (V)
U_T	Unité naturel de la vitesse de la propagation de la zone normal (m/s)
V	Potentiel électrique (V)
$\tilde{V}(x, y, z)$	Potentiel électrique 3-D dans la couche de stabilisation (V)
$V(x, y)$	Potentiel électrique 2-D à l'intérieur de la couche de stabilisation (V)
$V^{(m)}(x, y)$	$V(x, y)$ à l'itération m (V)
δV	Potentiel électrique variant linéairement dû à l'effet thermoélectrique (V)
ΔV	Différence de potentielle générée afin de maintenir un courant I_0 lorsque la couche supraconductrice possède une fracture
V_1	Potentiel électrique au point 1 (V)

V_2	Potentiel électrique au point 2 (V)
V_3	Potentiel électrique au point 3 (V)
V_a	Potentiel électrique au point a (V)
V_b	Potentiel électrique au point b (V)
V_i	Différence de potentiel entre x_{i+1} et x_i (V)
V_{Mi}	Potentiel électrique mesuré, $i = 1, 2, 3$ (V)
V_{SA}	Potentiel électrique du modèle semi-analytique (V)
$V_s(x, y)$	Potentiel électrique à l'intérieur du supraconducteur (V)
$V_s^{(m)}(x, y)$	$V_s(x, y)$ à l'itération m (V)
V_{TE}	Potentiel électrique constant dû à l'effet thermoélectrique (V)
V_{tot}	Potentiel électrique total (V)
$\mathcal{V}_{am}$	Volume de la solution d'ammoniaque (L)
$\mathcal{V}_{eau}$	Volume de la solution d'eau (L)
$X_i(x)$	Variation selon x de la fonction $_{ij}(x, y)$
$Y_j(y)$	Variation selon y de la fonction $_{ij}(x, y)$
$Y_j^0(y)$	Variation selon y de la fonction $_{ij}(x, y)$ dans la zone sans CFD
$Y_j^f(y)$	Variation selon y de la fonction $_{ij}(x, y)$ dans la zone du CFD

LISTE DES ANNEXES

Annexe A Fiches techniques 157
Annexe B Propriétés des matériaux 158

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

La supraconductivité est définie comme un état de la matière où la résistance électrique est nulle et repousse tout champ magnétique en-dehors de son volume à basse température. Cette propriété spectaculaire fascine les physiciens depuis plus de 100 ans. Les applications de ces matériaux couvrent un large spectre d'applications. À petite échelle, les circuits électroniques supraconducteurs sont à la base des ordinateurs quantiques développés par Google, IBM et Intel. À plus grande échelle, nous avons le *Large Hadron Collider* (l'accélérateur de particules du CERN), qui utilise ces matériaux afin de générer de forts champs magnétiques dans le but de concentrer des faisceaux de particules ainsi que pour les accélérer.

Depuis sa découverte en 1911 par Heike Kamerlingh Onnes, cinq prix Nobel ont été décernés en rapport aux découvertes et développements de la supraconductivité. Le premier a été décerné à Kamerlingh Onnes en 1913 pour l'observation de la supraconductivité dans des substances pures telles que le mercure, l'indium, l'étain, le tantale et le plomb [1]. Il faut attendre 1950 avant d'obtenir une explication théorique satisfaisante qui peut expliquer les résultats de Onnes. En effet, Ginzburg et Landau mettent au point une théorie phénoménologique basée sur la théorie des transitions de phase de second ordre, et qui porte maintenant leur nom, soit la théorie de Ginzburg-Landau [2]. Cette théorie est confirmée expérimentalement par Abrikosov qui, en 1957, lui permet d'interpréter ses travaux sur les vortex des supraconducteurs de type II [3]. Cette première avancée théorique a été honorée en 2003, lorsque Abrikosov, Ginzburg et Leggett se sont partagé le prix Nobel de physique. Malgré ces avancées, une théorie microscopique complète expliquant la supraconductivité reste toujours manquante à cette époque.

Cette même année 1957, Bardeen, Cooper et Schrieffer publient ce qui est appelé maintenant la *théorie BCS*. Cette théorie décrit pour la première fois le comportement des électrons à très basse température dans un supraconducteur. Entre autres, ils décrivent la façon dont les électrons se pairent par deux, ce qu'on appelle les *paires de Cooper,* dues à l'interaction électron-phonon à basse température [4]. La théorie BCS est un jalon important dans la compréhension de la supraconductivité et a permis d'expliquer nombre d'expériences. Elle a notamment permis de retrouver la théorie de Ginzburg-Landau. Pour cette avancée, ses auteurs reçoivent le prix Nobel en 1972.

La prochaine avancée se fera en 1962, lorsque Brian D. Josephson met en lumière l'*effet*

Josephson dans les jonctions supraconductrices à effet tunnel [5]. Cette découverte ouvrira la porte aux dispositifs électroniques basés sur des matériaux supraconducteurs qui entrent dans la fabrication de certaines catégories d'ordinateurs quantiques. Josephson obtient son prix Nobel en 1973.

Finalement, la découverte de la céramique BaLaCuO en 1986 par Johannes G. Bednorz et Karl A. Müller marque le début des supraconducteurs dit à haute température critique, c'est-à-dire lorsque la supraconductivité apparaît au-dessus de 30 K, un record pour l'époque [6]. Ce composé ouvre la voie à plusieurs autres composés de la même famille (les cuprates), qui conservent l'état supraconducteur au-dessus de la température d'ébullition de l'azote liquide, soit 77 K. L'utilisation de l'azote liquide comme liquide refroidissant est un avantage comparativement à l'hélium liquide, qui est plus cher à produire. Pour cette importante découverte, Bednorz et Müller reçoivent le prix Nobel de physique une année après leur découverte, afin de marquer leur avancée majeure dans la supraconductivité des matériaux céramiques.

Cette thèse a pour but d'étudier une de ces céramiques supraconductrices faisant partie de la famille des cuprates soit le REBaCuO, où l'acronyme RE signifie une terre-rare telle que l'yttrium, le lanthane, le samarium, le néodyme, le samarium ou le gadolinium. Plus particulièrement, nous nous penchons sur l'utilisation du REBaCuO sous forme de rubans flexibles pour le développement d'appareillages supraconducteurs.

1.2 Description de la problématique

Un des problèmes limitant l'émergence d'appareils utilisant le REBaCuO sous forme de ruban est l'apparition de "points chauds". Ces derniers apparaissent lorsque le courant injecté approche la densité de courant critique I_c. Au-delà de cette valeur, le matériau transite vers un état non-supraconducteur appelé *état normal,* et devient électriquement résistif. En raison du procédé de fabrication, I_c peut varier localement le long des rubans supraconducteurs. La valeur de I_c est intimement liée à la microstructure du matériau comme nous le verrons dans les sections suivantes. Dans les sections où I_c est plus faible, il est plus probable que le courant dépasse I_c localement et que de la chaleur soit générée. Un supraconducteur doit être conservé sous une certaine température (température critique T_c) afin de conserver ses propriétés supraconductrices. Lorsque de la chaleur est dissipée, la température risque de s'élever au-dessus de T_c, faisant ainsi croître la zone résistive. On appelle cette zone résistive la *zone normale*. Cet effet d'entraînement peut finir par rendre le ruban supraconducteur complètement résistif, ce que l'on appelle un *quench*. Si cette chaleur est contenue localement, cela peut mener à la dégradation du ruban jusqu'à sa rupture physique.

La solution classique à ce problème est simplement l'épaississement de la couche de "stabilisation" autour du ruban (typiquement de l'argent et/ou du cuivre). Ainsi, cela offre un parcours alternatif et peu résistif au courant lors de l'apparition d'un point chaud, ce qui diminue la température maximale atteinte par le ruban et alloue un temps de réaction afin de détecter le point chaud et interrompre le courant. Néanmoins, cette solution a l'inconvénient de réduire la densité de courant globale du ruban, ce qui annule un des principaux avantages de ces rubans comparativement aux conducteurs conventionels, soit de transporter une grande quantité de courant dans un petit volume.

Une solution proposée récemment consiste à augmenter la vitesse de propagation de la zone normale (NZPV), c.-à-d. la vitesse de propagation de la chaleur générée au point chaud, en introduisant une architecture de ruban appelée *current flow diverter* (CFD), qui est décrite au chapitre 2. Cela permet entre autres une détection plus rapide des points chauds, ce qui permet de réduire les risques de dégradation des rubans. Cette architecture a été réalisée et testée avec succès sur des échantillons de rubans commerciaux. La réalisation de cette architecture, de façon industrielle, sur des rubans de longueur kilométrique, demeure cependant un défi.

1.3 Les objectifs

1.3.1 L'objectif principal

L'objectif principal de ce projet est de trouver une méthode de fabrication afin de réaliser une architecture de ruban supraconducteur à haute température critique, dans le but d'accélérer sa NZPV (telle que l'*architecture CFD*) et qui peut être réalisé par un manufacturier de rubans.

1.3.2 Les objectifs secondaires

Au cours du projet, plusieurs questions ont émergé en lien avec l'atteinte de l'objectif principal. Ces questions ont mené à la création de deux objectifs secondaires énoncés ci-dessous :

1. *Développer un modèle mathématique afin d'étudier la longueur de transfert du courant (CTL) dans le cas de l'architecture CFD.*
   En effet, la CTL est bien définie dans la littérature pour les architectures de rubans commerciaux standards, mais est mal définie pour l'architecture CFD. L'objectif ici serait de généraliser la définition de la CTL, déjà existante pour les architectures de rubans standards, pour l'architecture CFD.

2. *Expliquer plus en détails l'accélération de la NZPV produite par l'architecture CFD.* En effet, dans la littérature, l'accélération de la NZPV est expliquée sommairement à l'aide de simulations de la distribution du courant. Néanmoins, une compréhension plus fondamentale de cette accélération serait potentiellement bénéfique dans la recherche de nouvelles architectures qui accélèrent la NZPV.

1.4 Partenaires

Ce projet s'inscrit dans un travail collaboratif avec différents acteurs. Ce travail a été partiellement fait en collaboration avec le groupe SUPRA de l'institut de recherche de physique technique *Institut für Technische Physik* (ITEP) de l'Institut de technologie de Karlsruhe [1] (KIT) en Allemagne. Les collaborateurs à KIT sont : Prof. Dr.-Ing Mathias Noe directeur de l'ITEP, Dr. Francesco Grilli, group leader à ITEP, et Sebastian Hellmann, candidat au Ph.D. Plusieurs montages ont été réalisés avec l'aide technique de KIT. Par exemple, différents porte-échantillons ont été réalisés pour des mesures électriques dans l'azote liquide, ce qui a généré des données pour l'article 3 (chapitre 6 de cette thèse). Aussi, des clichés réalisés par une caméra haute vitesse (déjà présente à KIT) ont été utilisés dans l'article 4 (chapitre 7 de cette thèse).

Les échantillons utilisés dans l'article 1 et 4 (chapitre 4 et 7 respectivement) ont été fournis par le manufacturier de rubans supraconducteurs Superconductor Technologies Inc. [2] (STI), une compagnie située à Austin aux États-Unis. Les collaborateurs à STI sont : Ken Pfeiffer, vice-président du département d'ingénierie, Dr. Jeong Huh, chef technique et Adam Shelton, vice-président du département de marketing. Plusieurs de ces échantillons ont été fabriqués sur mesure pour nos besoins par leurs systèmes de croissance industriel utilisés pour la recherche.

1.5 Organisation de la thèse

Cette thèse suit le format d'une thèse par articles. La liste des chapitres inclut : l'introduction (chap. 1), la revue de littérature (chap. 2), la méthodologie (chap. 3), l'article 1 (chap. 4), l'article 2 (chap. 5), l'article 3 (chap. 6), l'article 4 (chap. 7), la discussion générale (chap. 8) et la conclusion (chap. 9). Les 4 articles ont été publiés ou soumis à des revues scientifiques avec comité de lecture et placés dans 4 chapitres distincts.

La **revue de littérature** présente les principaux supraconducteurs découverts en date d'au-

1. www.itep.kit.edu/english/index.php
2. www.suptech.com

jourd'hui, une description des caractéristiques générales d'un supraconducteur, la fabrication des rubans REBaCuO, une série de caractéristiques liées à la stabilité thermique de ces rubans, l'*architecture CFD*, ainsi que les types de simulation utilisés pour simuler ces rubans. Puis la **méthodologie** présente un tableau récapitulatif des étapes principales de la méthodologie de chaque article en décrivant chaque étape en détail dans une sous-section. Ensuite, l'**article 1** présente une tentative de réaliser l'architecture CFD via une couche d'oxyde déposée entre la couche de stabilisation et la couche supraconductrice d'un ruban HTS. L'**article 2** présente un modèle théorique semi-analytique du transfert de courant entre la couche de stabilisation et la couche supraconductrice appliqué à l'*architecture CFD*. L'**article 3** présente les mesures expérimentales de transfert de courant afin de supporter le modèle de l'article 2. Finalement, l'**article 4** présente la réalisation d'un nouveau type d'architecture appelée b-CFD, plus simple à réaliser que l'*architecture CFD*, et qui accélère aussi la NZPV. La thèse se termine sur une discussion générale permettant de faire le sommaire des conclusions de chaque article avant de terminer par une conclusion générale.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Cette section a pour but de faire un survol historique de la découverte des différentes familles de matériaux supraconducteurs.

2.1 Genèse de la supraconductivité

La première observation de la supraconductivité a été faite par Kamerlingh Onnes et arrive peu de temps après qu'il ait réalisé la liquéfaction de l'hélium dans les laboratoires de l'université de Leyde aux Pays-Bas. Il publie alors, en 1911, un article qui fait état de la chute abrupte de la résistivité électrique du mercure ($< 10^{-5}$ Ω) à basse température [1]. En faisant cette expérience, Kamerlingh Onnes souhaite confirmer les théories de l'époque quant à la résistivité des métaux extrêmement purs à très basse température [7, 8]. Il fait la première observation de la transition de l'état normal à l'état supraconducteur lors de sa célèbre expérience sur le mercure et note dans son cahier de laboratoire que la résistivité électrique devient "pratiquement nulle" en dessous de 4.2 K. Rapidement, il allonge la liste des éléments qui présentent cette caractéristique inattendue pour l'époque, en mesurant une très faible résistivité dans le plomb à < 7.2 K et dans le néodyme à < 9.3 K . Ses successeurs ajouteront plusieurs autres éléments à cette liste comme l'indium, le thorium, le niobium, etc. Nous savons maintenant que plus de vingt éléments du tableau périodique présentent un état supraconducteur à basse température.

Depuis cette découverte, plusieurs autres composés ont été répertoriés comme étant supraconducteurs, tels qu'illustrés à la figure 2.1, où l'on présente la chronologie de la découverte des différents composés supraconducteurs en fonction de leur température critique. La motivation des chercheurs vient d'un objectif ambitieux, qui est de trouver un matériau supraconducteur possédant une température critique (T_c) la plus élevée possible afin de pouvoir être utilisé à température ambiante. La température critique définit le seuil en dessous duquel la résistivité devient nulle. Un supraconducteur pouvant être opéré à température ambiante présenterait un avantage technologique majeur comparativement à un conducteur conventionnel, puisque celui-ci éliminerait les pertes par effet Joule lors du passage du courant, tout en évitant l'utilisation d'équipement de cryogénie dispendieux, requis pour atteindre T_c.

Au fil des années, des composés possédant des températures critiques de plus en plus élevées sont découverts. La température critique la plus élevée connue passe de 9.3 K à 23.2 K avec la découverte, en 1973, du Nb_3Ge, qui a détenu le record de la T_c la plus élevée pendant

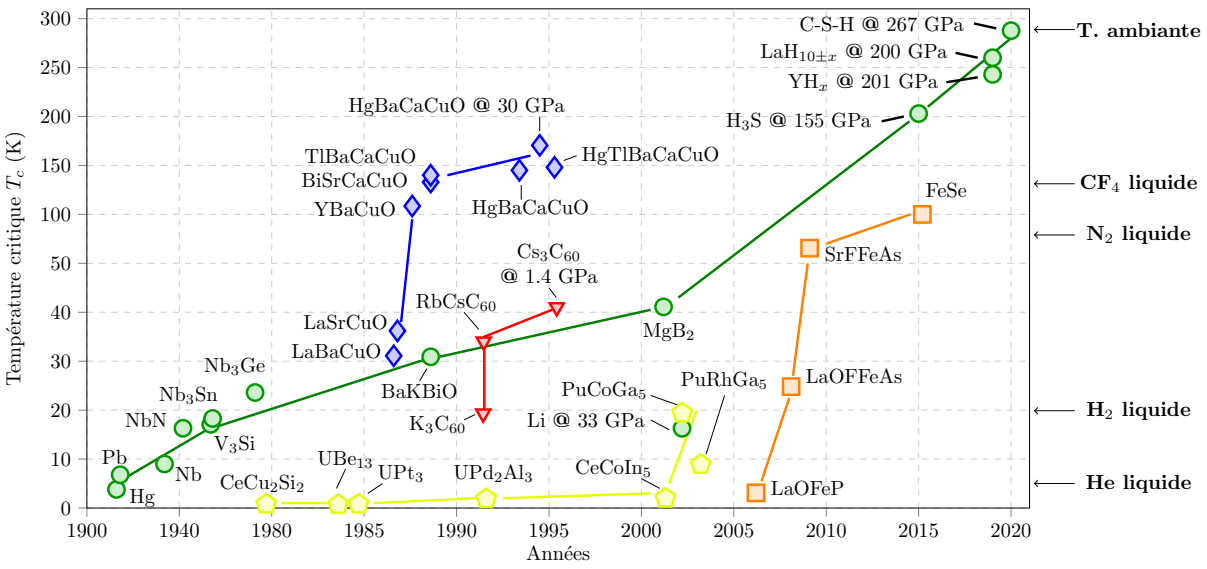

Figure 2.1 Ligne du temps de la découverte des différents types de matériaux supraconducteurs et leur température critique. Cercles verts : supraconducteurs conventionnels, c'est-à-dire expliqués par la théorie BCS ; Losanges bleus : à base de cuprates ; Pentagones jaunes : à base de fermions lourds ; Triangles rouges inversés : à base de fullerène de Buckminster ; Carrés oranges : à base de fer-pnictogène.

plusieurs années. Le Nb_3Ge fait parti d'une famille plus large de composés intermétalliques supraconducteurs qui se cristallise dans une phase A15 (structure de la forme A_3B, où A est un métal de transition et B un élément quelconque). Cette famille inclut également le très connu niobium-étain (Nb_3Sn, $T_c = 18.3$ K). À la même époque, un composé supraconducteur important est découvert, soit le niobium-titane (NbTi, $T_c = 10$ K), possédant un T_c légèrement plus faible que les composés de la famille A15. En effet, grâce à son courant critique élevé, son accessibilité, ainsi qu'à son faible coût, le NbTi est encore aujourd'hui le matériau supraconducteur le plus utilisé dans l'industrie. Il est surtout utilisé dans les applications à fort champ magnétique. Entre autres, il est utilisé massivement dans les électro-aimants dipolaires (8.3 teslas) du *Large Hadron Collider* afin de courber les faisceaux de particules. Sous forme de quadripôles, ils sont utilisés afin de focaliser ces faisceaux et faire de la détection de particules [9].

S'ensuit la découverte de la famille des cuprates (composés chimiques formés notamment de cuivre), présentant des températures critiques jamais égalées auparavant. En effet, après la découverte du premier cuprate ($Ba_xLa_{5-x}Cu_5O_{5(3-y)}$, $T_c \approx 30$ K [6]) suit la découverte du $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, possédant une température critique d'environ 93 K. Ce dernier composé établie un nouveau record avec une température critique deux fois plus élevée que ce qui était connu à l'époque, comme on peut le voir sur la figure 2.1. À partir de ces découvertes, deux

groupes de supraconducteurs ont été définis, soit les supraconducteurs dits à *basse température critique* (LTS) et les supraconducteurs dits à *haute température critique* (HTS). De façon générale, il est entendu de qualifier de LTS les supraconducteurs avec une $T_c < 30$ K et de HTS lorsque $T_c > 30$ K. À ce jour, le cuprate détenant le record en termes de température critique est le $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$, avec une $T_c = 135$ K à pression ambiante, et jusqu'à $T_c = 164$ K lorsque mis sous une pression de 30 GPa [7]. D'autres familles de supraconducteurs ont été découvertes entretemps, comme les *supraconducteurs à base de fer* (FeSC) qui atteignent des températures critiques très proches de 77 K, tel qu'indiqué sur la figure 2.1. Néanmoins, un des obstacles à l'utilisation de ces matériaux est l'apparition de pores, dû à certains éléments volatiles comme l'arsenic, le potassium et le fluor, ce qui limite l'homogénéité et la densité de courant [10]. Pour la plupart des autres familles mentionnées à la figure 2.1, leurs températures critiques ne dépassent jamais les 45 K.

Finalement, guidée par la théorie BCS, la recherche s'est orientée vers des matériaux possédant des propriétés particulières afin de maximiser la T_c. Cette recherche plus fondamentale vise particulièrement les matériaux avec des modes de vibration phonon à haute fréquence, un fort couplage électron-phonon et une forte densité d'états. Des composés à base d'hydrogène sous forme de solide métallique sont envisagés comme satisfaisant ces critères. En 2015, Droznov [11] mesure une température critique exceptionnellement élevée de 203 K en comprimant un composé d'hydrogène, soit le sulfure d'hydrogène (H_2S) à 155 GPa, (point en haut à droite sur la figure 2.1. On se rend compte que c'est en fait la forme H_3S qui présente la phase supraconductrice venant de la décomposition du H_2S sous l'effet de la pression. Ce composé fait partie de la famille des hydrures (composé incluant de l'hydrogène), et on prétend que la T_c de certains hydrures approcherait la température ambiante (280 K) [12]. En effet, très récemment, le record de température critique a fait un autre bon historique avec la synthèse d'hydrures sous pression comme le YH_x ($T_c = 243$ K sous 201 GPa) [13] et le LaH_{10} ($T_c = 250 - 260$ K sous $170 - 200$ GPa) [14, 15]. Au moment où cette thèse a été écrite, un composé fait de carbone, de souffre et d'hydrogène (C-S-H) atteint la température ambiante sous 267 GPa de pression, un record sans précédent. Pour atteindre la pression requise afin d'engendrer la phase supraconductrice, ces matériaux nécessitent de comprimer un gaz entre deux têtes de diamants de 0.2-0.3 mm de diamètre. Pour cette raison, les hydrures sont encore loin d'être utilisables sous forme de fils conducteurs, dû à la pression qu'ils nécessitent, et par le fait qu'il ne soit pas garanti de pouvoir un jour les fabriquer sous forme de fils. Néanmoins, ces découvertes nourrissent l'espoir de découvrir un supraconducteur à température ambiante à basse pression.

2.2 Caractéristiques générales

Cette section décrit quelques caractéristiques générales des supraconducteurs, entre autres : la différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur qui mène à l'explication de l'effet Meissner-Ochsenfeld ainsi qu'à la définition formelle entre un supraconducteur de type I et II et de la surface critique.

2.2.1 Effect Meissner-Ochsenfeld

Jusqu'à maintenant, un supraconducteur a été décrit comme étant un matériau possédant une résistivité nulle ($\rho = 0$), ou réciproquement, une conductivité σ qui tend vers l'infini. Cette description est juste, mais incomplète. En effet, il y a une différence fondamentale entre un conducteur parfait ($\rho = 0$) et un supraconducteur. Cette différence est mise en évidence par l'effet Meissner-Ochsenfeld, qui montre qu'un matériau supraconducteur expulse le champ magnétique de son volume à une température en deçà de sa température critique T_c, indépendamment de la façon dont le champ magnétique est appliqué (nous reviendrons plus tard sur cette dernière affirmation). Considérons maintenant les conséquences d'avoir un matériau dont $\rho = 0$ comparativement aux observations faites sur les matériaux supraconducteurs. D'abord, considérons la forme vectorielle de la loi d'Ohm pour un conducteur classique avec une conductivité infinie. Cette relation est décrite par

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \tag{2.1}$$

où $\mathbf{E}$ est le champ électrique et $\mathbf{J}$ la densité de courant. Puisque σ tend vers l'infini, le champ électrique à l'intérieur du conducteur doit être nul ($\mathbf{E} = \mathbf{0}$) afin d'obtenir une valeur finie de courant électrique. Notons que cette condition indique que le courant est conduit sans dissipation puisque $P = E \cdot J = 0$, où P est la densité de puissance générée. En utilisant la loi de Maxwell-Faraday dans un conducteur parfait ($\rho = 0$), on trouve que

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} = 0, \tag{2.2}$$

$$\implies \frac{\partial \mathbf{B_{int}}}{\partial t} = 0, \tag{2.3}$$

i.e. l'induction magnétique à l'intérieur du matériau $\mathbf{B_{int}}$ ne peut pas varier dans le temps. La relation 2.3 est la conséquence directe d'un conducteur parfait. En comparaison, prenons un supraconducteur à température ambiante ($T > T_c$) qui, dans son état initial, ne subit aucun

champ magnétique appliqué. Si on le refroidit sous sa température critique ($T < T_c$), puis on le soumet à un champ magnétique, on observe expérimentalement que les lignes de champ sont expulsées en dehors de son volume. Ceci est conforme avec la relation (2.3) qui stipule que le champ ne doit pas varier à l'intérieur du volume. La différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur survient lorsqu'on recommence l'expérience en appliquant maintenant un champ magnétique à ce même supraconducteur avant qu'il ne soit refroidi (i.e. lorsque $T > T_c$). Cette fois-ci, le champ magnétique pénètre le matériau supraconducteur puisque $\rho \neq 0$. En abaissant la température sous T_c, un conducteur parfait aurait conservé le champ en son volume afin de respecter la relation (2.3).

Cependant, un supraconducteur expulse le champ, tant que ce champ est relativement faible (cette phrase sera expliquée à la section suivante). Cet effet s'appelle l'effet Meissner-Ochsenfeld, ou simplement effet Meissner, et est vu comme la vraie définition d'un supraconducteur. Cet effet montre que peu importe la façon dont un champ magnétique est appliqué à un supraconducteur, le champ sera toujours expulsé de son volume. Cette expulsion est expliquée par des courants surfaciques d'écrantages qui génèrent un champ magnétique égal et opposé au champ appliqué. Ainsi, les supraconducteurs dans l'état Meissner présentent un diamagnétisme parfait où l'aimantation $\chi_m = -1$. Notons que ce diamagnétisme n'a pas la même origine que le diamagnétisme "classique" décrit par la théorie de Langevin, selon laquelle le courant d'écrantage est généré par la trajectoire orbitale des électrons autour de leur atome. L'effet Meissner ne peut être expliqué que par une transition de phase thermodynamique lorsque $T = T_c$, ce qui marque la distinction entre les supraconducteurs et les conducteurs parfaits.

2.2.2 Type I versus type II

Il a été mentionné plus tôt que dans l'état Meissner, le champ est expulsé seulement dans le cas d'un champ relativement "faible". En effet, à une température $T < T_c$, la supraconductivité peut être détruite par un champ magnétique supérieur à un seuil appelé champ critique $H_c(T)$, qui varie en fonction de la température. On qualifie de supraconducteur de type I un supraconducteur dont la transition entre l'état normal et l'état Meissner est abrupte et a comme frontière $H_c(T)$, voir la figure 2.2a.

La plupart des éléments purs font partie de cette première catégorie. Dans le cas des composés intermétalliques et des alliages supraconducteurs, incluant les cuprates, un second type de supraconducteurs est défini, soit les supraconducteurs de types II, qui sont caractérisés par deux champs critiques notés $H_{c1}(T)$ et $H_{c2}(T)$ plutôt que par un seul, voir la figure 2.2b. Prenons l'exemple d'un type II exposé à un champ magnétique. Pour une valeur de champ

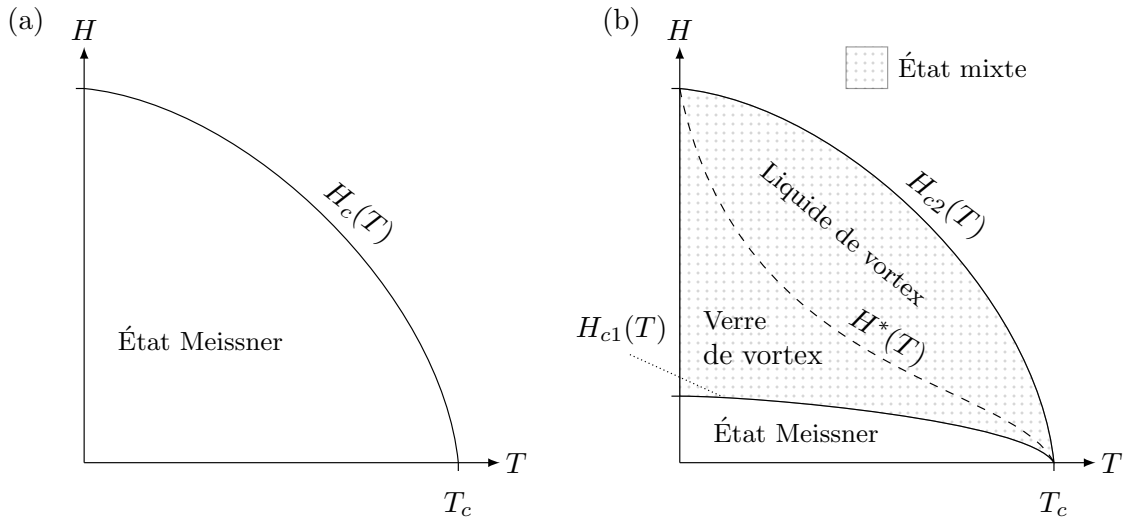

Figure 2.2 Variation du champ critique avec la température pour un supraconducteur (a) de type I et (b) de type II.

$H < H_{c1}(T)$, le supraconducteur est dans l'état Meissner. Pour un champ plus élevé que la deuxième valeur critique $H > H_{c2}$, on observe l'état normal. Entre ces deux valeurs critiques, le supraconducteur se trouve dans un état appelé *état mixte* où une partie du champ pénètre le matériau sous forme de ligne de flux, voir la figure 2.3a. Ces lignes de flux sont constituées d'une seule unité de flux quantique $\Phi_0 = h/2e$, où h est la constante de Planck et e la charge élémentaire. Ces lignes de flux sont générées par des supercourants (sans perte) qui circulent autour d'eux formant des vortex (tourbillons). On nomme cet état *état mixte*, puisque le supraconducteur se trouve dans l'état Meissner presque partout sauf au coeur de ces vortex où le supraconducteur est dans son état normal à l'endroit où les lignes de champ pénètrent le matériau.

Ces vortex s'organisent sous forme d'un motif régulier, comme le montre la figure 2.3a. La géométrie du réseau de vortex est décrite pour la première fois par Abrikosov [3]. Ces motifs se forment due à la répulsion entre les vortex par des forces coulombiennes et par le fait que l'énergie de l'interface normal/supra est négative dans le cas d'un type II. L'intensité du champ magnétique $H(r)$ au centre d'un de ces vortex est schématisée à la figure 2.3b. Le champ est maximal au centre du vortex et décroît exponentiellement en pénétrant l'état supraconducteur sur une longueur caractéristique λ_L appelé la longueur de pénétration de London. Une deuxième longueur caractéristique importante pour décrire les supraconducteurs est la longueur de cohérence ξ. Cette longueur représente plus ou moins le rayon d'un vortex, comme le montre la figure 2.3b. Ces deux longueurs caractéristiques émergent de la théorie de Ginzburg-Landau, qui a permis d'expliquer les observations d'Abrikosov sur les motifs

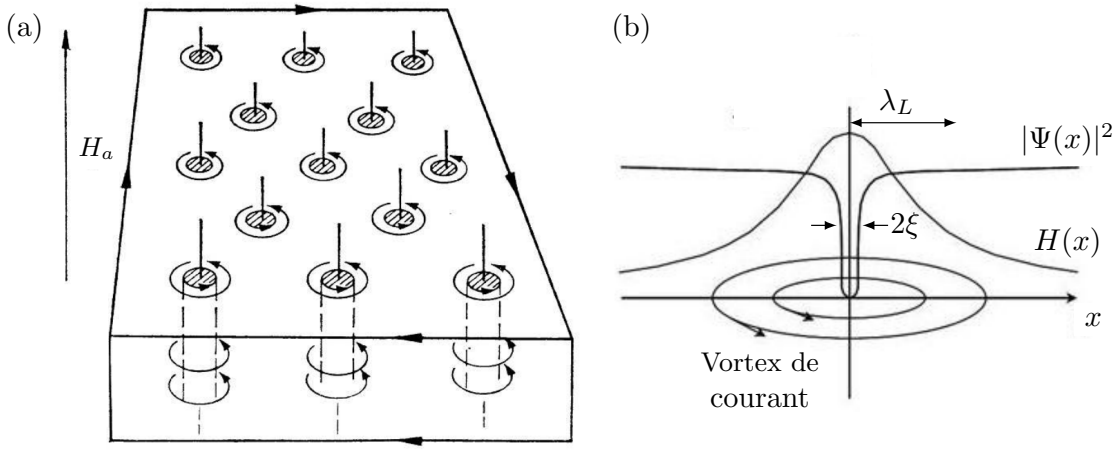

Figure 2.3 (a) Supraconducteur de type II dans l'état mixte, c'est-à-dire $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ et $T < T_c$. Les zones ombragées représentent le volume du supraconducteur qui est normal. Les lignes de flux magnétique sont représentées par les lignes au centre de ces volumes. Les flèches entourant ces lignes représentent les vortex de supercourants qui génèrent ces lignes de flux. Les flèches qui suivent le contour du supraconducteur représentent les supercourants qui servent à écranter le champ appliqué H_a afin d'assurer l'état Meissner dans le reste du volume du supraconducteur. Adapté de Rose-Innes *et al.* [16]. (b) Frontière entre l'état normal au coeur d'un vortex et l'état supraconducteur. Ici, $\Psi(x)$ est le paramètre d'ordre de Ginzburg-Landau et $H(x)$ est le champ magnétique généré par le vortex de courant.

que forment les vortex [2]. Cette théorie montre que la longueur ξ est reliée à la variation de ce qu'on appelle le paramètre d'ordre $\Psi(x)$, qui est maximal dans l'état supraconducteur et qui devient nul dans la phase normale. Le paramètre d'ordre sera interprété plus tard comme la fonction d'onde macroscopique des paires de Cooper par la théorie BCS [17]. La distinction formelle entre un supraconducteur de type I et de type II est donnée par le paramètre de Ginzburg-Landau $\kappa_{\mathrm{GL}} = \lambda_L/\xi$. En effet, un supraconducteur est de type I lorsque $0 < \kappa < 1/\sqrt{2}$ et de type II lorsque $\kappa > 1/\sqrt{2}$.

2.2.3 Surface critique

En plus des valeurs critiques T_c et H_c, une troisième valeur critique caractérise les supraconducteurs, soit la densité de courant critique J_c. Dans le cas des types I, J_c est définie par la valeur de courant (DC) qui génère un champ magnétique égal à H_c en surface du supraconducteur. Lorsque le courant atteint J_c, un état normal apparaît en surface et commence a créer de la dissipation. On voit que J_c n'est donc pas une valeur intrinsèque au supraconducteur, mais varie avec la géométrie du matériau [18]. Dans le cas des types II, l'imposition

d'un courant électrique (circulant entre les zones normales qui forment le centre des vortex) génère une force de Lorentz sur les vortex dans la direction perpendiculaire au sens du courant. Les vortex en mouvement atteignent la surface du conducteur et disparaissent avant que de nouveau apparaissent du côté opposé afin de maintenir un flux constant. Ce déplacement de vortex génère un champ électrique opposé au courant imposé [19]. Ce champ génère une résistance électrique (dissipation) appelée la résistance de *flux-flow*. On appelle d'ailleurs ce régime le régime *flux-flow* (en anglais).

Heureusement, les vortex peuvent être ancrés (donc rester immobiles) grâce aux défauts du matériau comme les dislocations, les joints de grains ou les défauts ponctuels. Ces défauts génèrent une force appelée force d'ancrage, qui s'oppose à la force de Lorentz sur les vortex. De la dissipation est produite lorsque le courant seuil J_c, ou courant critique, génère une force de Lorentz supérieure à la force d'ancrage, mettant ainsi en mouvement les vortex.

Dans les deux types de supraconducteurs, T_c, H_c et J_c marquent la frontière entre l'état non dissipatif et l'état dissipatif du supraconducteur. On peut se représenter cette frontière comme une surface dans l'espace (J, B, T) qui est appelée la *surface critique*. La figure 2.2 montre donc un plan de cette surface critique lorsque $J = 0$. Dans le cas d'un type II, les champs critiques H_{c1} et H_{c2} ne définissent pas la transition de l'état dissipatif. En effet, l'*état mixte* peut être divisé en deux sous-états, dépendamment de la "phase" du réseau de vortex. Ces deux sous-états sont délimités par une frontière appelée la ligne d'irréversibilité $H^*(T)$. En dessous de cette ligne, les vortex sont ancrés et leur disposition est dictée par la position des sites d'ancrages qui sont distribués plus ou moins aléatoirement. L'interaction des vortex maintient quand même un certain ordre à courte portée entre ceux-ci, ce qui rappelle la phase amorphe du verre solide. À cause de cette analogie, on appel ce sous-état, un *verre de vortex* ou *vortex-glass*. Dépassé la ligne d'irréversibilité, les vortex se mettent en mouvement et de la dissipation surgit. Ainsi, dans le cas d'un type II, la surface critique selon l'axe du champ magnétique est défini par H^*. En poursuivant l'analogie du verre, le mouvement des vortex est comparé au déplacement des molécules dans une phase liquide qui forme un sous-état appelé *liquide de vortex* ou *vortex-liquid*.

La surface critique met aussi en relation J_c et le champ appliqué. En effet, la figure 2.4 montre comment J_c varie avec l'application d'un champ magnétique c'est-à-dire qu'elle montre un plan de la surface critique en fixant la température constante. On peut voir que les HTS REBaCuO et le BaSrCaCuO conservent un J_c élevé à haut champ, tandis que le Nb_3Sn et le NbTi voient leur J_c diminuer rapidement au-delà de 10-15 Tesla. Ceci est l'un des avantages entre autres du REBaCuO et du BaSrCaCuO pour les applications à très fort champ.

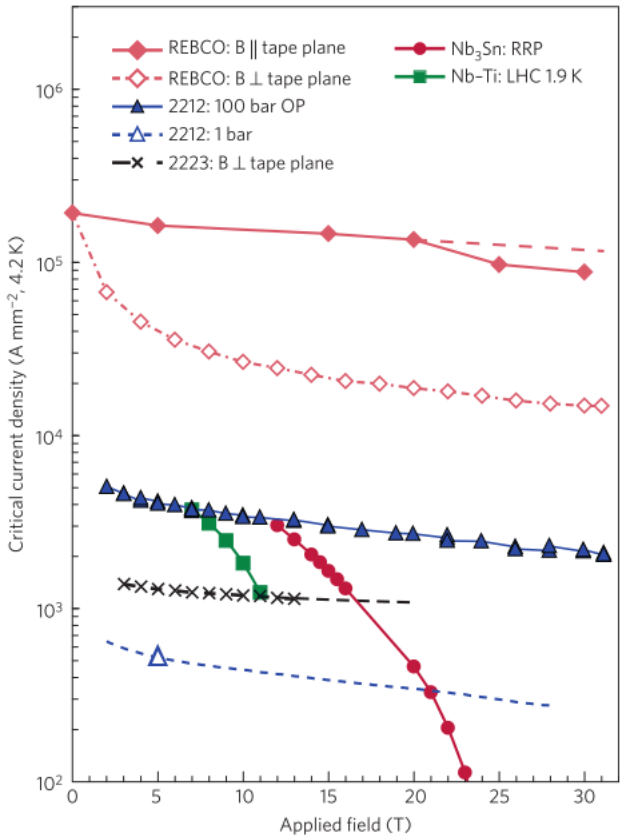

Figure 2.4 État de l'art de plusieurs types de supraconducteurs optimisés pour la fabrication d'électro-aimants. Le graphique présente la densité de courant critique mesurée à 4.2 K (excepté pour le NbTi où $T = 1.9$ T) en fonction du champ magnétique appliqué. Définition des acronymes, REBCO = REBaCuO, 2212 : $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+x}$, 2223 : $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$. Adapté de Larbalestier [20].

2.3 Du matériau au conducteur

Afin d'utiliser ces différents matériaux, il faut les produire sous une forme de fils flexibles afin qu'ils puissent être utilisés dans des applications pratiques. De plus, ils doivent pouvoir performer aussi bien sous forme de fils que sous forme d'échantillons utilisés en recherche. Pour se faire, un développement technologique important a suivi la découverte des différents matériaux supraconducteurs. Les sections qui suivent décrivent la structure cristalline et la croissance du REBaCuO ainsi que le développement technologique des rubans multicouches de seconde génération faits de REBaCuO.

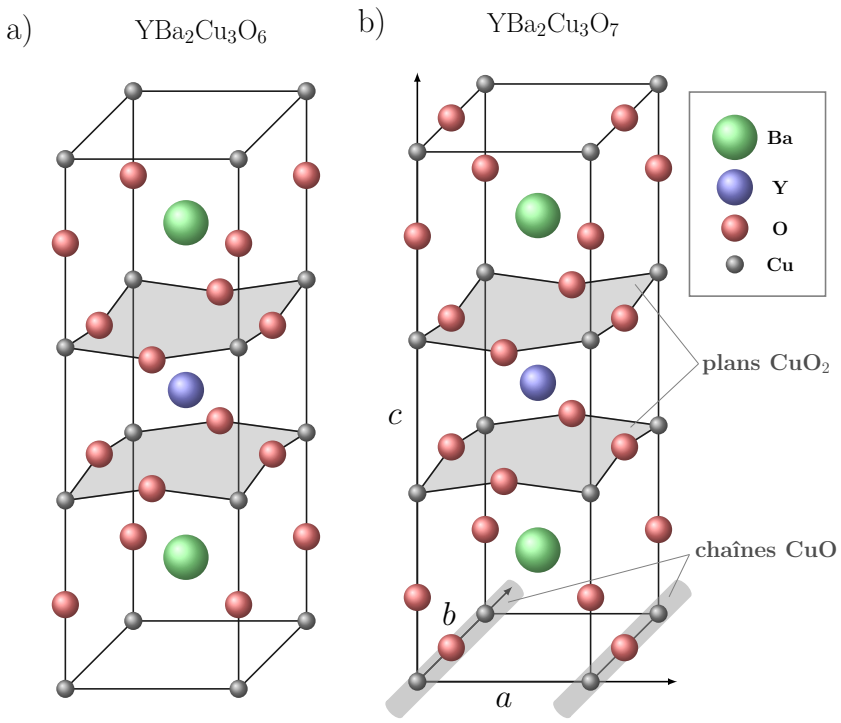

Figure 2.5 Maille élémentaire du $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ pour (a) la phase tétragonale ($x = 1$) avec $a = b = 3,86$ Å et $c = (11,80 \pm 0.02)$ Å et (b) la phase orthorhombique ($x = 0$) avec $a = (3,84 \pm 0.02)$ Å, $b = (3,875 \pm 0.015)$ Å et $c = (11,72 \pm 0.05)$ Å.

2.3.1 Structure cristalline

La maille élémentaire du composé $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ peut être visualisée sommairement comme l'empilement de trois mailles de structure pérovskite avec certains atomes d'oxygène en moins. La structure est composée d'une maille centrale comprenant des plans de CuO_2 liés entre eux par des atomes d'yttrium, voir la figure 2.5. Le système cristallin du composé peut prendre deux formes : orthorhombique ($a \neq b \neq c$ lorsque $x < 0,65$) ou tétragonal ($a = b \neq c$ lorsque $x >$0,65), dépendamment de la stœchiométrie en oxygène. Les cas extrêmes $x = 1$ et $x = 0$ sont présentés respectivement aux figures 2.5a et 2.5b. La composition $x =$0,65 marque la transition de phase orthorhombique-tétragonale, qui correspond de façon quasi-équivalente à la transition supraconducteur-isolant. La différence entre les deux phases est l'addition d'atomes d'oxygène aux positions (0,$\frac{1}{2}$,0), (1,$\frac{1}{2}$,0), (0,$\frac{1}{2}$,1) et (1,$\frac{1}{2}$,1) dans la phase orthorhombique. Ces atomes forment des chaînes de CuO suivant l'axe b. La mobilité de l'oxygène dans ce composé fait en sorte que ces chaînes se remplissent ou se vident d'oxygène, dépendamment de la température et de la pression d'oxygène. L'addition de ces atomes d'oxygène dans la maille force un allongement du paramètre de maille dans l'axe b et un rétrécissement selon

l'axe a, rendant le matériau anisotrope [21]. Expérimentalement, la concentration en oxygène doit être optimisée afin d'obtenir une T_c la plus élevée possible.

Malgré l'absence d'une théorie satisfaisante pour expliquer complètement les mécanismes responsables de la supraconductivité dans les cuprates, les études appuient une explication basée sur les plans de CuO_2. En effet, il est entendu que dans les cuprates, les supercourants de paires de Cooper se propagent dans les plans CuO_2. On montre que la concentration de charges (trous) p_{sh} dans ces plans est la principale variable qui gouverne la supraconductivité. Dans le cas du $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, cette variable est reliée à la proportion d'oxygène par la relation $p_{sh} = \frac{1}{2}(0.5 - x)$. L'état supraconducteur n'est possible que lorsque des porteurs de charges sont présents dans les plans de CuO_2 c'est-à-dire lorsque $p_{sh} > 0$. Lorsqu'il y a peu d'oxygène dans les chaînes de CuO ($x > 0.5 \rightarrow p_{sh} < 0$, les charges sont concentrées dans les chaînes de CuO qui ne participent pas à la conduction. Lorsque les chaînes de CuO se remplissent ($x < 0.5 \rightarrow p_{sh} > 0$), les charges se concentrent dans les plans CuO_2 et permettent la conduction des paires de Cooper [22].

2.3.2 Croissance du REBaCuO

La première génération de matériaux supraconducteurs, utilisée sous forme de fils conducteurs flexibles, est basée sur une géométrie de filaments très fins ($10 - 20$ μm) de matériaux supraconducteurs enchâssée dans une matrice de cuivre ou d'argent. Ces matériaux de première génération sont fabriqués selon une technique d'extrusion et de recuit pour le NbTi, et par la technique *powder-in-tube* (PIT) dans le cas du Nb_3Sn, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (Bi-2212), $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (Bi-2223) et du MgB_2, entre autres [23]. Deux exemples de fils supraconducteur de première génération sont montrés à la figure 2.6. Dans le cas du NbTi, le matériel est assez solide pour être extrudé directement sous forme de filaments. Par contre, pour les autres matériaux mentionnés plus haut, leur fragilité les force à être produits par la technique PIT. Cette technique consiste à remplir des tubes avec une poudre composée de précurseurs qui, une fois chauffés, cristallisent en un matériau supraconducteur. Plusieurs de ces tubes sont placés ensemble dans une matrice et extrudés au travers de filières afin de réduire leur diamètre jusqu'à atteindre le millimètre. La phase supraconductrice de ces fils est ensuite atteinte par recuit thermique. L'avantage des fils de première génération est qu'ils sont économiques à produire (sauf pour le Bi-2212 et le Bi-2223) et ne nécessitent pas de systèmes de croissance sophistiqués.

La production industrielle de rubans supraconducteurs à base de REBaCuO est faite à partir d'une technologie différente de la première génération. En effet, ces matériaux sont fabriqués sous forme de couches minces sur un substrat métallique flexible. Ce type de conducteur

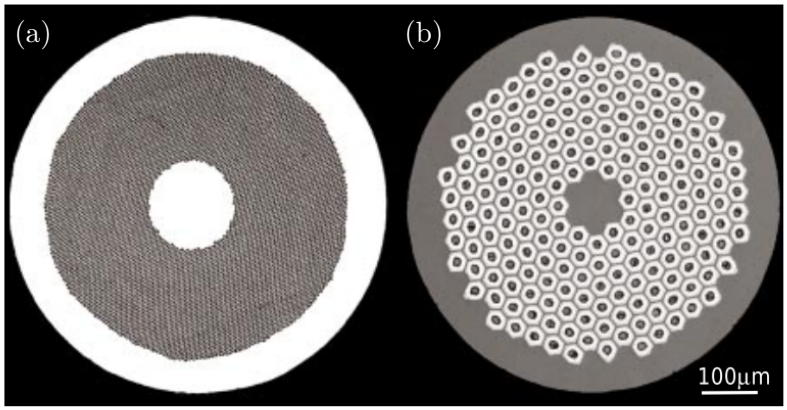

Figure 2.6 Sections de fils supraconducteurs de première génération. (a) Fil contenant 3000 filaments de NbTi inclus dans une matrice de cuivre. Le fil global et les filaments ont un diamètre respectif de $\approx$ 0.8 mm et de 10 μm. (b) Fil de Nb_3Sn fabriqué par la technique *Powder-in-tube*. Le fil global et les filaments ont un diamètre respectif de $\approx$ 1 mm et de 20 μm. Adapté de Larbalestier *et al.* [24].

est appelé *second generation high temperature superconductor coated conductor* ou 2G HTS CC, en opposition avec la première génération. Cette seconde génération de fils supraconducteurs est composée d'un substrat métallique flexible, de couches tampons, d'une couche de supraconducteur et d'une couche de stabilisation (argent et cuivre typiquement). Deux technologies sont actuellement utilisées commercialement afin de produire un substrat adéquat pour la croissance du REBaCuO, soit l'approche RABiTS ainsi que l'approche IBAD. Avant de décrire ces approches, résumons les problèmes rencontrés lors de la fabrication de rubans HTS de deuxième génération.

D'abord, le REBaCuO nécessite une croissance selon un axe particulier afin d'optimiser son J_c. En effet, la conduction par les plans de CuO_2 fait que le REBaCuO présente un J_c beaucoup plus élevé dans le plan cristallin *ab* que selon l'axe cristallographique *c*. Il est donc important de le faire croître selon l'axe *c* afin que les plans *ab* soient parallèles à la direction du courant. De plus, le besoin d'un substrat flexible et permettant la croissance épitaxiale, a amené l'émergence d'une technologie à base de couches texturées, c'est-à-dire des couches avec une phase polycristalline, mais où les axes cristallins des différents grains sont orientés de façon préférentielle. En pratique, on tente de réduire l'angle entre ces grains à moins de 5° afin d'assurer une densité de courant critique J_c élevée, comme le montre la figure 2.7.

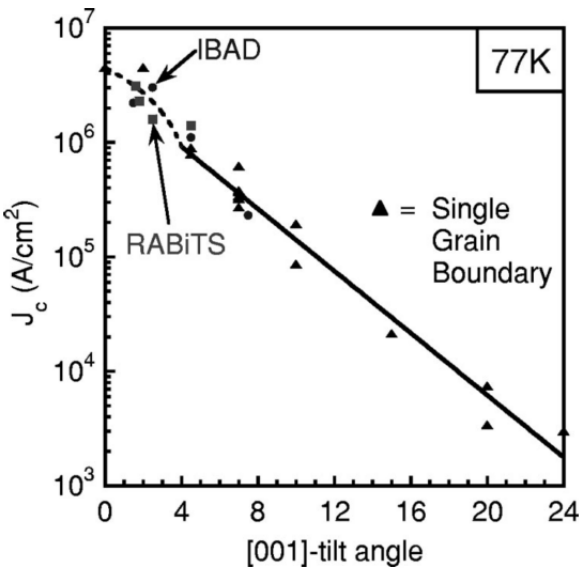

Figure 2.7 Densité de courant critique en fonction de l'angle entre les joins de grains d'une couche de $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Adapté de Durrell *et al.* [25].

2.3.3 L'approche RABiTS

En plus de créer une surface adéquate pour la croissance d'une couche texturée, le substrat doit être résistant aux contraintes mécaniques afin de résister aux forces de Lorentz, dans le cas des applications à fort champ magnétique, tout en restant flexible. Pour ce faire, on peut utiliser un substrat fait de nickel avec une faible composition de tungstène ($Ni_{0.95}W_{0.05}$) sous forme de ruban. L'ajout de tungstène augmente la contrainte mécanique que peut supporter le ruban, jusqu'à 150 MPa à température ambiante. Dans le cas de l'approche RABiTS (pour *Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate*) le ruban subit un procédé de laminage et un recuit de recristallisation, ce qui engendre une texture biaxiale. On dépose ensuite une mince couche de Y_2O_3 qui adoptera la texture du substrat, permettant d'augmenter la qualité de la texture, c'est-à-dire de diminuer l'angle entre les grains. Ensuite, une couche de YSZ (*yttria-stabilized zirconia*) est déposée afin de servir de barrière de diffusion aux atomes de Ni, qui réagissent chimiquement avec le REBaCuO, ce qui doit être évité. Finalement, on minimise la différence de paramètre de maille entre le YSZ et le REBaCuO en déposant une couche de CeO_2. Ces trois couches sont appelées les couches tampons, comme on peut le voir à la figure 2.8a. Cette architecture est typique du manufacturier American Superconductor (AMSC), mais peut varier dépendamment des manufacturiers.

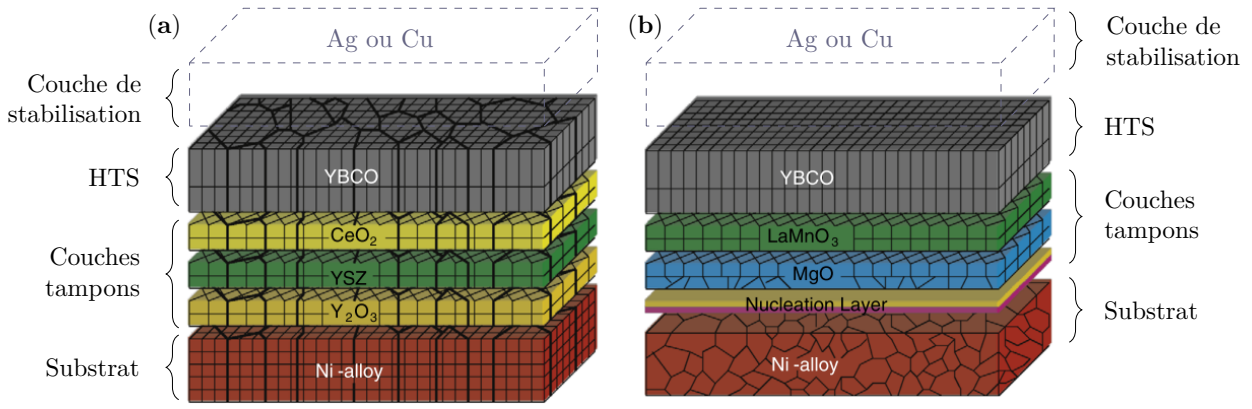

Figure 2.8 Architectures typiques pour la croissance de supraconducteur HTS de seconde génération. (a) Approche RABiTS. (b) Approche IBAD. L'architecture exacte est sujette à changement dépendamment du manufacturier. Adapté de Durrell *et al.* [25].

2.3.4 L'approche IBAD

La deuxième approche utilisée pour générer un substrat texturé avant le dépôt du HTS est l'approche IBAD, pour *Ion Beam Assisted Deposition*. Cette approche diffère de l'approche RABiTS du fait que la structure texturée n'est pas générée dans le ruban métallique, mais dans une couche tampon lors de sa déposition. Le substrat utilisé est généralement un ruban d'Hastelloy C-276 (un alliage à base de nickel) ou un ruban d'acier inoxydable. La première étape est la réduction de la rugosité de surface du substrat métallique réalisée par électro-polissage afin de permettre la texturation. On dépose ensuite du Al_2O_3 (100-200 nm) qui sert de barrière de diffusion, et une couche de Y_2O_3 (10-20 nm) qui sert à la nucléation des couches subséquentes. Ces couches ne sont pas montrées à la figure 2.8b, mais sont assimilées à la couche *nucleation layer*. Une couche de MgO est ensuite déposée avec l'assistance d'ions d'argon, typiquement à une énergie de $\approx$1 keV selon un angle de $45 - 55°$. L'assistance des ions d'argon crée une texture biaxiale dans la couche de MgO, qui sera transférée à la couche supraconductrice. Une couche de CeO_2 ou de $LaMnO_3$ est typiquement déposée par la suite afin de réduire la différence de maille et assurer une croissance épitaxiale de la couche supraconductrice.

2.3.5 L'approche STI

Le tableau 2.1 présente les différentes architectures utilisées par les manufacturiers de rubans HTS de seconde génération. La compagnie Superconductor Technologies Inc. (STI), avec laquelle nous avons collaboré, utilise une architecture IBAD légèrement différente que celle décrite plus tôt. En fait, deux structures sont présentement considérées par la compagnie.

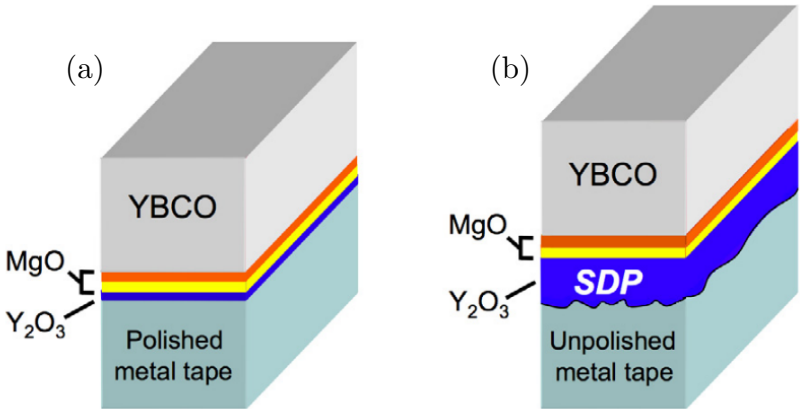

Figure 2.9 Deux types d'architecture de rubans HTS de seconde génération, utilisés par STI. Adapté de Matias *et al.* [26].

Une première approche consiste à déposer 6 nm de Y_2O_3 par évaporation sur le substrat poli, puis le MgO par IBAD, voir la figure 2.9a. Une première couche de Y_2O_3 est nécessaire pour bien texturer le MgO [26]. Puis, le REBaCuO est directement déposé épitaxialement sur le MgO. Cette structure à l'avantage de simplifier l'architecture et permet d'obtenir une bonne qualité de ruban. La deuxième approche utilise la même structure décrite précédemment, mais utilise un substrat non poli, voir la figure 2.9b. En effet, avant de déposer la couche de MgO, la surface est aplanie par un procédé appelé SDP pour *solution deposition planarization*, qui consiste en une déposition multicouche par trempage de Y_2O_3 ou de Y_2O_3-Al_2O_3. Dans les deux cas, le REBaCuO est déposé par une technique appelée *Reactive Co-Evaporation by Cyclic Deposition and Reaction* (RCE-CDR) [26, 27]. La déposition se produit dans une chambre de déposition où le RE, le Cu et le Ba sont évaporés sur le MgO texturé à l'aide d'éléments chauffants. La particularité de ce type de déposition est le fait que le substrat alterne entre un environnement à basse pression (vide) où les éléments sont évaporés sur le substrat et un environnement à haute pression d'oxygène afin d'oxyder la couche. En effet, une poche d'oxygène gazeux est confinée dans une partie de la chambre de déposition que l'échantillon traverse périodiquement (5 cycles par seconde typiquement). Cette technique a l'avantage de faire croître le supraconducteur avec la bonne stœchiométrie en oxygène directement, contrairement aux autres techniques de croissance, dans lesquelles l'étape d'oxygénation est faite après la croissance dans un four à environnement contrôlé.

Tableau 2.1 Architectures utilisées par différents manufacturiers de rubans HTS de seconde génération. Acronymes : MOD (*Metalorganic Deposition*), MOCVD (*Metalorganic Chemical Vapour Deposition*), PLD (*Pulsed Laser Deposition*), RCE (*Reactive Co-Evaporation*), Y123 ($YBa_2Cu_3O_{7-x}$) et Gd123 ($GdBa_2Cu_3O_{7-x}$). Adapté de Senatore [28].

Manufacturier	**Technique**	**Substrat**	**Couches tampons**	**HTS**
AMSC	RABiTS/MOD	NiW	Y_2O_3/YSZ/CeO_2	Y123
SuperPower	IBAD/MOCVD	Hastelloy	Al_2O_3/Y_2O_3/MgO/$LaMnO_3$	Gd123
Bruker	IBAD/PLD	Stainless steel	YSZ/CeO_2	Y123
Fujikura	IBAD/PLD	Hastelloy	Al_2O_3/Y_2O_3/MgO/CeO_2	Gd123
SuperOx	IBAD/PLD	Hastelloy	Al_2O_3/Y_2O_3/MgO/$LaMnO_3$/CeO_2	Gd123
Sumitomo	RABiTS/PLD	NiW	CeO_2/YSZ/CeO_2	Gd123
SuNAM	IBAD/RCE	Hastelloy	Al_2O_3/Y_2O_3/MgO/$LaMnO_3$	Gd123
STI	IBAD/RCE	Hastelloy	Y_2O_3-Al_2O_3/MgO	Y123

2.4 La vitesse de propagation de la zone normale (NZPV)

Lors de l'utilisation des rubans supraconducteurs proche de leur courant critique, il n'est pas rare qu'une section du ruban perde son état supraconducteur et commence à dissiper de la chaleur. Cette transition est appelée "*quench*". En pratique un quench peut survenir à cause d'un manque d'uniformité du courant critique I_c le long du ruban [29]. En effet, étant donné que les rubans peuvent faire plusieurs mètres, voire plusieurs centaines de mètres de long, l'uniformité de la structure cristalline sur une telle longueur n'est pas facile à garantir. Ceci est un point très important dont les manufacturiers sont conscients et qu'ils tentent d'améliorer. En opérant ces rubans à haut courant (proche de I_c, afin de maximiser la densité de courant), certaines sections peuvent potentiellement se retrouver dans la condition $I > I_c$. À ces endroits, le courant ne circule plus dans le supraconducteur puisque celui-ci devient résistif. Le courant est donc redirigé vers la couche de stabilisation et génère de la chaleur par effet Joule, voir la figure 2.10. En générant de la chaleur, la température augmente au voisinage de la zone normale, diminuant encore plus I_c, ce qui amplifie le processus et peut potentiellement mener à un emballement thermique. Cet emballement se manifeste par la propagation de cette zone normale de part et d'autre de la zone normale comme le montrent les flèches rouges sur la figure 2.10. Cet emballement thermique peut survenir pour toute fluctuation thermique locale d'assez grande amplitude. Par exemple, dans le cas d'un électro-aimant, le ruban supraconducteur subit la force de Lorentz dû au champ magnétique, ce qui peut déplacer légèrement le ruban supraconducteur par rapport à sa position initiale et par friction, ce qui induit des micro-variations rapides de la densité de flux locale, ce qui peut en retour générer assez d'énergie pour un emballement thermique. Selon les conditions d'opérations, que nous détaillons dans les prochains paragraphes, la zone normale peut se résorber ou, au contraire, se propager à une vitesse v_{zn} donnée, d'où le terme *propagation de la zone nor-*

male, ou NZPV.

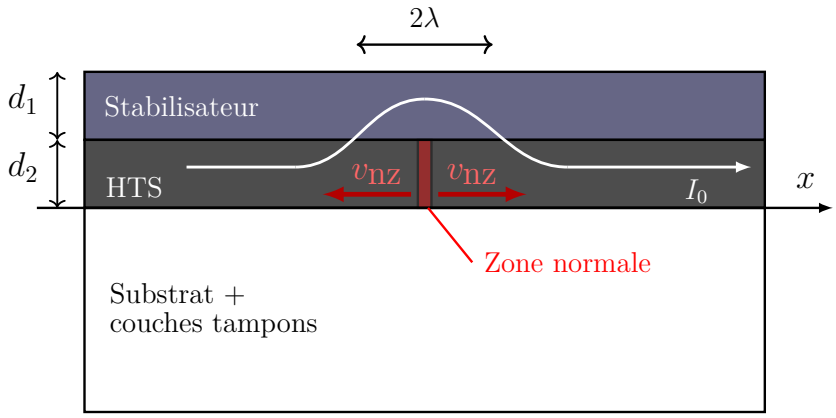

Figure 2.10 Tranche d'un ruban HTS le long de la direction du courant.

Typiquement, la NZPV des HTS est inférieure à celle des LTS. Pour des courants inférieurs à $0.9I_c$, la fourchette de NZPV des HTS est typiquement de $10 - 100$ cm/s (à 4 K) [30–33], comparativement à $100 - 1000$ cm/s (à 4 K) pour les LTS. Cette différence s'explique par une capacité thermique massique bien supérieure pour les HTS par rapport aux LTS. La faible NZPV des HTS est un désavantage certain pour ceux-ci en présence de points chauds, puisque leur zone normale se propage si lentement que le ruban risque de brûler localement avant même que l'on ait la possibilité de détecter le quench.

2.4.1 Stabilité thermique des supraconducteurs

La propagation de la zone normale dépend de la compétition entre la génération de chaleur par effet Joule et l'évacuation de cette chaleur vers le milieu cryogénique. Cette section a pour but de discuter de l'aspect théorique de la génération et la propagation de la zone normale.

Les rubans supraconducteurs sont typiquement refroidis par un liquide cryogénique comme l'hélium ou l'azote liquide. Ces liquides cryogénique permettent d'abaisser la température des rubans supraconducteurs sous leur T_c. Néanmoins, sous certaines conditions, un ruban supraconducteur peut dissiper de la chaleur, due au déplacement des vortex tel que mentionné ci-dessus, ou lorsque des défauts cristallins brisent l'état supraconducteur. Prenons le cas simplifié d'un supraconducteur en contact électrique et thermique avec sa couche de stabilisation (Ag ou Cu) à une température $T < T_c$, et dans lequel circule un courant I. Une élévation de la température abaisse localement I_c jusqu'à possiblement atteindre le courant d'opération I. Cette température est appelée T_{cs}, pour température de *current sharing*. Lorsque $T < T_{cs}$, la totalité du courant est dans le supraconducteur, et on suppose qu'il n'y

a aucune dissipation. Lorsque $T_{cs} < T < T_c$, le courant se distribue entre le supraconducteur et la couche de stabilisation puisque $I > I_c$. Le courant, ainsi détourné, traverse la couche de stabilisation, produisant des pertes par effet Joule. Plus la température augmente, plus le courant est détourné vers la couche de stabilisation, jusqu'à y circuler en totalité à $T = T_c$.

Les pertes par effet Joule Q en fonction de la différence de température ΔT entre la surface du ruban et la température du liquide cryogénique T_0, sont présentées à la figure 2.11. On voit en effet une dissipation nulle jusqu'à T_{cs}, ensuite une augmentation linéaire jusqu'à T_c, puis un plateau. L'augmentation linéaire provient d'une observation empirique qui montre que la variation de I_c par rapport à la température varie approximativement de façon linéaire. La seconde courbe montre la variation du transfert thermique q entre la surface du ruban et le liquide de refroidissement en fonction de la température de la surface du ruban. Le liquide de refroidissement est typiquement à sa température d'ébullition (sous atmosphère ambiante) et donc saturée. Néanmoins, lorsque $\Delta T > 0$, le liquide ne change pas de phase immédiatement pour former des bulles. En effet, le liquide en contact avec l'air ambiant est bien à saturation, mais plus profondément dans le cryostat où se trouve le ruban, la pression hydraulique sous-refroidit légèrement le liquide, élevant de quelque peu sa température d'ébullition. C'est pour cela qu'aucune bulle n'est présente avant que la température n'atteigne le point S. Dans cette zone, l'échange de chaleur se fait par convection naturelle et $q \propto \Delta T$. De S à P, des bulles se forment à la surface du ruban avant de se détacher et s'échappent à la surface du liquide. Dans ce régime, q augmente $\propto \Delta T^n$, où n varie entre 2 et 3. On appelle ce régime *nucleate boiling*. Lorsque les bulles sont assez nombreuses, elles coalescent graduellement (entre P et R) ce qu'on appelle le *transition boiling*. Passé le point R, les bulles forment un film de gaz continu qui recouvrent totalement la surface du ruban, ce qu'on appel le *film boiling*. Le fait que le transfert thermique diminue en R s'explique par le fait que la couche de gaz, formée par la coalescence des bulles, isole thermiquement la surface du ruban du liquide, ce qui réduit le transfert de chaleur, jusqu'à réaugmenter lorsque ΔT devient très élevé.

2.4.2 Critère de Stekly

La figure 2.11 permet de prévoir le comportement du ruban durant un quench, puisque le comportement de la zone normale est déterminé par le bilan d'énergie entre le transfert thermique q et la chaleur générée Q. On peut s'intéresser à un premier régime où $q > Q$ à toute température, c'est-à-dire que l'énergie évacuée est plus importante que l'énergie générée. Lorsque cette condition est satisfaite, on dit que le système est cryostable. Ceci veut dire que même si une zone normale apparaît pour une raison quelconque, cette zone se résorbera uniformément, c'est-à-dire que la température de cette zone en tout point diminuera

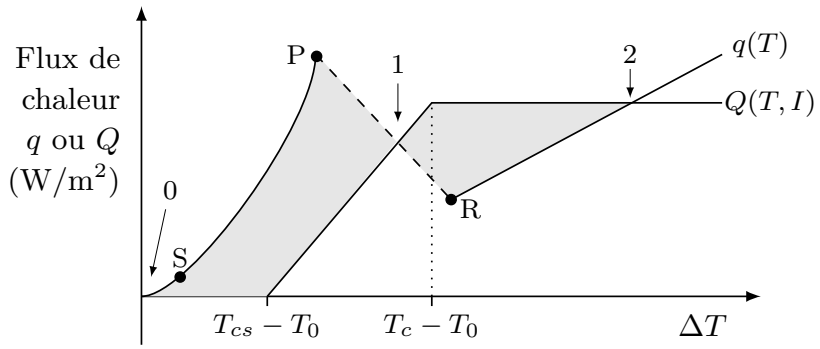

Figure 2.11 Superposition des courbes de dissipation thermique par effet Joule du ruban HTS $Q(T, I)$ et du transfert thermique entre le ruban et un liquide cryogénique $q(T)$, dans le cas particulier où les courbes se croisent (ce qui n'est pas toujours le cas). Adapté de Dresner [19].

graduellement jusqu'à disparaître. Cette condition peut être atteinte traditionnellement en épaississant la couche de stabilisation afin de réduire sa résistance et par conséquent réduire Q. Cette condition se nomme le critère de Stekly [34] et s'écrit comme

$$\frac{\rho_{st}\mathcal{A}(rJ_c)^2}{\mathfrak{f}P_0\mathfrak{h}(T_c - T_0)}\left(\frac{J}{rJ_c}\right)^2 < 1, \tag{2.4}$$

où $\rho_{st}, \mathcal{A}, r, \mathfrak{f}, P_0$ et $\mathfrak{h}$ sont respectivement la résistivité de la couche de stabilisation, l'aire de la section du ruban (incluant toutes les couches), la fraction volumique du supraconducteur, la fraction volumique du stabilisateur, le périmètre du ruban en contact avec le liquide de refroidissement et finalement la pente de la courbe q versus ΔT. Ce critère est très restrictif en terme de design puisqu'il nécessite l'ajout de stabilisateur, ce qui diminue la densité de courant globale du ruban J_{eng}, aussi appelée *engineering current density*. Cette densité de courant est calculée comme le ratio du courant sur l'aire totale du ruban. On vise bien sûr en général à maximiser J_{eng} dans un ruban supraconducteur, en particulier dans les applications d'électro-aimants à fort champ magnétique.

2.4.3 Théorème de Maddock

En réduisant l'épaisseur du stabilisateur et en considérant une certaine plage de courant imposée, la courbe q en vient à croiser la courbe Q comme le montre la figure 2.11. En analysant cette figure, on se rend compte qu'il existe deux températures stables, soient la température aux points 0 (T_0) et 2 (T_2). Ceci est dû au fait que le bilan de chaleur passe de $q > Q$ à $Q > q$ au point 1. Le point 1 est donc une température instable. Dans ce régime, une zone normale disparaîtra seulement si le courant est en deçà d'un certain courant minimum

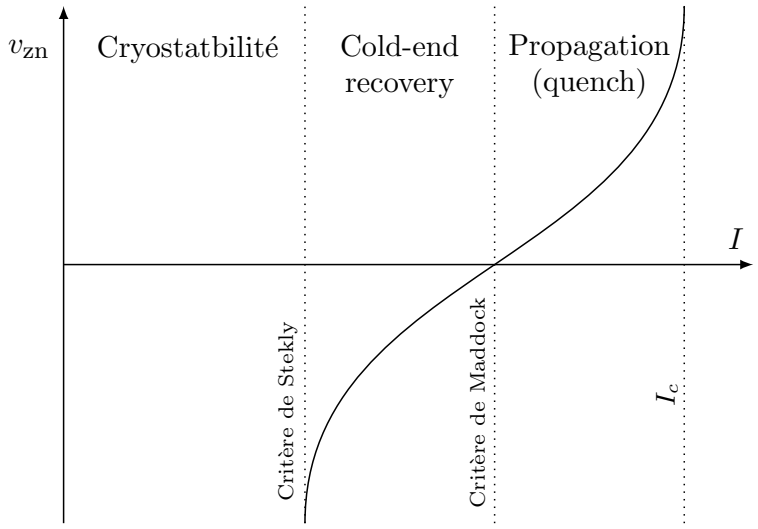

Figure 2.12 Courbe théorique de la vitesse de propagation de la zone normale v_{zn} en fonction du courant injecté I. Le critère de Stekly est donné par l'équation (2.4), et le critère de Maddock est donné par l'équation (2.5). Adapté de Dresner [19].

I_m. Contrairement au régime cryostable, au lieu de disparaître uniformément par elle-même, comme dans le régime précédent, la zone normale rétrécira graduellement à une certaine vitesse jusqu'à complètement disparaître, ce qu'on appel le *cold-end recovery*. Autrement dit, la zone normale reste plus ou moins stable à la température au point 2 tandis que l'extrémité de la zone normale "tire" la température vers T_0. Lorsque $I > I_m$, la zone normale s'agrandit au lieu de rétrécir, conduisant à un quench total du ruban. La condition définissant le courant I_m est donnée par le *equal-areas theorem* de Maddock, James et Norris [35]. Ce théorème s'écrit

$$\int_{T_0}^{T_2} \left(Q(T, I_m) - q(T)\right) k dT = 0, \tag{2.5}$$

où T_2 est la température à laquelle Q et q se croisent à la figure 2.11 au point 2, et k est la conductivité thermique. Ce théorème stipule que v_{zn} est nulle lorsque les aires en gris de la figure 2.11 sont égales. La figure 2.12 résume les trois régimes décrits ci-dessous et l'allure de v_{zn} dans chaque cas en fonction du courant injecté. À très faible courant, le système est dans un état cryostable, ce qui signifie que la température d'une zone normale diminue uniformément le long du ruban jusqu'à retourner dans l'état supraconducteur : il n'y a donc pas de v_{zn} associée. Lorsque le courant est supérieur au critère de Stekly, la zone normale ne disparaît pas uniformément, mais rétrécit plutôt à la vitesse v_{zn} jusqu'à disparaître. Dans ce cas, une vitesse négative signifie un rétrécissement de la zone normale. Si maintenant

le courant dépasse le courant I_m, la zone normale se propage jusqu'à ce que le ruban entier *quench*. Dans ce régime, v_{zn} augmente asymptotiquement jusqu'à tendre vers l'infini à $I = I_c$. Notons ici que ce modèle suppose que le courant critique est uniforme partout le long du ruban, ce qui n'est jamais le cas en réalité.

2.5 La longueur de transfert du courant (CTL)

2.5.1 La résistance d'interface

Lorsqu'une zone normale apparaît localement sur un ruban HTS, le courant est forcé de contourner cette zone en passant par la couche de stabilisation, comme on le voit sur la figure 2.10. La longueur de transfert λ, ou CTL pour *current transfer length*, est la longueur requise par le courant pour passer de la couche de stabilisation au supraconducteur. La distance que doit parcourir le courant est donc égale à 2λ dans le cas d'une zone normale infiniment mince. Cette longueur est d'autant plus grande que la résistance d'interface

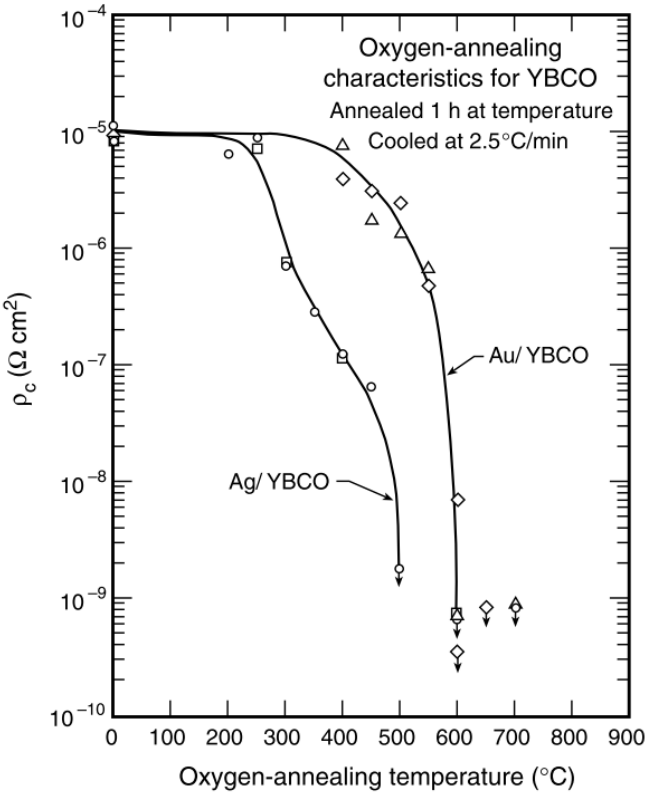

Figure 2.13 Effet du recuit sous oxygène sur la résistance d'interface $\rho_c = R^*$. Adapté de Ekin [36].

R^* ($\Omega.\text{cm}^2$) qui existe entre ces deux couches est élevée. En effet, le contact électrique entre un métal et un HTS peut varier de plusieurs ordres de grandeur, dépendamment de la fabrication du ruban. De manière générale, R^* doit être minimisée afin de limiter la génération de chaleur lorsque le courant traverse l'interface. Nous verrons dans la suite de cette thèse qu'il y a certains avantages à l'augmenter. Afin de minimiser R^*, la couche de stabilisation est composée d'un métal noble comme l'argent ou l'or, profitant de leur faible réactivité avec l'oxygène [36]. Une valeur typique de R^* pour des rubans commerciaux avec une couche de stabilisation en argent est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-8} $\Omega{\cdot}\text{cm}^2$ [37]. Il est toutefois possible de réduire R^* considérablement par recuit sous oxygène. L'atmosphère d'oxygène est importante afin d'éviter la dégradation du supraconducteur par diffusion de l'oxygène en dehors de sa maille [36]. Des résistances d'interface aussi faibles que 10^{-10} $\Omega{\cdot}\text{cm}^2$ peuvent être obtenues après un recuit d'une heure à 500 et 600 °C pour des couches de stabilisation d'argent et d'or respectivement, comme il est montré à la figure 2.13.

2.5.2 Modèle analytique 1-D pour la CTL

Une relation mathématique permet de relier la longueur de transfert de courant λ à la résistance d'interface R^*. Le modèle d'Ekin [38, 39] permet d'obtenir cette relation dans une géométrie 1-D en supposant que le courant est réparti de façon uniforme dans la section des couches (selon la largeur et l'épaisseur des différentes couches). Les paragraphes qui suivent montrent comment déterminer cette relation, qui sert de référence tout au long de cette thèse. Considérons deux couches minces de largeur w, en contact électrique l'une avec l'autre : une couche de stabilisation (notée avec l'indice 1) et une couche supraconductrice (notée avec l'indice 2). L'interface entre ces couches est caractérisée par la résistance d'interface R^*, tel que schématisé à la figure 2.14. Le modèle considère un courant en 1-D dans chaque couche se dirigeant vers les x positifs. L'addition du courant $I_1(x)$ dans la couche 1 et du courant $I_2(x)$ dans la couche 2 égale le courant total I_0 injecté, c'est-à-dire

$$I_1(x) + I_2(x) = I_0. \tag{2.6}$$

En considérant le courant constant sur un petit segment Δx dans la couche 1, nous définissons la variation de potentiel $-\Delta U_1$ le long de Δx. En considérant la loi d'Ohm, nous obtenons

$$\Delta U_1 = -R_1 I_1 = -\frac{\rho_1 \Delta x}{w t_1} I_1, \tag{2.7}$$

où ρ_1 est la résistivité de la couche 1. En faisant tendre la longueur du segment vers 0 ($\Delta x \to 0$), nous obtenons l'équation différentielle suivante pour U_1 en un point x,

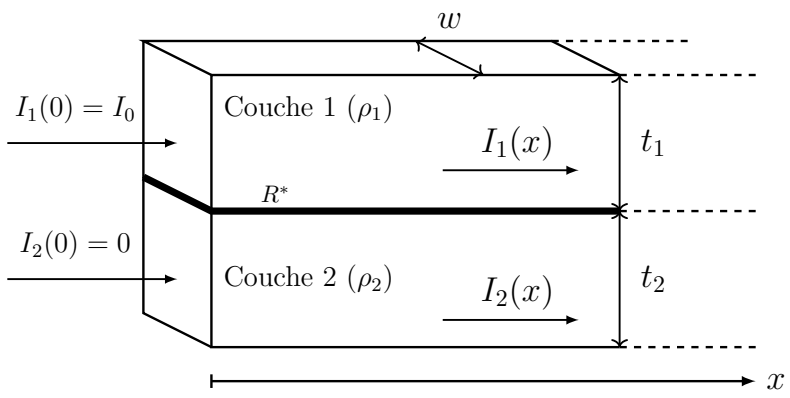

Figure 2.14 Schéma du modèle analytique de la longueur de transfert du courant.

$$\frac{\partial U_1(x)}{\partial x} = -\frac{\rho_1}{wt_1} I_1(x). \tag{2.8}$$

Une équation similaire peut être dérivée dans la couche 2, i.e.

$$\frac{\partial U_2(x)}{\partial x} = -\frac{\rho_2}{wt_2} I_2(x). \tag{2.9}$$

Afin de coupler ces deux équations, considérons la fraction de courant ΔI_2 qui traverse l'interface sur un segment Δx et qui s'ajoute au courant de la couche 2. Ce courant est lié par la différence de potentiel entre les deux couches et est défini par

$$\Delta I_2 = (U_1 - U_2)\frac{w\Delta x}{R^*}. \tag{2.10}$$

Encore une fois, en applicant ($\Delta x \to 0$), nous obtenons

$$\frac{\partial I_2}{\partial x} = (U_1(x) - U_2(x))\frac{w}{R^*}. \tag{2.11}$$

En utilisant les équations (2.6), (2.8), (2.9) et (2.11), il est possible de résoudre $I_1(x)$ et $I_2(x)$. En dérivant l'équation (2.11) par rapport à x on obtient

$$I_2''(x) = (U_1'(x) - U_2'(x))\frac{w}{R^*}, \tag{2.12}$$

où les $U_i'(x)$ sont définis par les relations (2.8) et (2.9). En substituant ces deux expressions dans (2.12) et en utilisant $I_1(x) = I_2(x) - I_0$, on obtient

$$I_2''(x) - \left[\frac{\rho_1}{R^* t_1} + \frac{\rho_2}{R^* t_2}\right] I_2(x) = -\frac{\rho_1}{R^* t_1} I_0 \tag{2.13}$$

$$\Rightarrow I_2''(x) - \left[\kappa_1^2 + \kappa_2^2\right] I_2(x) = -\kappa_1^2 I_0 \tag{2.14}$$

$$\Rightarrow I_2''(x) - K^2 I_2(x) = -\kappa_1^2 I_0 \tag{2.15}$$

où les $\kappa_i^2 = \frac{\rho_i}{R^* t_i}$ et $K^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2$. Cette dernière équation peut être résolue en posant les bonnes conditions aux frontières. Comme le courant est injecté dans la couche 1 en $x = 0$, on a que $I_2(0) = 0$, ce qui définit la première condition frontière. La seconde condition frontière suppose que le ratio des courants $I_1(x)/I_2(x)$ est proportionnel à l'inverse du ratio des résistivités par unité de longueur $\rho_i/(wt_i)$ à $x \to \infty$. Autrement dit, le courant va se distribuer entre les deux couches selon leur résistivité, similairement à deux résistances en parallèle. Cette condition s'écrit

$$\lim_{x\to\infty} \frac{I_1(x)}{I_2(x)} = \left(\frac{\rho_1/(wt_1)}{\rho_2/(wt_2)}\right)^{-1} = \frac{\kappa_2^2}{\kappa_1^2}. \tag{2.16}$$

En éliminant $I_1(x)$ en utilisant (2.6), on obtient la seconde condition frontière :

$$\lim_{x\to\infty} I_2(x) = \left(\frac{\kappa_1}{K}\right)^2 I_0. \tag{2.17}$$

En utilisant (2.17) ainsi que la première condition frontière, la solution pour $I_2(x)$ est donnée par

$$I_2(x) = \left(\frac{\kappa_1}{K}\right)^2 I_0 \left(1 - e^{-Kx}\right). \tag{2.18}$$

Dans le cas où la résistivité du supraconducteur est $\rho_2 = 0$ ($K = \kappa_1$), la solution devient

$$\begin{cases} I_2(x) = & I_0 \left(1 - e^{-\kappa_1 x}\right) \\ I_1(x) = & I_0 - I_2(x) = I_0 e^{-\kappa_1 x} \end{cases} \tag{2.19}$$

où la variable κ_1 est définie comme étant λ^{-1}. On obtient finalement la relation qui relie la

longueur de transfert λ à R^*, soit

$$\lambda = \left(\frac{R^* t_1}{\rho_1} \right)^{1/2}. \tag{2.20}$$

Ce modèle simple, en 1-D, montre que le courant décroît exponentiellement dans la couche de stabilisation avant de transférer complètement dans la couche supraconductrice. Aussi, on note que, mathématiquement parlant, λ est définie comme la distance requise pour que le courant diminue d'un facteur e^{-1}.

2.6 Accélération de la NZPV

2.6.1 Stratégies classiques afin d'accélération de la NZPV

L'*architecture CFD* (pour *current flow diverter*) est le sujet central de cette thèse. Le développement de cette architecture a été motivé par la stratégie d'augmenter la NZPV des rubans HTS de seconde génération afin de faciliter leur protection lors de l'apparition de points chauds. En effet, lors de la mise en opération de rubans HTS, il n'est pas rare que des zones normales apparaissent (points chauds). Afin de limiter la température maximale de ces points chauds, la détection de la zone normale doit être effectuée le plus rapidement possible. La technique classique de détection est une mesure directe de la tension électrique aux bornes du ruban. En effet, la dissipation de la zone normale crée une différence de potentiel qui augmente avec la longueur de la zone normale. Ainsi, en augmentant la NZPV, on augmente la vitesse avec laquelle cette tension augmente. Au-delà d'un certain seuil v_{seuil}, le courant est coupé afin de limiter la chaleur générée et donc, la température maximale du point chaud. L'augmentation de la NZPV a donc deux avantages, soit 1) de diminuer la densité d'énergie moyenne dissipée dans le ruban, ainsi que 2) d'atteindre la tension v_{seuil} rapidement, afin que le système de protection se déclenche rapidement.

La solution triviale afin de protéger les rubans des points chaud est typiquement d'augmenter l'épaisseur de la couche de stabilisation afin d'augmenter la masse thermique et réduire la température maximale atteinte lors d'un quench [40]. Évidemment, en augmentant la couche de stabilisation, il est possible d'atteindre la cryostabilité (en considérant le critère de Stekly) ce qui assure une disparition uniforme du point chaud. Néanmoins, tel que mentionné plus tôt, épaissir le ruban réduit nécessairement la densité de courant J_{eng} dans le ruban, ce qui réduit le principal avantage des rubans supraconducteurs, soit leur densité de courant élevé. Avant de décrire l'*architecture CFD* en détails, résumons d'abord les stratégies classiques envisagées afin d'accélérer la NZPV.

Une stratégie proposée dans la littérature est de connecter électriquement le supraconducteur au substrat ponctuellement le long du ruban [41,42]. Lors d'un quench, le courant est redirigé dans le substrat (au lieu de la couche de stabilisation) par l'entremise de contacts ponctuels entre la couche de stabilisation et le substrat sur les bords du ruban, ce qui augmente la densité de courant localement par concentration de courant. D'après les auteurs, l'augmentation de la densité de courant force le quench à ces endroits, ce qui a pour effet d'accélérer la propagation de la zone normale.

Une autre stratégie est d'accélérer la NZPV en utilisant un substrat de saphir au lieu d'un ruban métallique. Il a été montré que, grâce à sa conductivité thermique élevée dans l'azote liquide, le saphir accélère la NZPV comparativement à un substrat métallique [43–45]. De plus, il a aussi été montré qu'il est possible de croître du $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ avec une densité de courant élevée sur un substrat de saphir flexible, ce qui permettrait en théorie de fabriquer des électro-aimants. Néanmoins, le coût élevé du saphir reste un frein à leur utilisation. Aussi, l'épaisseur de saphir requise pour assurer une masse thermique adéquate du substrat rend ce dernier peu flexible, ce qui peut nuire à la fabrication de bobines.

2.6.2 L'*architecture uniforme*

Plus récemment, Levin *et al.* montre théoriquement qu'en augmentant la résistance d'interface entre la couche supraconductrice et la couche de stabilisation, il est possible d'accélérer la NZPV [46, 47]. Cette approche marque le début des travaux qui ont porté cette thèse. Un premier résultat suivant la publication de Levin fut la démonstration expérimentale, par Lacroix *et al.* de l'augmentation de 2 ordres de grandeur de la NZPV dans des rubans HTS commerciaux par l'augmentation de R^* de 3 ordres de grandeur [48]. Il est montré que R^* peut être augmentée en exposant le HTS à l'air ambiant. En effet, le HTS réagit avec le CO_2 et les vapeurs d'eau de l'air en générant une couche amorphe à sa surface, augmentant ainsi R^* [49]. L'exposition du HTS se fait par simple gravure de la couche de stabilisation (argent), suivie d'une exposition à l'air libre, et enfin du dépôt d'une nouvelle couche d'argent. Lorsque cette couche est complètement gravée, cela crée une interface résistive uniforme sur toute la largeur du ruban entre le HTS et la nouvelle couche de stabilisation. Pour cette raison, cette architecture se nomme l'*architecture uniforme*.

2.6.3 L'*architecture CFD*

Malheureusement, l'*architecture uniforme* a le désavantage de générer beaucoup de chaleur lors du passage du courant à travers l'interface résistive, lors de l'injection du courant dans le ruban par exemple. Afin de limiter cette génération de chaleur, Lacroix et Sirois proposent

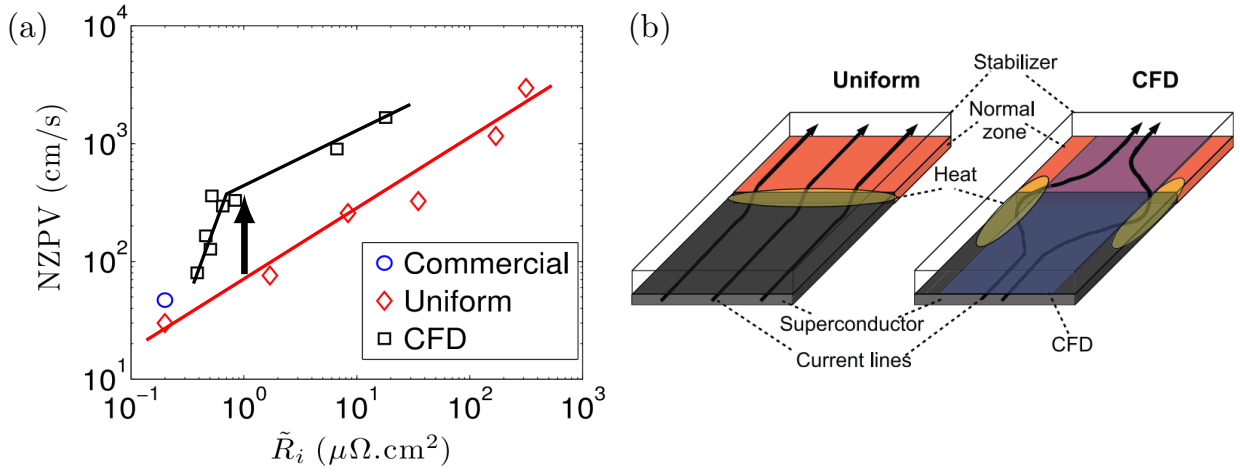

Figure 2.15 Mesures expérimentales de la NZPV pour les *architectures uniformes* et CFD pour différentes résistances d'interface. À noter qu'ici $\tilde{R}_i = R^*$. La couche bleutée transparente dans la figure de droite représente une résistance d'interface élevée. Adapté de Lacroix *et al.* [50].

l'architecture nommée CFD pour *current flow diverter* [50, 51]. Cette architecture permet d'augmenter la NZPV tout en conservant une résistance d'interface assez faible afin de limiter la génération de chaleur lors de l'injection du courant. La figure 2.15a montre l'augmentation de la NZPV d'environ un ordre de grandeur par rapport à l'*architecture uniforme* pour une résistance d'interface relativement basse ($R^* = 10^0$ $\mu\Omega$.cm^2). Cette architecture est similaire à l'*architecture uniforme*, à la différence qu'une résistance d'interface élevée est présente au centre du ruban (sur le sens de la largeur), tandis qu'une résistance d'interface faible est conservée sur les bords du ruban, voir la figure 2.15b. Les flèches sur la figure représentent les lignes de courant, montrant le chemin qu'emprunte le courant lorsqu'une zone normale apparaît. On voit que le courant contourne la couche de haute résistance (en bleu sur la figure) afin d'atteindre la couche de stabilisation, ce qui engendre une concentration du courant sur les bords (en jaune sur la figure). On appelle CFD, i.e. *current flow diverter*, cette zone de haute résistance qui force le courant à la contourner. Récemment, cette architecture de ruban a été retenue dans le projet européen FASTGRID [1] [45]. Ce projet a pour but d'améliorer/optimiser les rubans supraconducteurs à haute température critique de deuxième génération afin de les incorporer dans l'appareillage des réseaux électriques.

Il est montré que l'augmentation de la NZPV est due au fait que cette architecture allonge la CTL. En effet, Levin *et al.* montrent que la NZPV est proportionnelle à la valeur maximale

1. Projet Européen FASTGRID

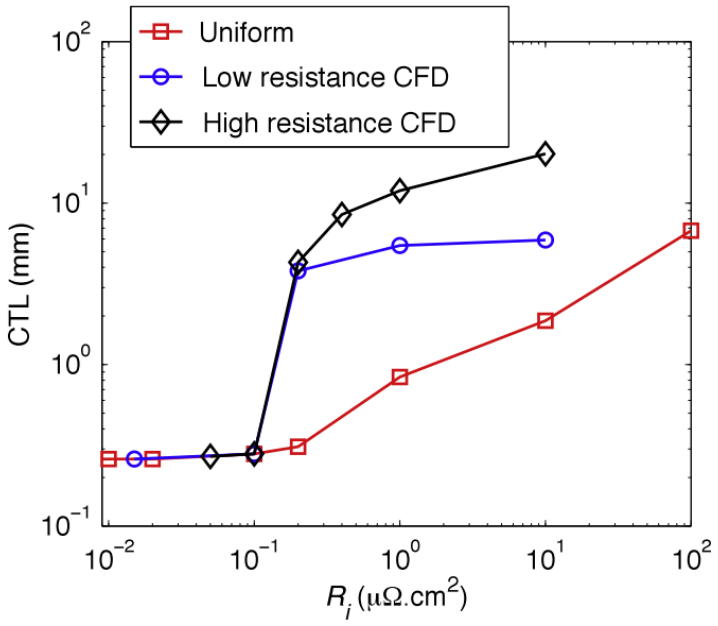

Figure 2.16 Effet des différentes architectures de rubans supraconducteurs sur la longueur de transfert du courant (CTL) en fonction de la résistance d'interface (ici $R_i = R^*$), calculé par simulation. Adapté de Lacroix *et al.* [51].

entre la CTL et la longueur de diffusion thermique [46]. Ils montrent que dans le cas d'une *architecture uniforme* avec une résistance d'interface élevée, la CTL domine la longueur de diffusion thermique. Il a été montré par simulation que la CTL est bel et bien augmentée par rapport à l'*architecture uniforme* à basse résistance d'interface ($R^* \approx 10^0$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$), comme le montre la figure 2.16.

La réalisation de cette architecture est facilement accomplie en laboratoire, mais plus difficilement réalisable par un manufacturier. En effet, l'exposition du HTS à l'air puis la réalisation du second dépôt d'une couche de stabilisation, ajoutent plusieurs étapes en plus comparativement à un procédé standard où toutes les couches sont déposées en une seule séquence. Cette problématique est d'ailleurs abordée au chapitre 4.

2.7 La simulation du quench d'un ruban HTS de seconde génération

La modélisation numérique est reconnue comme un outil puissant afin d'étudier les propriétés électromagnétiques et thermiques des rubans HTS de seconde génération. Afin d'étudier les propriétés électromagnétiques, les formulations les plus fréquemment utilisées sont les formulations en H, en E, en A-V et en $\mathcal{T}$-Ω [52]. Ces formulations servent toutes à résoudre

les équations de Maxwell sous différentes formes mathématiques afin, entre autres, d'obtenir la distribution du courant. Ces équations sont typiquement résolues par éléments finis afin de pouvoir considérer des géométries plus ou moins complexes. Ces formulations sont particulièrement adaptées aux calculs de pertes AC, par exemple [53].

Lorsqu'on veut étudier des phénomènes dominés par la thermique, comme la propagation de la zone normale, des formulations ne faisant pas intervenir le champ magnétique peuvent être utilisées. En effet, en supposant que la résistance augmente abruptement lors de l'apparition d'une zone normale dans un ruban HTS, cela augmente le coefficient de diffusion magnétique [54]. En assumant que la diffusion magnétique est supérieure à la diffusion thermique, on dira que le processus est dominé par le processus le plus lent, soit la diffusion thermique. Cette thèse utilise un modèle de simulation qui considère uniquement les effets électrothermiques et non pas magnétiques afin d'étudier tout ce qui entoure la propagation de la zone normale (le quench). Le modèle utilisé résout le potentiel électrique V et la température T de façon couplé. Les détails du modèle sont décrits dans la section méthodologie (chapitre 3).

CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE

Ce chapitre se divise en trois sections. La première section a pour but de décrire les différents traitements de microfabrication que subissent les échantillons de rubans HTS. Ces traitements sont utilisés à deux fins : soit pour générer différentes architectures de rubans, afin d'augmenter leur NZPV, soit pour préparer ces échantillons avant de les caractériser. La deuxième section décrit les montages utilisés pour la caractérisation des échantillons. Finalement, la dernière section décrit la géométrie et les équations utilisées dans la simulation d'un quench résolu à l'aide de la méthode des éléments finis.

Avant de débuter la première section, un tableau récapitulatif de la méthodologie expérimentale utilisée dans les articles 1 (chap. 4), 2 (chap. 5), 3 (chap. 6) et 4 (chap. 7) est présenté à la figure 3.1. De façon générale, la méthodologie débute par un ou plusieurs procédés de microfabrication, suivi par des techniques de caractérisation. Chaque terme utilisé dans le tableau fait référence à un procédé ou une technique décrite plus en détail dans les sections subséquentes de ce chapitre.

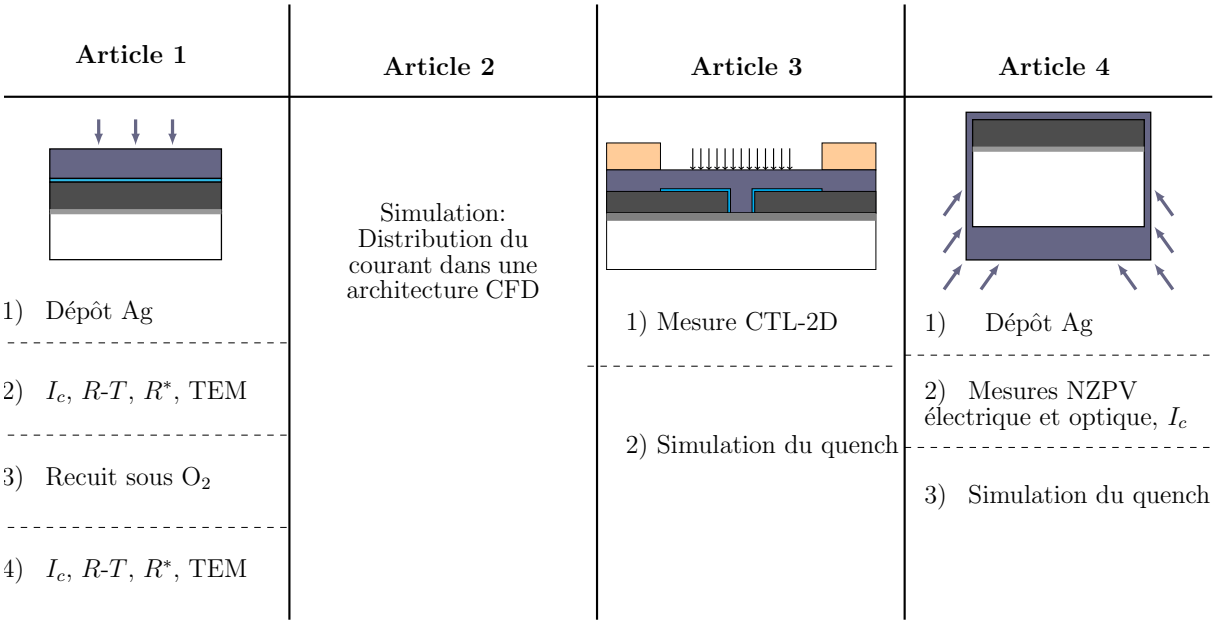

Figure 3.1 Récapitulatif de la méthodologie expérimentale pour les articles 1, 2, 3 et 4. Le chapitre 2 est le seul qui ne comporte pas de volet expérimental.

3.1 Procédés de microfabrication

3.1.1 Déposition d'argent par pulvérisation cathodique

Trois procédés de microfabrication ont été majoritairement utilisés durant cette thèse. Le premier procédé est la déposition d'argent sous forme de couche mince. Pour ce faire, la technique de pulvérisation cathodique magnétron est utilisée. Cette technique consiste en la vaporisation d'une "cible", c'est-à-dire le matériau destiné à être déposé, par bombardement d'ions d'argon générés dans un plasma. Un magnétron est utilisé afin de générer un champ magnétique qui permet de concentrer le plasma proche de la cible. En effet, le magnétron emprisonne les électrons autour de ses lignes de champ afin d'optimiser la collision de ceux-ci avec le gaz et ainsi générer plus d'ions proches de la cible. Les atomes vaporisés de la cible sont projetés sur un substrat (échantillon) afin de faire croître une couche mince.

La pulvérisation a été effectuée dans la salle blanche de Polytechnique Montréal, dans une chambre où on effectue des dépôts par pulvérisation, mais aussi par e-beam et par évaporation. Après calibration, ce système peut déposer des couches minces avec une précision de 50 nm. Le système consiste en une chambre de déposition dans laquelle on place notre substrat tel que montré à la figure 3.2. Un disque de 10,16 cm (4 pouces) de diamètre d'argent pur est utilisé comme cible. Un gaz d'argon est injecté à l'intérieur de la chambre de déposition à un flux typique de 15 sccm (sccm = *standard cubic centimeters per minute*). La pression du gaz est maintenue à une pression constante par une valve papillon à une pression de 10 mTorr. La pression doit être assez élevée afin d'obtenir une densité de gaz suffisante pour maintenir le

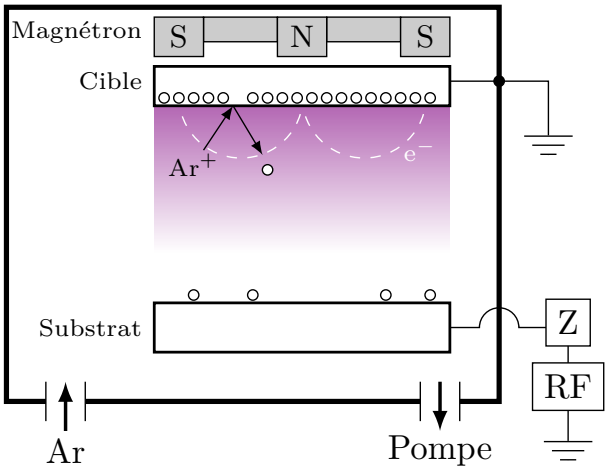

Figure 3.2 Montage de la pulvérisation magnétron RF. Le symbole "Z" représente le circuit d'adaptation d'impédance (impedance matching).

plasma. Néanmoins, la pression doit être assez faible pour maximiser le libre parcours moyen, et donc minimiser le nombre de collisions lors de la déposition des atomes vaporisés.

Un plasma est généré dans la chambre entre le substrat et la cible par l'application d'une haute tension. Pour toutes nos dépositions, la source utilisée est une source RF à la fréquence de 13.56 MHz. Afin de transmettre un maximum de puissance à la chambre de déposition, un circuit d'adaptation d'impédance (représenté par le symbole "Z" sur la figure 3.2) est utilisé afin de réduire au maximum la puissance réfléchie vers la source RF. Les sources RF sont typiquement utilisées en pulvérisation afin de déposer des matériaux isolants puisqu'ils n'accumulent pas de charge. Pour nos dépôts d'argent, il n'est pas nécessaire d'utiliser une source RF, mais nous avons obtenu de meilleurs résultats comparativement à l'utilisation d'une source de tension DC. La puissance de la source RF est fixée à 100 W pour la majorité des dépôts. En utilisant ces paramètres, un taux d'environ 20 nm/min est obtenu.

Afin de vérifier la qualité des couches déposées, la résistivité de l'argent déposé a été mesurée sur quatre échantillons. La mesure a été prise sur 4 lamelles de verre placées proche des échantillons dans la chambre de déposition durant la déposition de couches d'épaisseur t_{Ag} entre 0,65 μm et 1,93 μm. Une mesure 4 pointes a été réalisée sur chaque lamelle refroidie à une température de 20 °C. La résistivité est calculée en utilisant l'expression

$$\rho = G\frac{V}{I} \tag{3.1}$$

où G est un facteur géométrique égal à $\pi t_{\mathrm{Ag}}/\ln(2)$ lorsque $t_{\mathrm{Ag}}/s \ll 1$ (où $s = 1.6$ mm est la distance entre chaque pointe) ce qui est notre cas [55]. La résistivité moyenne des quatre échantillons était égale à $1.81 \cdot 10^{-8}$ Ω.m. Cette valeur est proche de la valeur dans la littérature qui est de $1.59 \cdot 10^{-8}$ Ω.m.

3.1.2 Gravure chimique

Le deuxième procédé de microfabrication utilisé est la gravure chimique. Deux solutions ont été utilisées afin de graver l'argent et le REBaCuO. La solution pour graver l'argent est composée de peroxyde (H_2O_2), d'ammoniaque (NH_4OH ou NH_3(aqueux)) et d'eau (H_2O) dans une proportion 1:1:4 (volumique) [56]. Cette solution grave l'argent sélectivement en attaquant très faiblement le REBaCuO. Un exemple de rubans HTS où l'argent a été gravé au centre du ruban est présenté à la figure 3.3a. Cette gravure a servi à la réalisation de l'*architecture CFD*. La gravure est faite typiquement sur 90% de la largeur du ruban. Les extrémités du ruban ne sont pas gravées afin de laisser environ 1 cm de libre pour connecter les électrodes d'injection du courant. Du ruban de Kapton est utilisé afin de masquer les

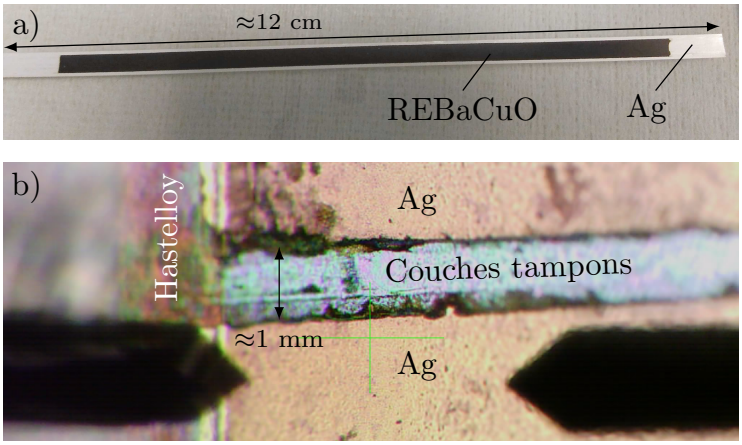

Figure 3.3 a) Example d'un échantillon de ruban HTS où la couche d'argent a été gravée au centre pour la réalisation d'une *architecture CFD*. b) Example d'un ruban HTS où le REBaCuO a été gravé sur la largeur du ruban.

zones où l'argent ne doit pas être gravé. Le taux de gravure de l'argent a été mesuré expérimentalement sur des rubans de HTS avec différentes concentrations de solution de gravure. L'épaisseur d'argent gravé est mesurée avec un profilomètre (Dektak). Ici, nous définissons la concentration de la solution comme le ratio des volumes de NH_4OH ($\mathcal{V}_{\text{am.}}$) et de H_2O ($\mathcal{V}_{\text{eau}}$). Le volume de H_2O_2 est égal au volume de NH_4OH. Le taux de gravure t_g est donné par $t_g\,[\mu\text{m/min}] = 19.06\left(\frac{\mathcal{V}_{\text{am.}}}{\mathcal{V}_{\text{eau}}}\right) - 0.92\ \mu\text{m/min}$.

La solution utilisée pour graver le REBaCuO est simplement de l'acide phosphorique (H_3PO_4) dilué avec de l'eau selon une proportion de 1:1. À cette concentration, le taux de gravure selon [57] est d'environ $t_g = 1\ \mu$m/s. De la même façon que ci-dessus, le ruban de Kapton est utilisé comme masque. Un exemple d'un échantillon où l'argent puis le REBaCuO ont été gravés est montré à la figure 3.3b.

3.1.3 Recuit sous oxygène

Le dernier procédé de microfabrication utilisé dans cette thèse est le recuit sous oxygène. Pour se faire, l'échantillon est placé dans un porte-échantillon constitué d'un tube de métal fermé hermétiquement avec un bouchon troué, relié à un tube qui permet de laisser entrer de l'oxygène gazeux, voir la figure 3.4. Une pompe mécanique est utilisée afin de purger le gaz contenu initialement dans le tube et s'assurer qu'il ne contienne que de l'oxygène. Le tube est placé au centre d'un four, à côté d'un thermocouple. Le four est chauffé à l'aide de filaments alimentés par une tension de 120 V alternatif (prise murale). Sa température est contrôlée par un relai, qui s'ouvre ou se ferme, selon la commande d'un régulateur PID implémenté

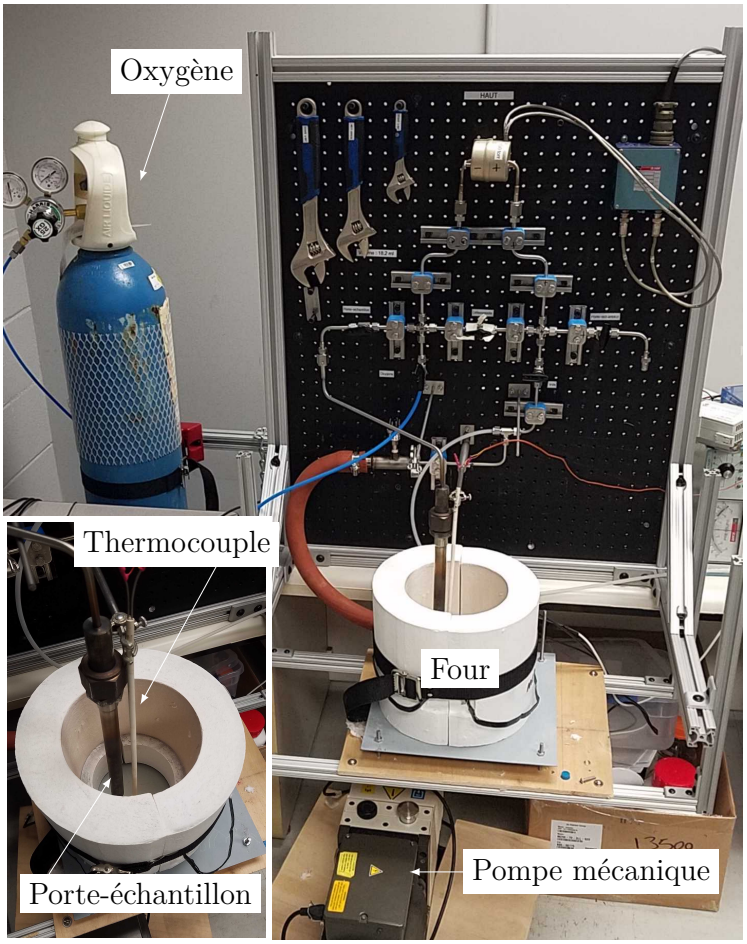

Figure 3.4 Montage expérimental du four dans lequel sont réalisés les recuits sous oxygène (montage réalisé par Jonathan Bellemare).

dans le logiciel Labview. Le programme permet de réaliser différents profils de recuits. La pente montante et la température à maintenir sont gérées par le régulateur PID. La pente montante est normalement réglée à une valeur entre 10 et 20 °C/min. La pente descendante n'est pas contrôlée par le programme. Le refroidissement est naturel et inférieur à 10 °C/min, ce qui est assez "lent" pour minimiser la dégradation des rubans HTS. Effectivement, Ekin recommande de refroidir les échantillons à un taux inférieur à 50 °C/min afin de limiter la dégradation du REBaCuO par ce qu'on appelle l'*oxygen disorder*, i.e. un mécanisme relié à une mauvaise disposition des atomes d'oxygène dans la maille cristalline [58]. En effet, la diminution de la température critique est obervée dans le REBaCuO lorsque l'échantillon est recuit à haute température (>500 °C) puis refroidit rapidement [59]. Ceci vient du fait qu'à l'équilibre, la fraction d'atomes d'oxygène dans la maille diminue au fur et à mesure que la température augmente. Cette diminution commence à être observée à partir de 450 °C,

toujours à 1 atm d'oxygène. En refroidissant assez lentement, l'oxygène est absorbé afin d'augmenter la fraction d'oxygène, jusqu'à remplir quasi complètement les chaînes de CuO.

3.2 Techniques de caractérisation

3.2.1 Mesure électrique de la NZPV et du courant critique (I_c)

Afin de mesurer la vitesse de propagation de la zone normale (NZPV), une source de courant pulsé a été développée à Polytechnique Montréal dans le laboratoire de Frédéric Sirois. Ce montage cumule plusieurs années de développement.

La source de courant pulsé inclut principalement une banque de supercondensateurs [1] C_{sup}, une source de courant contrôlée et un porte-échantillon, comme on le voit sur la figure 3.5a. Ces supercondensateurs à haute capacité (83 Farads) sont utilisés afin d'obtenir un faible bruit dans le signal de sortie. Ils sont chargés par une source de tension V, puis partiellement déchargés très rapidement ($\approx$ 10 ms) par une source de courant contrôlée, composée de transistors de puissance de type MOSFET. Ces transistors servent à fixer la valeur du courant et la durée du pulse. Le courant maximal que ces transistors peuvent délivrer est déterminé par un compromis entre le temps du pulse et l'intensité du courant pour une tension fixe, voir la figure A.1 l'annexe A. Plus le temps du pulse est court, plus la valeur du courant maximal possible est élevée. Typiquement, pour un condensateur chargé à 20 V, un pulse de courant de 100 A pourra être effectué pendant 10 ms. Afin d'obtenir de plus forts courants pulsés, plusieurs de ces transistors sont connectés en parallèle. La version 2.0 de la source contrôlée est présentée à la figure 3.5c. Elle inclut 16 transistors en parallèle, ce qui permet de délivrer théoriquement 1600 A pendant 10 ms. Le courant est déterminé par la mesure de la tension aux bornes d'une résistance calibrée R_{sh} de 500 $\mu\Omega$ (appelée *shunt*). Une deuxième version de la source contrôlée (version 3.0) a été réalisée et inclut un redesign du circuit, ainsi qu'un panneau de contrôle à l'avant, voir figure 3.5.

La raison pour laquelle nous utilisons une source de courant pulsé plutôt qu'une source de courant DC, c'est pour limiter l'énergie totale injectée dans l'échantillon. En effet, dans le cas d'une mesure de la NZPV, le ruban supraconducteur devient résistif (quench), ce qui peut endommager le ruban dans le cas où la température est trop élevée localement. En limitant le temps du pulse de courant, il est possible d'injecter de forts courants tout en limitant l'énergie injectée dans l'échantillon [60, 61].

Les conditions d'opération extrêmes qu'imposent les rubans supraconducteurs, comme les basses températures et les forts courants, engendrent plusieurs contraintes au niveau du porte-

1. Banque de supercondensateurs (48 V, 83 Farads), de la compagnie Maxwell.

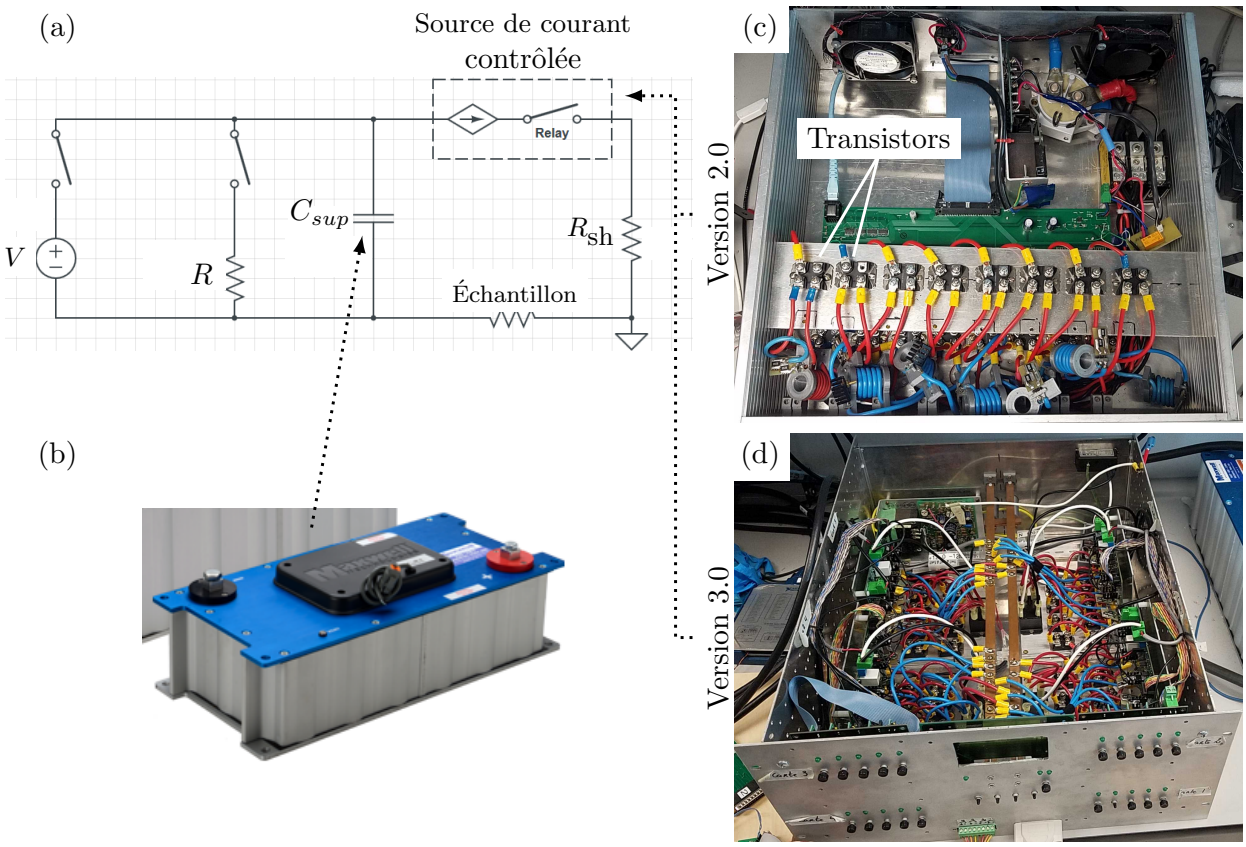

Figure 3.5 (a) Schéma du circuit général de la source de courant pulsé. La résistance nommée "échantillon" représente un ruban supraconducteur. (b) Banque de supercondensateurs (48 V, 83 Farads) chargée avec la source de tension. Deux sources de courant contrôlées disponibles soit la source (c) version 2.0 et (d) version 3.0. La conception et la réalisation de ces sources a été réalisée par Lucile Moret.

échantillon. Un exemple de porte-échantillon utilisé pour les mesures NZPV est présenté à la figure 3.6a et est schématisé sur la figure 3.6b. Il est fait de cuivre et d'un laminé de résine phénolformaldéhyde. Ce laminé a été choisi afin d'accommoder la contraction thermique des rubans HTS. L'échantillon est maintenu sur le laminé à l'aide de blocs de cuivre. Le courant est injecté par ces blocs de cuivre pressés sur l'échantillon avec une feuille d'indium. L'indium sert à minimiser la résistance de contact entre le cuivre et l'échantillon, afin de limiter la génération de chaleur due aux forts courants électriques.

Dans ce porte-échantillon, les mesures de tension sont effectuées à l'aide d'une série de *pogo pins*[2] insérées dans une pièce de plastique PLA réalisée avec une imprimante 3-D, voir l'image dans le coin en haut à gauche de la figure 3.6a. Les *pogo pins* sont espacées de 2.5 mm. Ces

2. Pogo pins BIP-8 de la compagnie ECT.

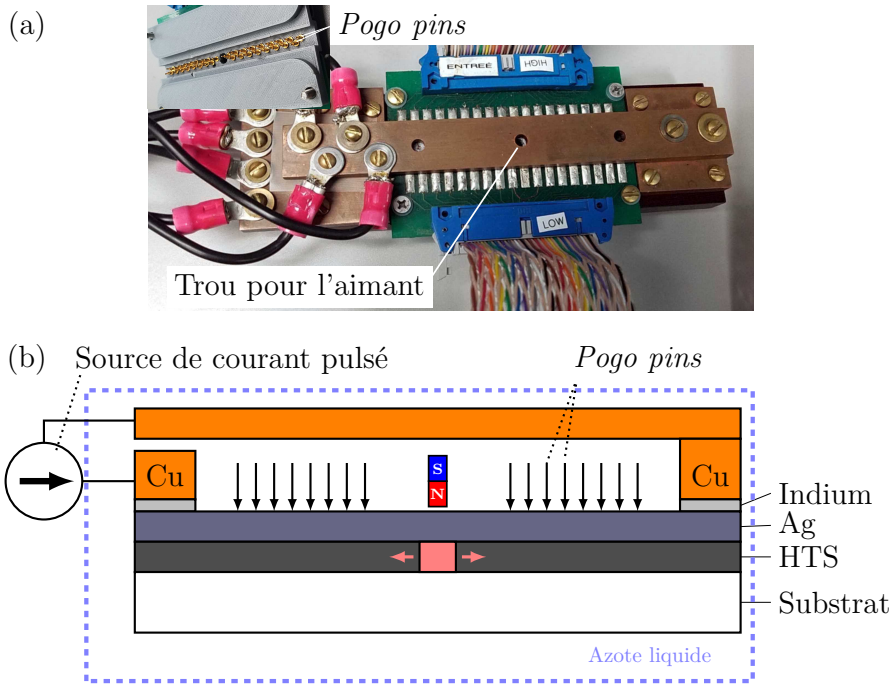

Figure 3.6 Montage expérimental pour la mesure de la NZPV et de I_c. (a) Porte-échantillon pour échantillon de 12 cm de long (mesure NZPV et I_c). Les mesures de tension sont des *pogo pins* pressées contre l'échantillon. (b) Schéma du montage durant la mesure de la NZPV. Une zone normale est dessinée en rouge dans la couche de supraconducteur et des flèches rouges montrent sa direction de propagation. Les flèches du schéma représentent les *pogo pins* (mesures de tension). Le tout est placé dans un bain d'azote liquide.

pogo pins sont pressées contre l'échantillon afin de prendre des mesures de tension électrique en divers emplacements successifs le long de l'échantillon. Ces *pogo pins* sont connectées à deux PCB, puis connectées à une carte d'aquisition [3] reliée à un ordinateur qui permet d'enregistrer jusqu'à 40 entrées différentielles avec un taux d'échantillonnage de 1.25 MS/s et une résolution de 16 bits. Une attention spéciale a été portée aux fils connectés à ces PCB afin de minimiser la tension induite due au courant pulsé. En effet, d'après la loi d'induction de Faraday, la variation du flux magnétique à travers une boucle induit une tension. Les paires de fils connectées aux *pogo pins* sont donc torsadés.

Afin de mesurer la NZPV, une zone normale est produite dans la couche supraconductrice. à l'aide d'un aimant permanent (NdFeB) placé au centre de l'échantillon, tel qu'illustré par la figure 3.6b. L'aimant abaisse localement le courant critique de l'échantillon afin de générer une zone normale. Lorsque le courant est assez élevé (critère de Stekly), une zone normale se crée proche de l'aimant et se propage de part et d'autre de l'aimant. Ainsi, près de la zone

3. Carte d'acquisition DAQ PXI-6255 de National Instrument.

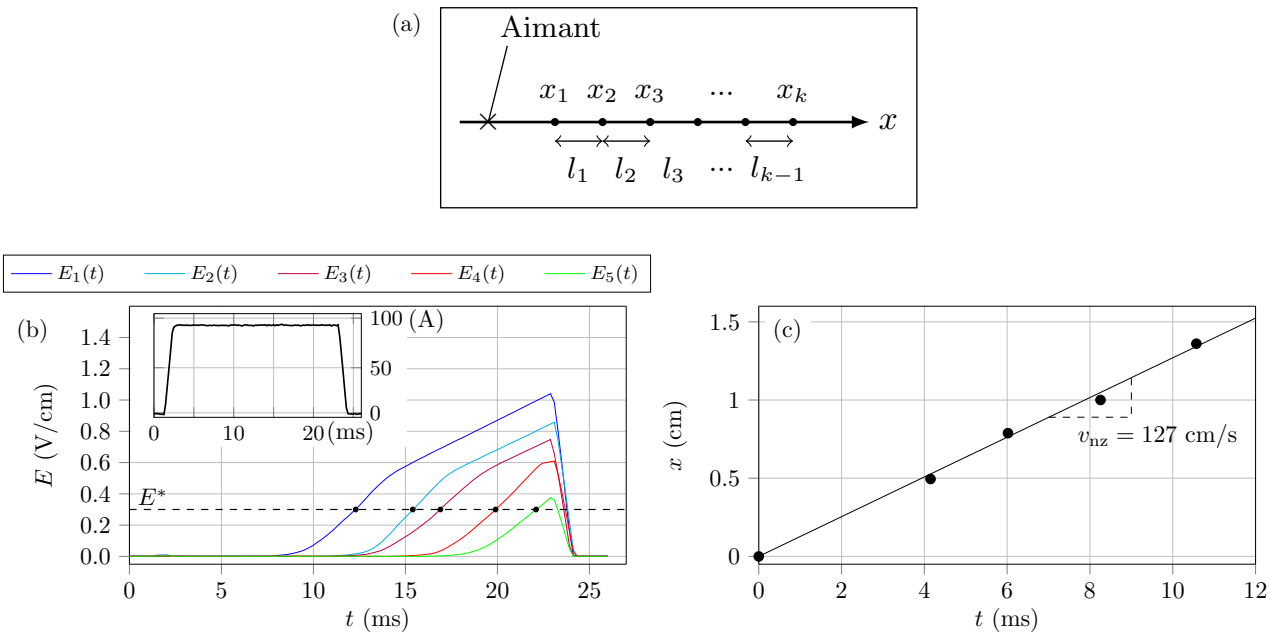

Figure 3.7 (a) Schéma de la position des mesures de tensions lors de la mesure de NZPV. (b) Résultats des mesures de tensions pendant la propagation d'une zone normale à 77 K. Le profile du courant injecté dans l'échantillon est montré dans le coin supérieur gauche. (c) Position de la zone normale (selon le critère E^*) en fonction du temps t_i^*.

normale, le courant transite dans la couche d'argent, ce qui engendre une chute de potentielle dans celle-ci. En plaçant des prises de potentiel électrique (tension) tout le long du ruban, il est ainsi possible de suivre l'évolution de la position de la zone normale.

La mesure débute par un pulse de courant dans l'échantillon à température ambiante. En mesurant la tension entre chaque paire de *pogo pins* successives, que l'on notera V_i, il est possible de calculer la distance l_i entre les *pogo pins*, puisque le courant circule seulement dans la couche d'argent, voir la figure 3.7a. En supposant que le champ électrique est constant à l'intérieur de cette couche, on défini le champ électrique moyen E_{tot} à partir de la différence de potentielle V_{tot} entre les deux *pogo pins* situés aux extrémités de l'échantillon (considérons k *pogo pins*). En considérant la position des *pogo pins* aux positions x_i sur la figure 3.7a, le champ E_{tot} est donné par

$$E_{\text{tot}} = \frac{V_{\text{tot}}}{x_n - x_0} = \frac{V_{\text{tot}}}{l_{\text{tot}}}. \tag{3.2}$$

En supposant que le champ électrique local V_i/l_i est égal au champ électrique moyen E_{tot}, et

en mesurant les V_i à température ambiante, les distances l_i sont données par

$$l_i = l_{\text{tot}} \frac{V_i}{V_{\text{tot}}}, \tag{3.3}$$

où l_{tot} doit être mesuré par l'utilisateur du montage. Une fois la mesure à température ambiante effectuée, le porte-échantillon est plongé dans l'azote liquide. En pulsant un courant assez élevé, une zone normale se développe et commence à se propager. Un exemple du champ électrique mesuré ($E_i(t) = V_i(t)/l_i$) par les mesures de tensions en fonction du temps t est présenté à la figure 3.7b. Afin de calculer la NZPV, un critère E^* est fixé afin de déterminer le moment t_i^* où la zone normale atteint une paire de *pogo pins*. Ce temps est défini par

$$E^* = E_i(t_i^*). \tag{3.4}$$

Notons que la position du front de la zone normale est considérée au centre des positions x_i et x_{i+1}. En d'autres termes, nous considérons que la zone normale est exactement entre x_i et x_{i+1} au temps t_i^*. Finalement, la position du front de la zone normale est tracée en fonction des temps t_i^*, tel que montré à la figure 3.7c. La distance entre chaque point selon x vaut dans ce cas $(l_i + l_{i+1})/2$. Finalement, la NZPV (v_{zn}) est obtenue avec la pente de cette droite.

Il est possible de mesurer le courant critique I_c en utilisant le même montage. Une courbe $E-I$ est obtenue en mesurant la tension entre les *pogo pins* aux extrémités et la tension aux bornes de R_{sh}. La courbe est modélisée en utilisant une loi de puissance telle que $E = E_c(I/I_c)^n$, où $E_c = 10^{-4}$ V/m est un critère arbitraire communément utilisé. En lissant une droite de la forme $\ln(E) = p_1 \ln(I) + p_2$, le courant critique est donné par $I_c = (E_c/e^{p_2})^{1/p_1}$.

3.2.2 Mesure optique de la NZPV

Il est possible de visualiser directement la propagation de la zone normale à l'aide d'une caméra haute vitesse. Cette mesure a été réalisée dans les laboratoires de l'ITEP au *Karlsruher Institute für Technologie*. Le porte-échantillon de cette mesure est similaire à celui de la section précédente, mais possède seulement une paire de prises de tension. Une source de courant pulsé injecte un courant dans un ruban HTS à l'aide de blocs de cuivre, tel que montré à la figure 3.8a. La caméra haute vitesse utilisée est une MEMRECAM HX de *NAC Image Technology* utilisant une lentille AF Micro-NIKKOR (60 mm f/2.8D). Le porte-échantillon est placé dans un bain d'azote liquide. Un anti-cryostat muni d'un hublot est placé dans ce bain de façon à positionner la caméra haute vitesse pour filmer la surface du ruban HTS, tel

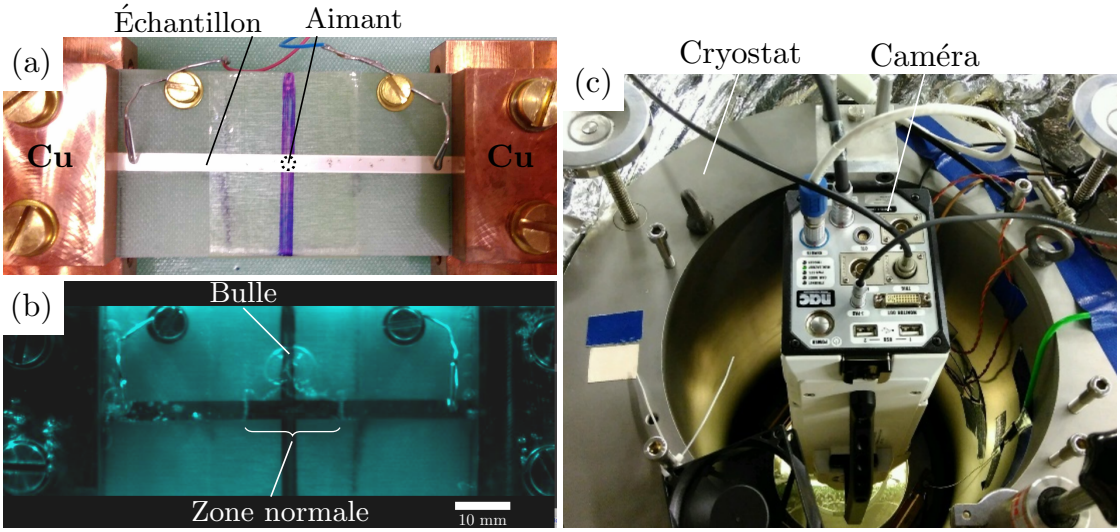

Figure 3.8 (a) Porte-échantillon pour la mesure optique de la NZPV. (b) Exemple d'image tirée d'une vidéo de la propagation de la zone normale prise avec une caméra haute vitesse. (c) Montage de la caméra haute vitesse dans l'anti-cryostat, qui la protège contre l'azote liquide

que montré à la figure 3.8c. La caméra est synchronisée avec la source de courant pulsée afin de démarrer l'enregistrement quelques millisecondes avant le début du quench. Un exemple d'image tirée d'une vidéo est présenté à la figure 3.8b. On y voit une zone normale se propager de part et d'autre de l'aimant (contraste plus sombre). On y voit aussi une bulle d'azote créé par la génération de chaleur à cet endroit.

3.2.3 La méthode delta

Dans les prochaines sections, nous présentons plusieurs méthodes de caractérisation qui nécessitent la mesure de faibles tensions électriques. Dans un tel cas, les plus grandes sources de bruits sont les tensions générées par l'effet thermoélectrique. Ces tensions sont majoritairement dues au fait que différents types matériaux sont connectés ensemble et sont à des températures différentes. Par exemple, la jonction de cuivre et d'oxyde de cuivre (Cu/CuO) possède un coefficient Seebeck de ≈1 mV/°C. En d'autres mots, une tension de 1 mV peut être générée lorsqu'une différence de 1 °C sépare une jonction Cu/CuO [62].

La méthode delta permet d'éliminer cet artefact de mesure. La méthode consiste à alterner la polarité de la source de courant, tel qu'illustré à la figure 3.9b, en même temps que l'on prend trois mesures de tension (V_{M1},V_{M2} et V_{M3}). L'erreur de mesure comporte deux composantes : d'abord une tension constante V_{TE}, découlant de l'effet thermoélectrique, puis une tension δV,

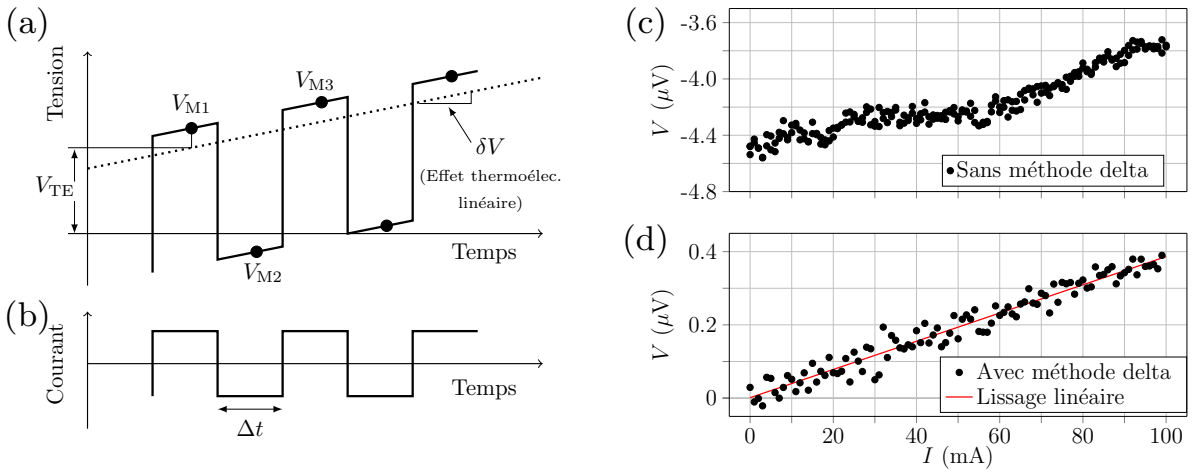

Figure 3.9 Mesure typique d'une tension faible à basse température, incluant les effets thermoélectriques. (a) Mesures de tensions avec (b) alternance de la polarité du courant dans le temps. Mesure typique de la tension entre une couche de supraconducteur et d'argent d'un ruban de supraconducteur c) sans et d) avec la méthode delta.

variant linéairement dans le temps. En effet, pour un temps assez court, la tension mesurée peut être approximée comme une fonction linéaire dans le temps [62]. En considérant trois mesures de tension V_{Mi} espacées de Δt, ces tensions sont exprimées comme

$$\begin{cases} V_{\mathrm{M1}} = V_1 + V_{\mathrm{TE}} + \delta V \cdot (0) \\ V_{\mathrm{M2}} = V_2 + V_{\mathrm{TE}} + \delta V \cdot \Delta t \\ V_{\mathrm{M3}} = V_3 + V_{\mathrm{TE}} + \delta V \cdot (2\Delta t) \end{cases} \tag{3.5}$$

où $V_1 = -V_2 = V_3 = V$ sont les valeurs de tensions que l'on veut obtenir. En résolvant ce système d'équations pour V, on parvient facilement à éliminer V_{TE} et δV afin d'obtenir

$$V = \frac{V_{\mathrm{M1}} + V_{\mathrm{M3}} - 2V_{\mathrm{M2}}}{4}. \tag{3.6}$$

Les figures 3.9c et 3.9d montrent un exemple d'une mesure V-I (supposée linéaire) prise sans et avec la méthode delta. Dans cet exemple, la tension thermoélectrique V_{TE} est de l'ordre de ≈ 4.4 μV. On voit ici que cette tension est un ordre de grandeur plus élevée que la tension V qui nous intéresse, et que sans la méthode delta, la mesure aurait été noyée dans le bruit.

3.2.4 Caractéristique resistance-température (*R-T*)

La mesure de résistance en fonction de la température (*R-T*) sert à caractériser la transition supraconductrice/normale d'un ruban HTS. La mesure consiste en une mesure 4 pointes, comme le montre la figure 3.10. Les pointes sont espacées d'une distance de 2 cm. L'échantillon est placé sur une lamelle de quartz sur laquelle est installée une diode au silicium calibrée (DT-670) [4] pour mesurer la température. La valeur de la température est lue à l'aide d'un contrôleur de température (*Lakeshore 331 temperature controller*). La lamelle de quartz permet d'éviter un court-circuit. La barre de cuivre, quant à elle, sert à uniformiser la température le long de l'échantillon, et le tout est placé à l'intérieur d'un tube de métal.

Le porte-échantillon est refroidi dans un bain d'azote liquide. Un courant de ±100 mA est injecté par les pointes aux extrémités, et la tension est mesuré entre les deux pointes du centre à l'aide d'un nanovoltmètre (*Keithley 2182A*). Le courant est alterné automatiquement suivant la méthode delta décrite plus tôt. Cette mesure est prise de façon répétitive au cours du temps, tout au long du réchauffement naturel de l'échantillon (évaporation progressive de l'azote liquide). L'isolation thermique autour du bain d'azote permet un réchauffement suffisamment lent pour que l'échantillon puisse être considéré à l'équilibre thermique à tout moment. En pratique, le réchauffement naturel entre 77 K et 285 K se fait en approximativement 4.5 h.

4. Diode au silicium calibrée DT-670 pour une fourchette de température entre 1.4 et 500 K.

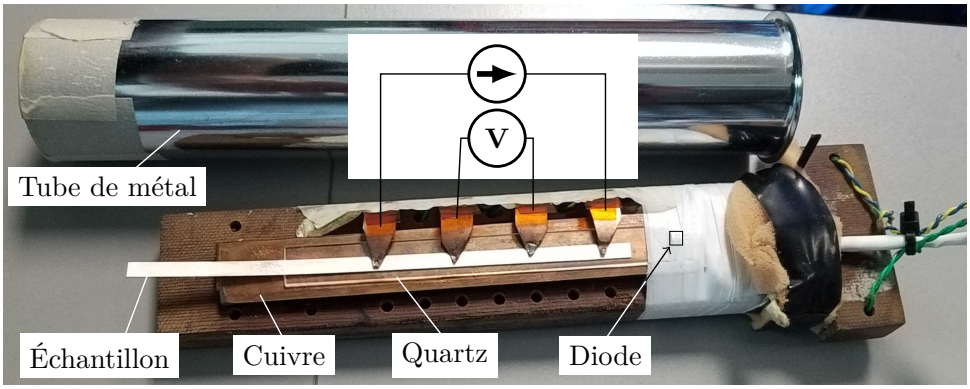

Figure 3.10 Montage de la mesure de la résistance en fonction de la température (courbe *R-T*).

3.2.5 Résistance d'interface (R^*)

La mesure de la résistance d'interface R^* entre l'argent et la couche de REBaCuO d'un ruban HTS, se fait en trois étapes. La première étape consiste à graver quatre sections de la couche d'argent sur un échantillon de ruban HTS de 5 cm, comme le montre la figure 3.11a. L'échantillon est découpé en deux morceaux 1 et 2.

La deuxième étape consiste à souder les deux morceaux bout à bout avec de l'indium pur, comme le montre la figure 3.11c. Pour se faire, les deux morceaux sont pressés ensemble et chauffés autour de 170 °C sur une plaque chauffante. Un reste d'indium est placé sur la plaque chauffante afin d'indiquer le moment où les morceaux doivent être retirés de la plaque. En effet, la fusion de l'indium à 157 °C indique que la soudure est complétée et que les morceaux peuvent être retirés. Cette technique permet de limiter le temps de l'échantillon sur la plaque chauffante afin d'éviter la désoxygénation.

La troisième étape consiste à injecter un faible courant ($I_0 \pm 100$ mA) selon la méthode delta, puis à prendre une mesure de tension entre V_a et V_b (figure 3.11c). Le montage expérimental de cette mesure est présenté à la figure 3.11d. Le porte-échantillon consiste en une pièce de PLA imprimé 3-D et deux blocs de G10 dans lesquels des *pogo pins* servent à prendre les mesures de tensions. La source de courant et le nanovoltmètre sont les mêmes appareils que dans la mesure R-T. La résistance d'interface est définie à partir de la définition de la résistance : $R\ (\Omega) = \rho d_{\mathrm{cr}}/S \rightarrow R^*\ (\Omega.\mathrm{cm}^2) = RS = \rho d_{\mathrm{cr}}$, où ρ, d_{cr} et S sont respectivement la résistivité, l'épaisseur de la couche résistive et l'aire de la couche résistive. La résistance totale R_{tot} traversée par le courant entre les points de mesure V_1 et V_2 est donnée par

$$R_{\mathrm{tot}}(\Omega) = R_{sc} + R^*/S_1 + R_{\mathrm{Ag}} + R_{\mathrm{In}} + R_{\mathrm{Ag}} + R^*/S_2 + R_{sc}, \tag{3.7}$$

où S_1, S_2, R_{sc} et R_{In} sont respectivement les aires des sections d'argent soudées sur les morceaux 1 et 2, la résistance du supraconducteur et la résistance de la soudure d'indium. En considérant les résistances R_s, R_{Ag} et R_{In} beaucoup plus faibles que R^*/S, la résistance d'interface est donnée par

$$R^*(\Omega.\mathrm{cm}^2) \approx \frac{R_{\mathrm{tot}}}{1/S_1 + 1/S_2} = \frac{(V_b - V_a)/I_0}{1/S_1 + 1/S_2}. \tag{3.8}$$

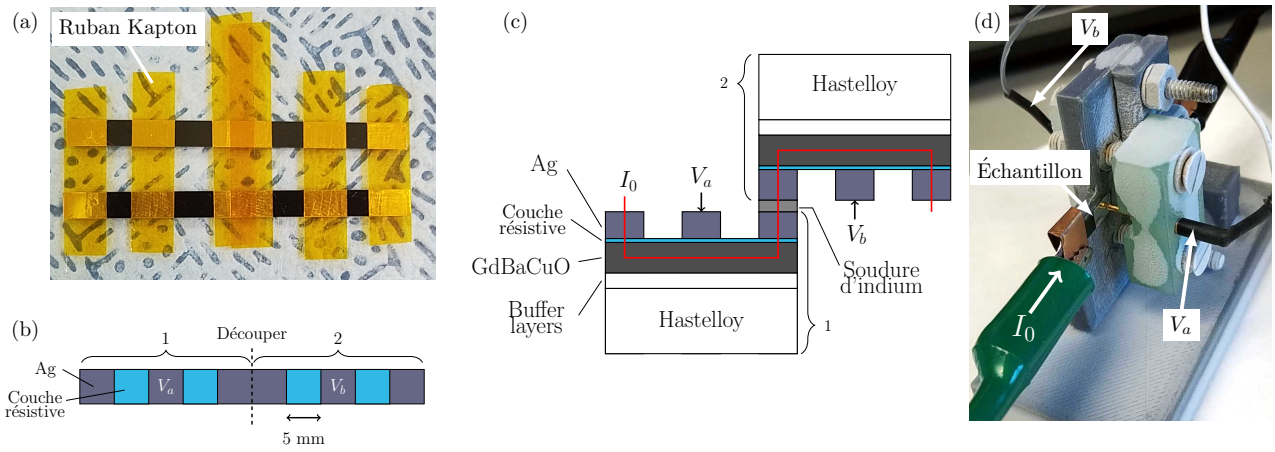

Figure 3.11 (a) Deux échantillons où l'argent a été gravé en préparation d'une mesure R^*. (b) Schéma d'un échantillon gravé. (c) Schéma du trajet du courant (en rouge) lors de la mesure de R^*. (d) Montage de la mesure R^*. L'injection du courant se fait via des pinces alligators, et la mesure de la tension se fait via deux *pogo pins*.

3.2.6 Mesure de la longueur de transfert de courant en 2-D (CTL-2D)

Un montage a été développé spécifiquement afin de caractériser la longueur de transfert du courant (CTL) dans des rubans ayant une *architecture CFD*. La mesure se fait en deux étapes. Une première étape consiste en une série de gravures présentées sur la figure 3.12. Une tranchée de longueur ≈ 1 cm, réalisée sur toute la largeur du ruban, est obtenue après deux étapes de gravures, jusqu'à atteindre le substrat (a1)-(a2). Par la suite, la couche d'argent est gravée afin d'exposer le supraconducteur (colorié en bleu sur la figure) afin de générer le CFD, voir la section de l'échantillon sur la figure 3.12a3 et la vue du dessus sur la figure 3.12b. L'échantillon est complété après la déposition de 1 à 2 μm d'argent par pulvérisation du côté du supraconducteur, voir la figure 3.12a4.

La deuxième étape consiste à mesurer la tension électrique à la surface de l'échantillon à l'aide de matrices de *pogo pins*[5] (4 matrices de 3×10 *pogo pins* pour un total de 120 *pogo pins*) connectées à un PCB, voir la figure 3.12c. La distance entre chaque *pogo pin* est de 1 mm. Le courant est injecté à l'aide de blocs de cuivre, et les *pogo pins* mesurent la tension de part et d'autre de la tranchée, comme le montre la figure 3.12d. Encore une fois, l'échantillon est plongé dans un bain d'azote liquide, et la mesure de la tension est effectuée selon la méthode delta à chaque *pogo pin*. Afin d'automatiser la mesure des 120 *pogo pins*, celles-ci ont du être connectés en parallèle à 8 multiplexeurs[6] 16:1 (128 entrées), les sorties de ces

5. Numéro de produit : MLPI-30-4-L-SMT, acheté chez MPS Terminal Industrie Electronic GmbH, Bergfeldstrasse 11.

6. Multiplexeur 16:1 sur puce : MUX36S16 de Texas Instruments

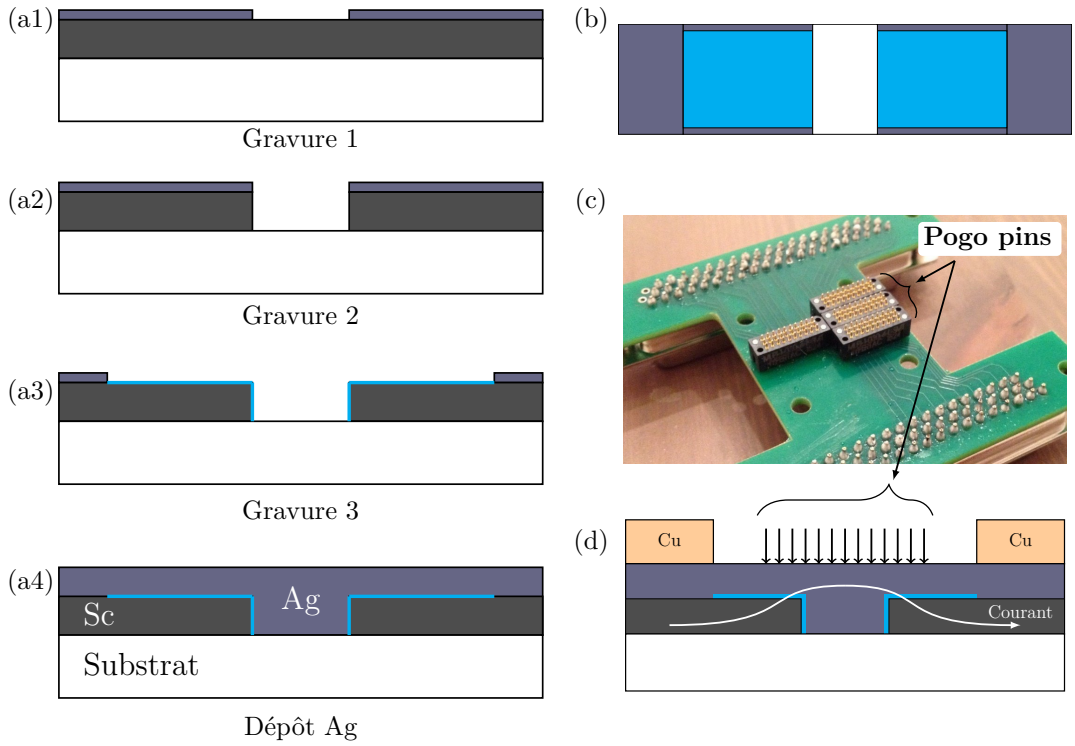

Figure 3.12 (a1)-(a4) Section d'un échantillon de ruban HTS (5 cm) le long de la longueur, montrant les étapes de microfabrication pour la mesure CTL-2D. (b) Vue du dessus de l'échantillon après l'étape de microfabrication (a3). La zone colorée bleu représente la couche supraconductrice exposée à l'air. (c) Matrices de *pogo pins* utilisées comme électrodes de mesure. (d) Schéma du montage final. Les blocs de cuivre servent à injecter le courant. La flèche blanche montre la trajectoire du courant.

8 multiplexeurs étant elles-mêmes connectées aux entrées d'un multiplexeur [7] final 8:1. La tension est mesurée entre une *pogo pin* de référence et la sortie du multiplexeur final à l'aide d'un nanovoltmètre qui ne dispose que d'une seule entrée. La sélection d'une *pogo pin* se fait à l'aide d'une carte DAQ [8] qui envoie des bits de contrôle aux 9 multiplexeurs. La mesure est complètement automatisée avec un programme Labview. Chaque *pogo pin* est sélectionné un à la fois (multiplexage) et 3 mesures de tension sont prises chaque fois afin de suivre la méthode delta.

Le but de la mesure est de calculer la distribution du potentiel électrique dans l'argent au niveau de la tranchée. En effet, au niveau de la tranchée, le courant transfère dans la couche d'argent, puis retransfère dans la couche supraconductrice, comme le montre la figure 3.12d. Sans l'*architecture CFD*, une série de *pogo pins* alignées aurait suffi. Mais dû à la géométrie

7. Multiplexeur 8:1 sur puce : MAX4051 du manufacturier Maxim
8. Carte DAQ : NI USB-6009 OEM de National Instrument

de l'*architecture CFD*, le courant possède une composante selon la direction de la largeur du ruban, d'où l'utilisation de matrices de *pogo pins*. L'analyse des mesures est présentée plus en détail dans l'article 3 (chapitre 6).

3.2.7 Microscopie électronique en transmission (TEM)

La microscopie électronique à transmission (TEM) a été utilisée pour imager la structure et identifier les espèces chimiques des couches minces que contiennent les rubans HTS. Pour ce faire, une lamelle mince (< 100 nm) est découpée dans un échantillon à l'aide d'un FIB (*Focus Ions Beam*). Le découpage se fait par des ions de gallium focalisés en un faisceau. La lame d'échantillon est placée dans le TEM afin d'être imagée. Le TEM utilisé est un JEOL 2100F. Le TEM a été opéré selon différents modes d'imagerie et d'analyses chimiques. Le schéma de ces différents modes est présenté à la figure 3.13. Dans le mode d'imagerie, un faisceau d'électrons traverse d'abord une série de lentilles magnétiques, appelées lentilles de condensation, avant d'illuminer la lame d'échantillon. La lumière transmise forme alors une image qui est agrandie à l'aide de la lentille de l'objectif et des lentilles de projection, et projetée sur un écran. Le faisceau d'électrons est généré grâce à l'effet thermoionique et il est accéléré ici à 200 kV. Dans le mode en champ clair, seulement le faisceau central diffracté au

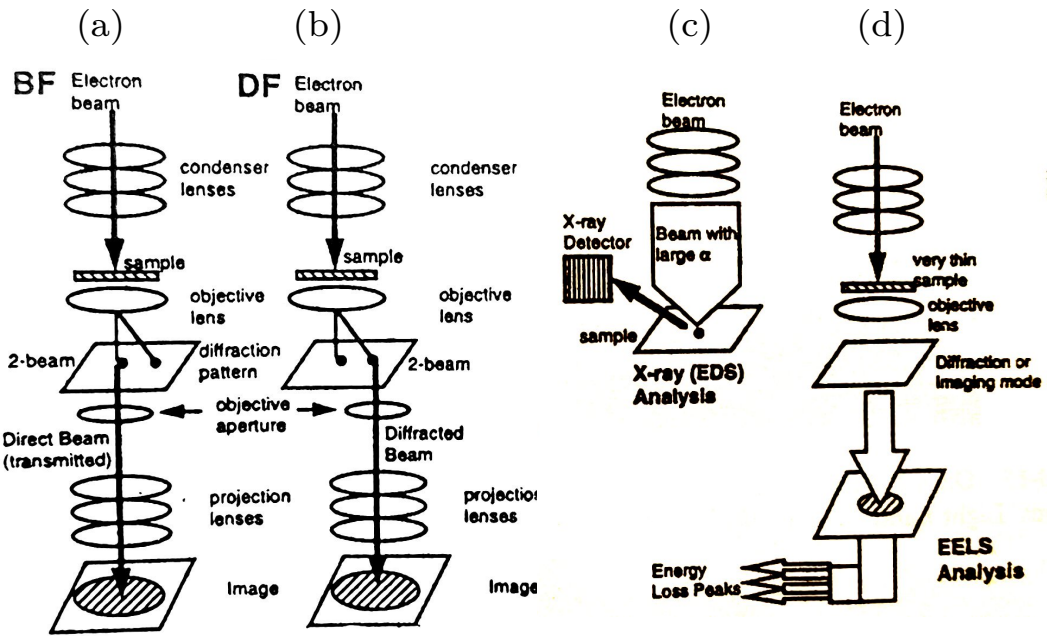

Figure 3.13 Montage d'un microscope TEM en (a) mode champ clair (*Bright Field*), (b) en mode champ sombre (*Dark Field*), (c) en mode EDS (*Energy Dispersive X-ray Spectroscopy*) et (d) en mode EELS (*Electron Energy Loss Spectroscopy*). Adapté de Ohring [63].

plan focal de la lentille de l'objectif est imagé, comme le montre la figure 3.13a. Le mode dit en champ clair est le mode conventionnel du TEM. Dans le cas où l'image est formée à partir d'un faisceau diffracté, qui n'est pas le faisceau central, on parle du mode champ sombre, comme le montre la figure 3.13b.

Le TEM permet aussi d'identifier des espèces chimiques en alternance avec de l'imagerie. Deux modes sont disponibles soit le mode EDS et EELS. Le premier mode est la spectroscopie de rayon X à dispersion d'énergie (EDS), où le faisceau d'électrons est focalisé sur la lame d'échantillon et un détecteur de rayons X vient mesurer la distribution d'énergie des photons émis, comme le montre la figure 3.13c. Du point de vue atomique, les électrons viennent exciter les électrons de coeurs des atomes de l'échantillon, créant ainsi un état vacant. Afin de minimiser l'énergie, un électron d'une couche supérieure viendra remplir cet état, ce qui génère un rayon X. L'énergie de ces rayons X est fonction des niveaux d'énergie initiaux et finaux des couches électroniques qui sont spécifiques à chaque espèce chimique. En connaissant ces niveaux pour chaque espèce chimique, il est possible d'identifier les énergies des rayons X émis à une espèce chimique. Le deuxième mode est la spectroscopie de perte d'énergie des électrons (EELS), où un détecteur analyse l'énergie des électrons transmis à travers l'échantillon, voir la figure 3.13d. Une fois encore, les électrons excitent des électrons de coeur de l'échantillon, ce qui a pour conséquence de diminuer l'énergie des électrons incidents par des valeurs qui correspondent aux niveaux d'énergie des espèces chimiques de l'échantillon. En mesurant l'énergie perdue de ces électrons, il est donc possible d'identifier l'espèce chimique en question. Ce mode est particulièrement sensible aux éléments avec un numéro atomique faible.

Une variante du mode en champ sombre est appelée HAADF-STEM pour *High-Angle Annular Dark-Field Imaging Scanning Transmission Electron Microscope*. Dans ce mode, au lieu d'imager un faisceau diffracté particulier, un détecteur en forme d'anneau est utilisé afin de collecter seulement les électrons diffusés à un angle supérieur à 5 ° par rapport à la direction du faisceau central. Le faisceau central, lui, n'est donc pas imagé. Aussi, le terme STEM signifie qu'au lieu d'illuminer l'échantillon complètement, le faisceau est focalisé en un point et balaye l'échantillon. Ce type d'imagerie est sensible à la masse des atomes de l'échantillon, puisque plus ces atomes sont lourds, plus les électrons incidents seront diffusés à grands angles. À cause de cela, le contraste est proportionnel au numéro atomique au carré (Z^2). Ce mode est souvent couplé avec le EELS, puisqu'il laisse passer le faisceau d'électrons central.

3.3 Simulation de la NZPV

Un modèle électrothermique en 3-D basé sur les éléments finis a été développé dans notre laboratoire afin de simuler la propagation de la zone normale dans des rubans HTS. Le modèle utilise le module *Joule Heating* du logiciel Comsol (version 4.3b), qui résout la distribution du courant électrique $J(\boldsymbol{x}, t)$ et la distribution de la température $T(\boldsymbol{x}, t)$ simultanément, les deux problèmes étant fortement couplés.

3.3.1 Géométrie

La géométrie de ce modèle consiste en un empilement de couches minces : un substrat, des couches tampons, un supraconducteur et une couche de stabilisation, comme le montre la figure 3.14. Afin de réduire le nombre d'inconnues, seulement un quart du ruban est simulé : on profite donc de la symétrie de la géométrie du ruban. En effet, seulement la moitié du ruban selon les axes x et y est maillée.

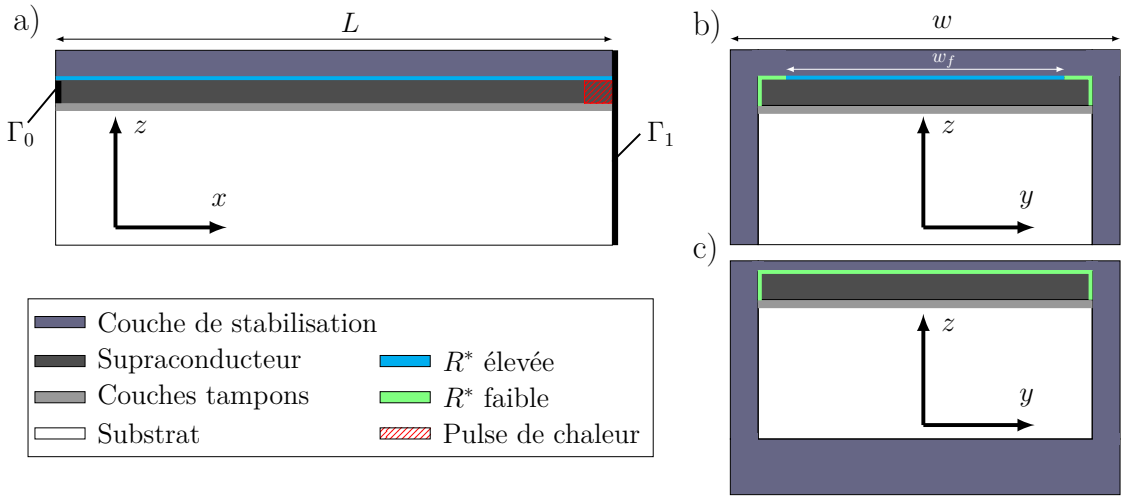

Figure 3.14 Géométrie d'un ruban HTS utilisé pour le calcul en éléments finis. (a) Section du ruban selon sa longueur (direction du courant). (b) Section d'un ruban avec l'*architecture CFD*. La largeur complète du ruban est montrée ici, mais seulement la moitié est simulée. (c) Section d'un ruban avec une *architecture b-CFD*.

3.3.2 Système d'équations

Pour calculer $J(\boldsymbol{x})$, l'équation de la continuité du courant $\nabla \cdot J(\boldsymbol{x}) = 0$ est résolue (consistante avec les équations de Maxwell). Pour ce faire, le système d'équations suivant est résolu pour

le potentiel électrique $V(\boldsymbol{x})$, puis le courant est calculé à l'aide de $J = \sigma E = \sigma(-\nabla V)$. Le potentiel $V(\boldsymbol{x})$ est obtenu en résolvant le système suivant

$$\begin{cases} \nabla \cdot (-\sigma(T)\nabla V) & = 0 \quad \text{dans} \quad \tilde{\Omega}, \\ \int \boldsymbol{n} \cdot (\sigma(T)\nabla V) dS & = I_0(t) \quad \text{sur} \quad \Gamma_0, \\ V & = 0 \quad \text{sur} \quad \Gamma_1, \\ \boldsymbol{n} \cdot \nabla V & = 0 \quad \text{ailleurs}, \end{cases} \tag{3.9}$$

où $\boldsymbol{n}$ est un vecteur unitaire normal à la surface du ruban et où $I_0(t)$ est le courant injecté. Cette équation est résolue sur tout le domaine $\tilde{\Omega}$ du ruban en imposant un courant à l'extrémité Γ_0 et la masse à l'autre extrémité Γ_1. La conductivité à basse température des différents matériaux est tirée de la littérature et est présentée à l'annexe B. Pour la couche supraconductrice, la relation $J = \sigma_{sc}(T)E$ n'est pas linéaire, dû à la nature du matériau. Cette relation est modélisée par la loi de puissance empirique $E(J) = E_c \left(J/J_c(T)\right)^{n(T)}$, où $n(T)$ est un facteur relié à la qualité du matériau [64]. Afin d'implémenter cette relation dans Comsol, la conductivité du supraconducteur est modélisée par deux conductivités en parallèle, de sorte que :

$$\sigma_{\text{total}}(T) = \sigma_{sc}(T) + \sigma_n, \tag{3.10}$$

où σ_n est la conductivité du supraconducteur dans l'état normal et où

$$\sigma_{sc}(T) = \frac{J_c(T)}{E_c} \left(\frac{\|\boldsymbol{E}\|}{E_c} \right)^{\frac{1-n(T)}{n(T)}} \tag{3.11}$$

est la conductivité non linéaire issue de la loi de puissance, où $\|\mathbf{E}\|$ est la norme du champ électrique. La conductivité du supraconducteur n'est donc pas tirée de la littérature, mais calculée à partir du champ électrique. Afin d'assurer la convergence du modèle numérique la conductivité est limitée à l'intervalle $10^6 < \sigma_{\text{total}} < 10^{13}$ S/m, où la borne inférieure correspond approximativement à la valeur de la conductivité du YBaCuO dans son état résistif à 150 K selon l'axe cristallographique b, voir la figure B.2 à l'annexe B. La borne supérieure est choisie comme étant environ 5 ordres de grandeur supérieure à la conductivité de l'argent à 77 K. La variation de densité de courant critique en fonction de la température est donnée par l'expression empirique

$$J_c(T) = \begin{cases} J_{c0}\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right) & \text{for } T < T_c \\ 0 & \text{for } T \geq T_c \end{cases}, \tag{3.12}$$

où J_{c0} est la densité de courant critique expérimentale mesurée à T_0. En pratique, J_{c0} est mesuré expérimentalement à $T_0 = 77$ K. Le facteur $n(T)$ a été extrapolé linéairement de [65] et est donné par

$$n(T) = \begin{cases} (n_0 - 10)\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right) + 10 & \text{for } T < T_c \\ 1 & \text{for } T \geq T_c \end{cases}, \tag{3.13}$$

où n_0 est un paramètre libre fixé à $n_0 = 20$ pour la majorité des simulations (mais déterminé expérimentalement dans l'article 4, voir le chapitre 7). La distribution de la température est calculée en résolvant l'équation de la chaleur, qui s'écrit

$$\begin{cases} \rho_m C_p(T)\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k(T)\nabla T) = Q(J) & \text{dans} \quad \tilde{\Omega} \\ \mathbf{n} \cdot \nabla T = 0 & \text{à la surface du ruban} \end{cases} \tag{3.14}$$

où ρ_m, C_p, k sont respectivement la densité, la chaleur spécifique et la conductivité thermique. Afin de coupler cette équation avec l'équation (3.9), la source de chaleur $Q(J)$ doit être remplacée par l'expression des pertes Joule, définie par $E \cdot J = \sigma(T)(\nabla V)^2$. La simulation assume un système adiabatique. Cette approximation est justifiée par la courte période de simulation < 100 ms durant laquelle la chaleur n'a pas le temps de diffuser dans le liquide cryogénique.

Deux architectures sont principalement simulées dans cette thèse, soit l'*architecture CFD* (chapitre 6) et b-CFD (chapitre 7). Ces architectures sont présentées aux figures 3.14b et 3.14c, respectivement. Afin de simplifier le modèle, les couches tampons et l'interface résistive R^* sont remplacée par une surface 2-D possédant une résistance électrique et thermique. Cette simplification suppose que la variation de température et de potentiel électrique dans l'épaisseur de ces couches peut être négligée, ce qui est le cas en pratique.

3.3.3 Initiation de la zone normale

Lors de la simulation de la propagation de la zone normale, un pulse de chaleur local est appliqué à l'extrémité du ruban (voir figure 3.14). Avant d'appliquer l'impulsion de chaleur, le courant $I_0(t)$ est appliqué progressivement jusqu'atteindre une valeur typique de $0.9\, I_{c0}$,

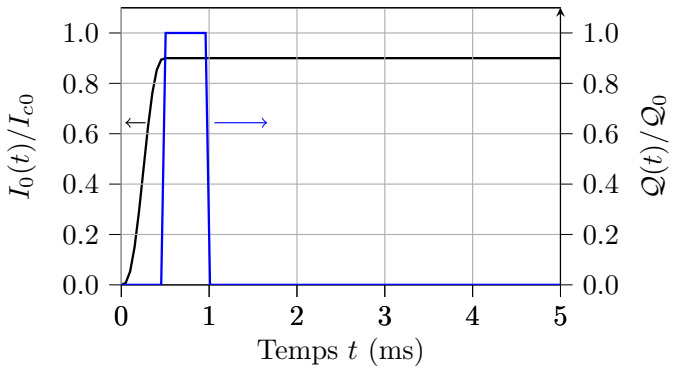

Figure 3.15 Évolution du courant appliqué $I_0(t)$ et de l'impulsion de chaleur au cours des premières millisecondes de la simulation.

comme le montre la figure 3.15. En effet, le courant atteint un plateau à partir de 0.5 ms où au même moment, un pulse de chaleur $\mathcal{Q}(t)$ d'amplitude $\mathcal{Q}_0$ est appliqué afin de générer une zone normale. La valeur $\mathcal{Q}_0$ est ajustée manuellement, afin d'élever la température localement dans la couche supraconductrice légèrement au-dessus de T_c et ainsi engendrer une propagation de la zone normale. En plaçant des points de mesure "virtuels" à la surface du ruban (mesure du champ électrique ou de la température), la NZPV peut être calculée de la même façon qu'elle est mesurée expérimentalement, tel qu'expliqué à la section 3.2.1.

3.4 Cohérence des articles avec les objectifs de recherche

Article 1 - Le premier article tente de répondre à l'objectif principal. En effet, cet article présente une méthode afin de réaliser une *architecture CFD* de façon industrielle, c'est-à-dire pour de grande longueur de ruban. Des échantillons faits sur mesure, de la compagnie STI, ont été utilisés. Ces échantillons incluent une couche d'oxyde (résistive électriquement) entre la couche de supraconducteur et d'argent, déposée en même temps que les autres couches dans la chambre de déposition. Le but de l'article 1 est de montrer s'il est possible de recuire localement ce type d'échantillon sur les bords afin de diffuser l'argent à travers la couche d'oxyde pour diminuer la résistance électrique entre le supraconducteur et l'argent et réaliser une architecture de type CFD. Cette méthode de fabrication utilise des rubans fabriqués de façon industrielle et modifiée en laboratoire, de façon à ce que tous les procédés puissent être réalisés par le manufacturier.

Article 2 - Le deuxième article étudie la dynamique du quench de façon plus fondamentale et tente de répondre aux objectifs secondaires 1 et 2. En effet, l'explication de l'augmentation de la NZPV pour des *architectures uniformes* est bien comprise dans la littérature, mais

dans le cas de l'*architecture CFD*, ce n'est pas encore clair. Afin de remplir ce vide, l'article propose une nouvelle définition de la longueur de transfert du courant, à l'aide d'un modèle analytique, dans le cas de l'*architecture CFD*. Le modèle ne considère que les effets électriques et non thermiques.

Article 3 - Le troisième article s'attaque directement à l'objectif secondaire 2. L'article appuie le modèle de l'article 2 avec des mesures expérimentales et discute des effets électriques et thermiques sur la NZPV de façon découplée, afin d'expliquer en profondeur l'augmentation de la NZPV dans l'*architecture CFD*.

Article 4 - Le dernier article tente aussi de répondre directement à l'objectif principal et de façon indirecte à l'objectif secondaire 1. Cet article présente une nouvelle architecture de ruban (b-CFD) inspirée de l'*architecture CFD*. Encore une fois, cette architecture a été réalisée sur des échantillons fabriqués sur mesure par STI, que nous avons modifiés en laboratoire. Les modifications ne concernent ici que la couche d'argent, rendant la fabrication de ce type d'architecture très simple pour un manufacturier.

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 - EFFECT OF ANNEALING ON HTS TAPES WITH A CERIUM OXIDE LAYER INSERTED BETWEEN THE REBaCuO AND SILVER LAYERS

Auteurs : Jean-Hughes Fournier-Lupien, Christian Lacroix, Jeong Huh, Jean-Philippe Masse, Jonathan Bellemare, Frédéric Sirois

Cet article a été soumis dans Acta Materialia, le 29 septembre 2020.

4.1 Abstract

This paper presents extensive electrical, microstructural and chemical characterizations of HTS coated conductor samples in which an oxide layer (CeO_x) has been added between the superconductor (GdBaCuO) and the silver (Ag) layers, in an attempt to increase the interfacial resistance between these two conductive layers. This increase of interfacial resistance is required to realize the current flow diverter (CFD) architecture in HTS tapes. All samples in this paper have been characterized before and after performing an annealing in oxygen atmosphere. The purpose of the annealing was to reduce the interfacial resistance generated by the CeO_x layer, in order to achieve a proper value for the CFD architecture. Samples with different thicknesses of CeO_x, namely 0, 10, 35 and 100 nm, have been produced and characterized. The critical current and the critical temperature have been measured to determine the quality of the superconducting layers, while cross-section transmission electron microscopy (TEM) and energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDS) have been used to monitor the impact of the annealing. The results show a clear degradation of the superconducting layer for samples with a thick layer ($\geq$ 35 nm) of CeO_x after annealing at 450 °C. According to the EDS results, a reduction of the amount of barium is observed in the superconducting layer, which could explain the observed reduction of the critical current.

4.2 Introduction

Second-generation high temperature superconductor coated conductors (2G HTS CCs, also called HTS tapes) are candidates of choice for future high field magnets, among other applications. For fields above 19 Tesla, HTS tapes exhibit excellent superconducting properties (high critical current density) and a high resistance to mechanical stress, which is not the case for low temperature superconductors [28, 66].

In practical applications, HTS tapes are prone to thermal instabilities due to the inhomoge-

neity of the critical current along their length, local defects, mechanical disturbances, etc. If not detected rapidly enough, thermal instabilities can lead to a thermal runaway (also called quench), which can potentially degrade the tape irreversibly. A solution to this problem is to accelerate the normal zone propagation velocity (NZPV) when a quench occurs, in order to detect it faster. It has been shown that it is possible to increase the NZPV by implementing a Current Flow Diverter (CFD) in the HTS tape architecture [50, 51]. The CFD consists in locally inserting a high interfacial electrical resistance between the superconductor and the stabilizer layers with a specific pattern, resulting in an increase of the current transfer length (CTL), denoted as λ in this paper. This increase of λ is the main physical explanation for the observed acceleration of the NZPV in CFD tapes [67].

In this work, we explored the possibility of adding an oxide layer between the superconductor and the metallic stabilizer layer as a useful template for realizing CFD tapes at an industrial scale. The idea involves two steps. Firstly, the electrically resistive layer required is created by depositing a cerium oxide (CeO_x) layer between the superconductor and the silver (Ag) layers. Afterwards, the sides of the tape would have to be locally annealed in order to allow some Ag to diffuse through the CeO_x layer, thus allowing a good local electrical connection between the superconductor and the Ag stabilizer.

For the purpose of this investigation, as a first step, we performed annealing on the whole sample in order to understand the diffusion processes and their impact on the interfacial resistance between the superconductor and silver layers, as well as on the superconducting properties of the tape.

Therefore, there are two major questions to answer in order to see if this process worked :

1. What minimum thickness of oxide layer ensures achieving a conformal surface coverage of the superconducting layer, and thus a high interfacial resistance between the HTS and Ag layers ?
2. Can we find an annealing process that allows reducing the electric resistance created by the oxide layer without degrading the properties of the superconductor, as well as the morphology of the oxide and other neighbouring layers ?

This paper is devoted to answering these two questions. Finding answers to these would provide a promising way to realize CFD tapes at an industrial scale.

4.3 Methodology

4.3.1 Sample preparation

The samples used in this paper are custom HTS tapes grown by Superconductor Technologies Inc (STI). The architecture of these tapes is illustrated in figure 4.1. It consists of a 65-μm-thick Hastelloy (C-276^{TM}) substrate, whose surface was smoothened by adding 600 nm of yttria-stabilized zirconia (YSZ) deposited by solution deposition planarization (SDP) [68]. Then, a 40-nm-thick layer of textured MgO was deposited by ion beam assisted deposition (IBAD), followed by a 40-nm-thick layer of epitaxial CeO_2 deposited by a layer-by-layer method. The superconductor layer GdBaCuO, 1-μm-thick, was then grown by reactive co-evaporation by cyclic deposition and reaction (RCE-CDR) [27]. During the growth, the superconductor layer was exposed and reacted periodically with an oxygen pocket present in the deposition chamber. This approach allows obtaining the right oxygen stoichiometry in real time [26], without the need of an a posteriori oxygenation to create the superconductive phase. This approach not only saves time and energy in the manufacturing process, but it is also a critical aspect in the approach presented below.

In the regular STI process, the Ag layer is deposited directly on top of the superconductor, but in the present case, the GdBaCuO layer was covered with a 10 to 100-nm-thick CeO_x layer. We choose CeO_x oxide because this material is already used in the fabrication process of STI tapes. At the very end of the process, the whole tape structure was capped with 0.5-μm-thick Ag layer. Note that the CeO_x layers were grown with a layer-by-layer method, which consists in alternating metal cerium deposition and oxygenation. The growth temperature was between 780 and 790 °C. The oxygen partial pressure during the oxygenation was 4 mTorr and the growth rate was 2 nm/min.

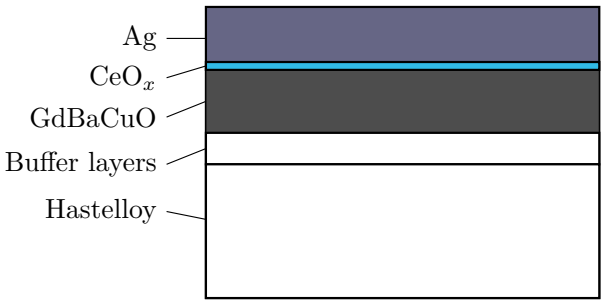

Figure 4.1 Cross-section of the custom STI tapes made specifically for the purpose of this research. The special feature of these tapes is the presence of a CeO_x oxide layer between the GdBaCuO (superconductor) and Ag layers, acting as a high interfacial resistance.

Four batches of tapes have been produced with different thicknesses of CeO_x, namely t_{CeO_x} = 0, 10, 35 and 100 nm. The tapes from each batch were then cut in "short" samples with a length of 6 to 12 cm for the final experiments. On each sample, an additional 0 to 1.5 μm of Ag has been sputtered on top of the 0.5 μm of Ag already present on the tapes.

4.3.2 Annealing in oxygen atmosphere

The annealing was performed in an oxygen atmosphere to ensure keeping good superconducting properties. To perform this oxygen annealing, we used a custom-made system based on a commercial resistive oven. The temperature of the sample was stabilized with a PID controller implemented in Labview, using the feedback from a thermocouple placed in the center of the oven. In order to avoid any contamination from the outside environment, the samples were placed in an airtight stainless-steel tube placed just next to the thermocouple. The tube was filled with 1 atm of pure oxygen (at room temperature). No flow of oxygen was used during the experiment in order to ensure a very stable annealing temperature. The temperature was then ramped up at a rate of 10 to 20 °C/min before reaching the wanted annealing temperature, between 450 and 600 °C. The pressure of 1 atm is enough to keep the right oxygen stoichiometry in this temperature range [59]. The cooling phase was kept below a rate of 10 °C/min in order to limit oxygen desorption in the superconductor structure, which would rapidly lead to severe degradation of the superconducting properties [58].

4.3.3 Characterization methods

During this investigation, all samples have been characterized in terms of interfacial resistance, critical current, resistance vs. temperature, oxide layer morphology and chemical composition. These characterizations have been carried out both before and after the oxygen annealing.

Interfacial resistance

To confirm whether the CeO_x oxide layer between the Ag and the superconductor layers was electrically resistive or not, we measured the interfacial resistance R^* (expressed in $\mu\Omega.cm^2$) between the Ag and the superconductor layer in a liquid nitrogen bath. These measurements were performed on 5 cm long samples which were modified as follows. Using a mask and chemical etching, we fabricated five distinct Ag pads on the surface of each sample, as shown in figure 4.2a. The etching solution was composed of ammonium hydroxide and peroxide diluted in water in a volume ratio of 1:1:4, respectively. Kapton tape was used for masking.

After the creation of the Ag pads, the sample was cut in two halves in the middle of the central Ag pad, and the two halves were soldered together at low temperature ($\leq$180 °C) with pure indium (see figure 4.2b), with the Ag pads face to face. This approach is based on a technique used in previous studies [48, 69]. During the measurements, two pads were used to inject the current (red line in figure), and two pads were used to measure the voltage drop ($\Delta V = V_b - V_a$).

The interfacial resistance was determined as follows : $R^* = S\Delta V/2I$, where S and I are respectively the cross-section area of the soldered faces and the current injected in the sample. The factor of 2 in the denominator comes from the fact that the current crosses the CeO_x layer twice. As a reference, typical values of R^* are between $5 \cdot 10^{-6}$ and $2 \cdot 10^{-1}$ $\mu\Omega.cm^2$ at 77 K after the deposition of silver or gold on a GdBaCuO surface [48, 69, 70]. These very low values are reached typically after annealing the tape in an oxygen atmosphere. The value of R^* depends on the temperature and duration of the annealing, on the morphology of grain boundaries in the superconducting layer, and on whether the metal has been deposited *in-situ* or *ex-situ* [36].

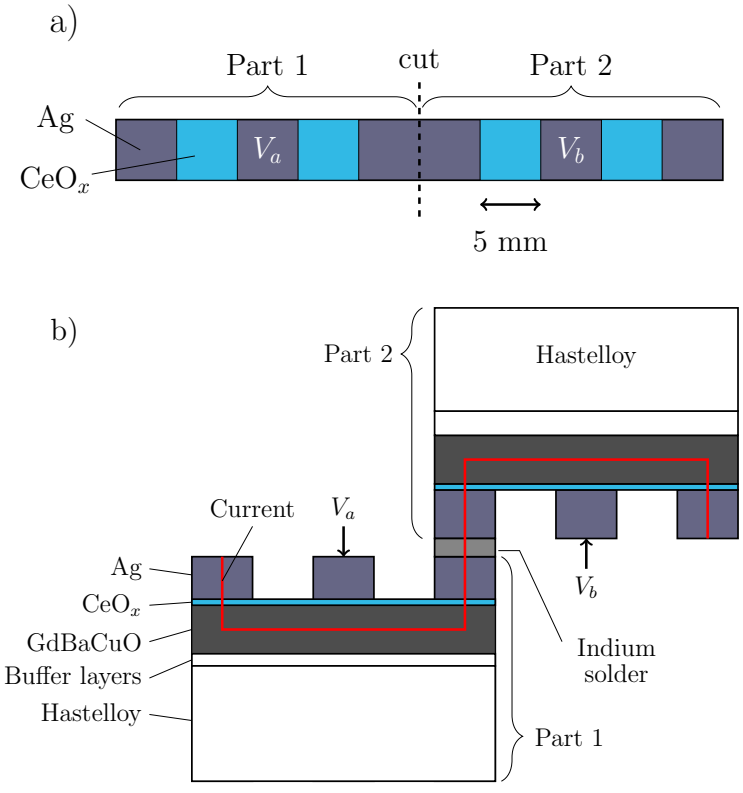

Figure 4.2 Sample preparation for the measurement of the interfacial resistance R^*. a) Top view of the sample before the cut ; b) Cross-section of the final assembly, after the soldering.

Critical current

The V-I curve of each sample was measured before and after the annealing in order to extract the critical current I_c. Measurements were realized with a home-made pulsed current source. Current pulses of 10 ms were used to avoid generating too much heat in the samples, especially in the resistive interface. During the measurements, the samples were immersed in a liquid nitrogen bath. Figure 4.3 shows a cross-section view along the length of the tape. The current was injected through copper blocks and a pressed indium foil to minimize the contact resistance and heat generation. The voltage taps, indicated by two black arrows in the figure, were placed at a distance d from the copper blocks. Two sample holders (A and B) of different lengths have been used in this study. The distance d was 1 mm for sample holder A and 6.6 mm for sample holder B. To extract the critical current I_c from these measurements, we used the empirical power law model $E = E_c\,(I/I_c)^n$, with the electric field criterion $E_c = 1\ \mu$V/cm.

The current transfer length (CTL), also noted λ, corresponds to the distance required for the current to drop by a factor e^1 when the current transfers from the silver to the GdBaCuO layer or vice-versa. If $\lambda > d$, which can be the case for a sample with a very high R^*, some current is still present in the Ag layer between the voltage taps, resulting in a parasitic ohmic voltage drop that appears in V-I curve of the superconductor. Therefore, one must ensure that $\lambda < d$ in order to accurately measure the I_c of a sample.

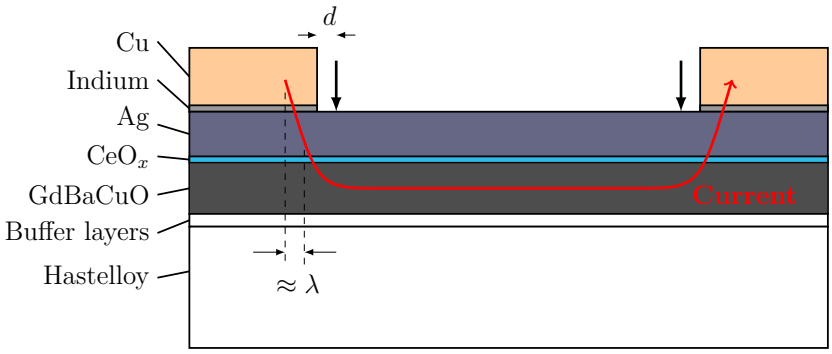

Figure 4.3 Cross-section of the a sample along the length with the current path of the current during the V-I measurements. The arrows in contact with the silver layer represent the voltage taps used to measure the voltage. To avoid having a parasitic voltage, λ must be shorter than d.

Resistance vs. temperature

The resistance vs. temperature (R vs. T) curve of each sample was measured in order to evaluate the quality of the superconducting phase. The resistance R in ohms was measured using a 4-point probe setup, where each probe was at a distance of 2 cm from each other. A fixed current of 100 mA was injected using a Keithley 6221 current source and the voltage was measured with a Keithley 2182A nanovoltmeter. The sample was placed on a quartz lamella standing on a copper bar to avoid short circuits and to obtain a uniform temperature along the sample. The assembly was placed in a metal tube and immersed in a liquid nitrogen bath. A silicon diode (DT-670) connected to a Lakeshore 331 temperature controller was used to monitor the temperature of the sample. The diode was placed in contact with the quartz lamella.

The resistance was monitored over time until the bath temperature increased up to room temperature. The bath warmed up slowly enough to be considered at thermal equilibrium with the sample at all times. In order to reduce the error due to the unwanted thermoelectric voltages, we measured the voltage using the delta method [62]. This method consists of varying the polarity of the current between each measurement. For each temperature value, three consecutive values of voltage were measured as quickly as possible : V_1 ($I = 100$ mA), V_2 ($I = -100$ mA) and V_3 ($I = 100$ mA). The final voltage is given by $(V_1 + V_3 - 2V_2)/4$.

Oxide layer morphology and chemical composition

The layer morphology and chemical composition characterization of the CeO_x oxide and neighboring layers was done in a JEOL 2100F transmission electron microscope (TEM) operated at 200 kV. The cross-section lamellas of the samples (to be inserted in the TEM) were prepared with a Hitachi 2000FB focused ion beam (FIB). The lamellas were placed on a support made of copper. A chemical analysis was done by an Oxford EDS detector. The peaks of EDS spectra were identified with the AZtec software from Oxford Instruments. Since the support for the FIB lamella was made of copper, the X-rays emitted by the copper in the support did unfortunately overlap with the X-rays emitted from the copper contained in the sample. This has been taken into account in the analysis of the results presented below.

4.4 Results

4.4.1 Characterization of the samples before annealing

Electrical measurements

In order to confirm that the CeO_x layer is insulating, the interfacial resistance R^* for 4 different thicknesses of CeO_x (t_{CeO_x}) was measured. The results are shown in table 4.1. The corresponding CTL value, calculated with $\lambda = [R^* t_{Ag}/\rho_{Ag}(77\ K)]^{1/2}$, is also presented in the table. We observe that the resistance R^* increases with t_{CeO_x}. The value R^* for batch 1, is lower than the sensitivity of the nanovoltmeter, which implies an interfacial resistance lower than 10^{-1} $\mu\Omega.cm^2$. For batch 2, the value of R^* is relatively low, suggesting that the CeO_x layer do not cover properly the GdBaCuO layer, causing the presence of low electrical resistance path between GdBaCuO and silver. Indeed, as seen in the TEM images below, the GdBaCuO layer does not have a smooth but rather a rough surface. When the CeO_x thickness becomes thicker ($\approx$ 35 nm, batch 3), the interfacial resistance increases drastically by 3 orders of magnitude, suggesting that the CeO_x layer is now insulating.

Figure 4.4a shows the V-I curves for different t_{CeO_x}. Note that the current has been normalized by the width of the tapes since the width was not the same for each batch. For t_{CeO_x} = 100 nm (batch 4), we observe that an electric field is present for all values of current. This is because the condition $d > \lambda$ was not fulfilled, as explained in section 4.3.3 (λ = 12.2 mm for batch 4 and d = 6.6 mm for sample holder B).

Therefore, even if the sample is superconducting, the V-I characteristic is almost linear, instead of showing the usual power-law behaviour. Unfortunately, this prevented us from obtaining the critical current in batch 4. For the three other batches, which had a thinner CeO_x layer ($t_{CeO_x} \leq$ 35 nm, thus smaller λ values), and I_c could be determined. The I_c values obtained before annealing were thus 138, 213 and 203 A/cm for t_{CeO_x} = 0, 10 and 35 nm, respectively.

Tableau 4.1 Interfacial resistance between Ag and GdBaCuO layers, for different thicknesses of the CeO_x layer. The CTL (λ) was calculated with the formula $\lambda = [R^* t_{Ag}/\rho_{Ag}(77\ K)]^{1/2}$.

Batch	t_{CeO_x} (nm)	t_{Ag} (μm)	R^* ($\mu\Omega.cm^2$)	λ (mm)
1	0	$\approx$2.0	$<1.0 \times 10^{-1}$	< 0.09
2	10	$\approx$0.5	7.7×10^{-1}	0.12
3	35	$\approx$0.5	1.6×10^{2}	1.75
4	100	$\approx$2.1	2.0×10^{3}	12.2

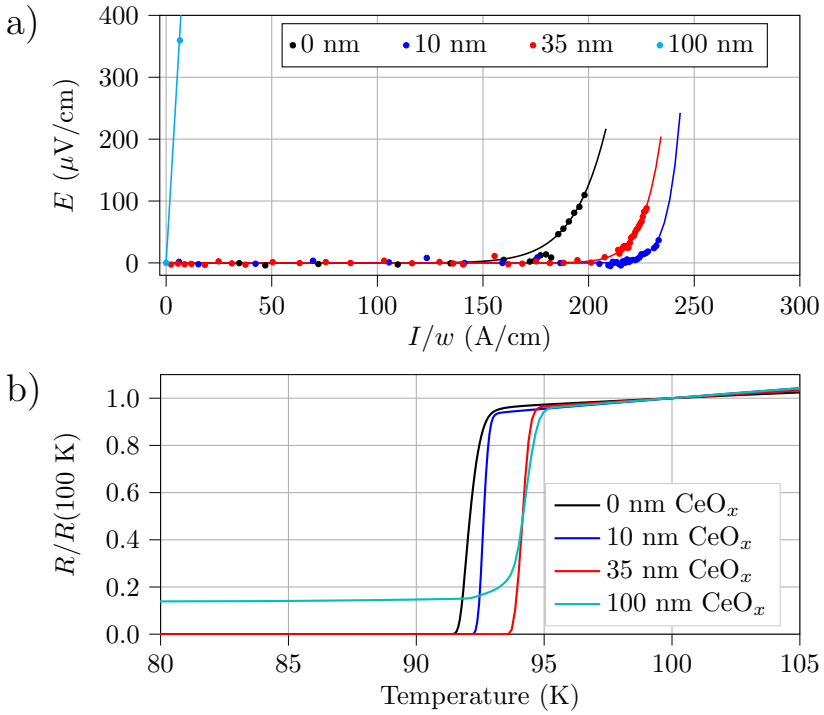

Figure 4.4 Effect of the thickness of the CeO_x layer on a) V-I curves and b) R-T characteristics (normalized by the resistance at 100 K). The solid lines in a) represent a fit using the power law model. The voltage was normalized by the distance between the taps to give the average electric field E.

The R-T curves for each batch is shown in figure 4.4b. All batches of samples have a critical temperature above 90 K, with a sharp superconducting to normal transition, which indicates the presence of a good quality superconducting phase. Resistance is still visible below 90 K in the case of batch 4 (t_{CeO_x} = 100 nm), but again, this is due to the large λ value of these samples.

Morphology of the oxide layer

Figure 4.5 presents a TEM micrograph of the cross-section of a typical sample with a 100-nm-thick CeO_x layer, as received from STI and before any annealing. The different constituting layers have been identified by EDS and their thicknesses have been measured directly from the TEM micrographs. The thickness values of each layer are reported in table 4.2. One can note that the CeO_2 layer appears much darker compared to the CeO_x layer. This difference of contrast is probably due to a different crystal orientation between the two layers which results in a diffraction contrast. The micrograph also shows the columnar growth of the silver layer. Figure 4.5b shows the electron diffraction pattern in the GdBaCuO layer for the [110]

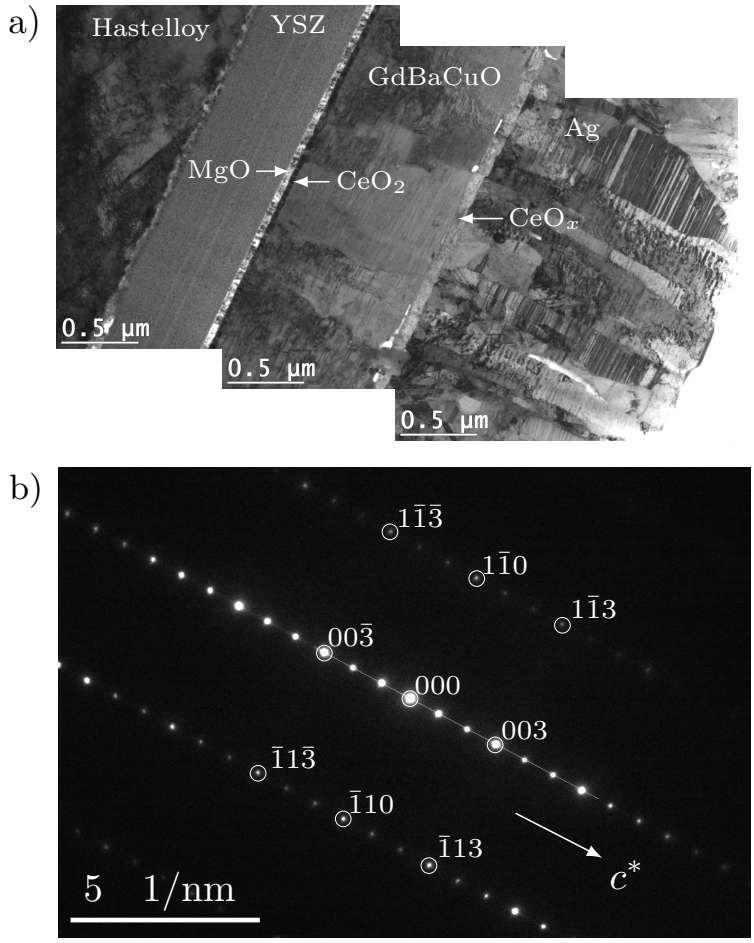

Figure 4.5 a) Bright field TEM image of the cross-section of a STI sample with a 100-nm-thick CeO_x layer, before annealing. The sequence of the layers is, from left to right : Hastelloy/YSZ/MgO/CeO_2/GdBaCuO/CeO_x/Ag. b) [110] zone axis electron diffraction pattern acquired in the GdBaCuO layer.

beam direction. Assuming a growth in the c-direction of the GdBaCuO crystal lattice, as expected, we determined that the length of the c-axis was 11.7 Å, which agrees well with the presence of an orthorhombic structure for the GdBaCuO [71, 72].

In figure 4.6, we take a closer look at the GdBaCuO/CeO_x/Ag interfaces. We can see that the CeO_x layer is not continuous across the whole width of the tape. Indeed, cavities are visible between the CeO_x and GdBaCuO layers (dark areas seems cracked. These defects are likely to be due to the high roughness of the surface of the GdBaCuO layer, which makes the growth of a uniform CeO_x layer difficult. Atomic force microscope characterizations realized by STI on a typical REBaCuO surface of their tapes revealed that peaks of more than 50 nm were frequently encountered (not shown in this paper).

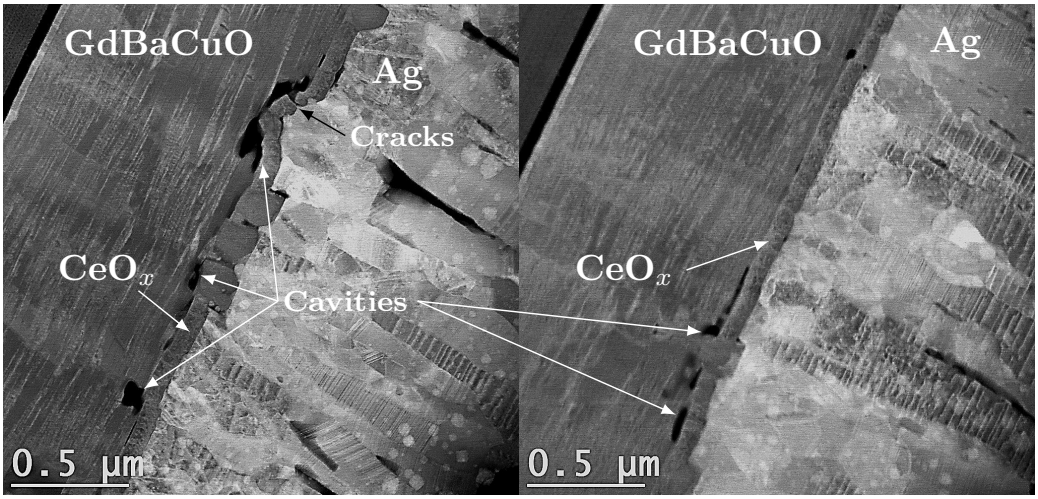

Figure 4.6 STEM-HAADF image of the same STI sample as in figure 4.5, before annealing, showing the GdBaCuO/CeO_x/Ag interfaces. Both images represent the same interface at two different locations along the width of the tape. The dark areas represent cavities in the structure.

Tableau 4.2 Thicknesses of the different layers in STI samples measured by TEM.

Layer	Thickness (nm)
Ag	2000-2500
CeO_x	10-100
GdBaCuO	1035
CeO_2	36
MgO	42
YSZ	630
Hastelloy C-276	6500

Chemical composition

The characterization of the samples was pursued by acquiring punctual EDS spectra across the thickness of the different layers in the samples, before annealing. Figure 4.7a shows the location where the EDS spectra have been acquiring on a sample with a 100-nm-thick CeO_x layer. In figure 4.7b, we see the corresponding EDS spectra. The main EDS peaks are identified by the dashed lines. Spectra *a*, *b* and *c* were acquired inside the GdBaCuO layer and clearly show peaks of Gd, Ba, Cu and O, as expected. Note that a peak of Cu is present in all the spectra because of the fluorescence of the copper support on which the sample was attached. Spectra *d* and *e* were acquired inside the CeO_x layer, and clearly show Ce and O peaks, as expected. Finally, spectra *f* and *g* were acquired inside the Ag layer and

show the main Ag peak. Note that some main peaks (marked with dashed lines) come with many secondary peaks. These secondary peaks appear usually at higher energy compared to the associated main peak. For example, in spectra *a*, *b* and *c*, the main peak of Ba-L_α is visible at 4.465 keV. A secondary peak is also visible at higher energy (around 4.8 keV), which is aligned with the main Ce-L_α peak in spectra *d* and *e* at 4.84 keV. When two peaks overlapped with each other, we used the relative peak intensity given by the software AZtec from Oxford instruments in order to differentiate them.

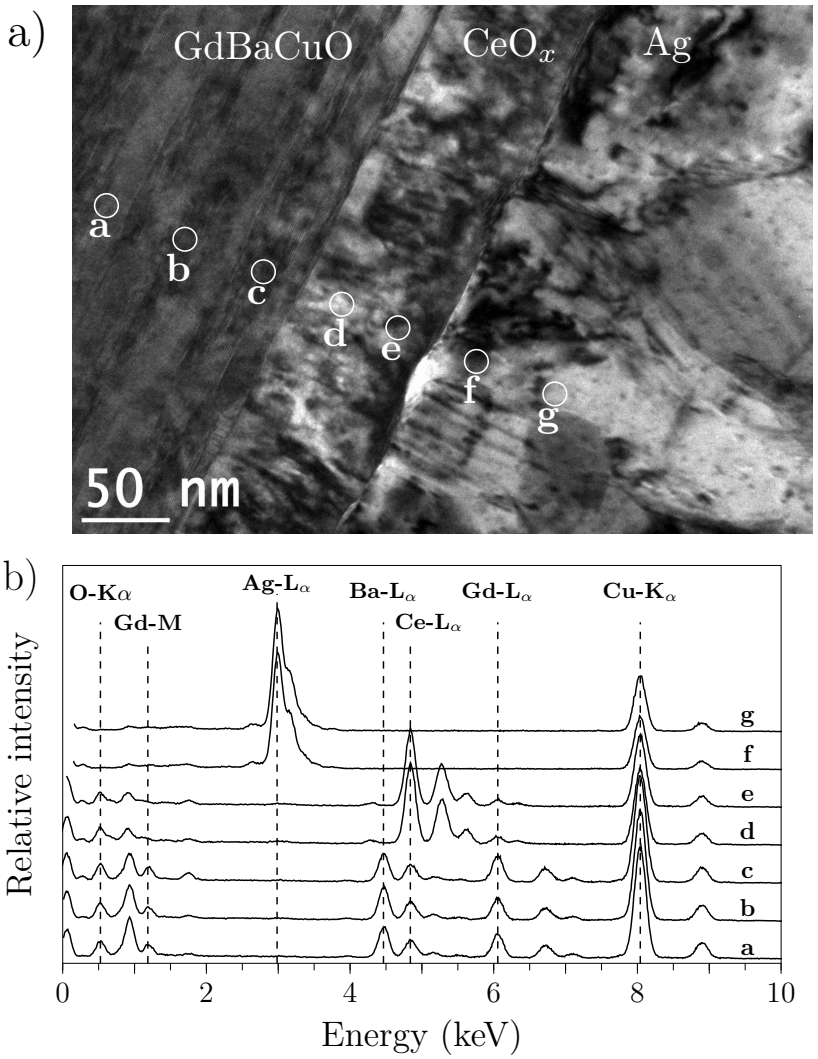

Figure 4.7 (a) TEM image of the GdBaCuO/CeO_x/Ag interfaces of a sample with a 100-nm-thick CeO_x layer, before annealing. The white circles indicate the position where the EDS spectra were acquired. (b) Ponctual EDS spectra along the thickness of the sample. The dashed lines identify the main EDS peaks. The small letters associated with each spectrum correspond to the small letters in a), indicating where the beam was located.

4.4.2 Characterization of the samples after annealing

In order to see if the value of R^* in samples with a CeO_x layer can be reduced, we annealed the samples in an oxygen atmosphere. Therefore, one sample of each batch has been annealed in pure oxygen, and the same characterizations as in section 4.4.1 were realized on the annealed samples.

Electrical measurements

The annealing setup was initially tested with the following experiment. A sample of batch 1 (t_{CeO_x} = 0 nm) was first annealed for 60 min at 600 °C in vacuum, which completely destroyed its superconductivity at 77 K. Then, a second annealing of 80 min at 600 °C in an oxygen atmosphere has been performed, which resulted in a complete recovery of the superconducting properties, with an even higher-than-before critical current (+25 A/cm, i.e. +18 %, see figure 4.8a) and a critical temperature slightly above 90 K. This result confirmed that our annealing setup was working properly.

Next, annealing experiments on samples from batches 2, 3 and 4 were performed in order to reduce the interfacial resistance between the GdBaCuO and the Ag layer while keeping a high critical current. Samples from batches 2, 3 and 4 have been annealed at 450 °C to optimize the oxygenation [73–75] of the superconductor, in order to minimize degradation due to oxygen loss. The measured V-I and R-T curves after annealing are presented in figure 4.8a and 4.8b, respectively. The critical current before and after annealing, as well as the annealing parameters, are summarized in table 4.3.

The sample from batch 2 was annealed at 450 °C for 30 min in an oxygen atmosphere. The critical current after the annealing showed an increase of +31 A/cm (+15 %), see figure 4.8a. Thus, the samples from batch 1 and 2 both showed an improvement of their critical current, probably due to a better oxygenation of the superconductor. The sample from batch 3 was annealed for a shorter time (2 min) at 450 °C. In this case, a reduction of its I_c of 33% (-67 A/cm) was observed (see figure 4.8a) which clearly indicates a degradation of the superconducting layer. Note that some samples of batch 3 showed evidence of delamination of the silver layer during their manipulation.

Finally, a sample of batch 4 (t_{CeO_x} = 100 nm) was first annealed at 450 °C for 30 min. However, the first annealing was not sufficient to reduce R^* enough in order to extract I_c from the V-I measurement. Indeed, as observed in figure 4.9a, an ohmic behavior was observed after the first annealing (A1). This is because the CTL (λ) was longer than d, which is the distance between the current contact and the voltage tap (see section 4.3.3 for more details).

Tableau 4.3 Comparison of the critical current before (I_{c1}) and after (I_{c2}) annealing of the samples. A1 : first annealing. A2 : second annealing.

Batch	t_{CeO_x} (nm)	I_{c1}/w (A/cm)	I_{c2}/w (A/cm)	$(I_{c2}-I_{c1})/w$ (A/cm)	Annealing in O_2
1	0	138	163	+25	A1 : loose oxygenation [1] A2 : 80 min, 600 °C
2	10	213	244	+31	30 min, 450 °C
3	35	203	136	−67	2 min, 450 °C
4	100	-	42	-	A1 : 30 min, 450 °C A2 : 30 min, 550 °C

However, we observed that the slope of the V-I curve was reduced following the annealing, which means that R^* decreased, but not sufficiently for measuring the critical current. A second annealing, this time at 550 °C for 30 min, was performed on this sample. After this second annealing, R^* was low enough to satisfy the condition $\lambda < d$. Indeed, the slope of the V-I curve is zero for $I = 0$, and a critical current of 42 A/cm could be measured (see figures 4.8a and 4.9a).

The R-T curves were obtained for all samples after annealing (see figure 4.8b). For all samples, the critical temperature was above 90 K. However, we note that, while the superconducting transition of samples for batch 1, 2 and 3 is very sharp, the sample with $t_{CeO_x} = 100$ nm exhibits a broader transition, which is a sign of degradation of the superconducting layer. Furthermore, we note that the residual resistance observed below 90 K before annealing for this sample is not present anymore after the annealing, which is consistent with a reduction of R^*. The critical current before and after annealing, as well as the annealing parameters, are summarized in table 4.3.

The interfacial resistances R^* measured on each annealed sample are presented in table 4.4. For batch 1, R^* is kept below the sensitivity of the nanovoltmeter. For batch 2, R^* was reduced by a factor of 2.5. In the case of batches 3 and 4, R^* was reduced to values of

Tableau 4.4 Interfacial resistance between Ag and GdBaCuO layers, after annealing.

Batch	t_{CeO_x} (nm)	R^* ($\mu\Omega.cm^2$)	Annealing time (min)	Temp. (°C)
1	0	$< 1.0 \times 10^{-1}$	30	450
2	10	2.99×10^{-1}	30	450
3	35	3.17×10^{0}	30	450
4	100	4.47×10^{0}	60	550

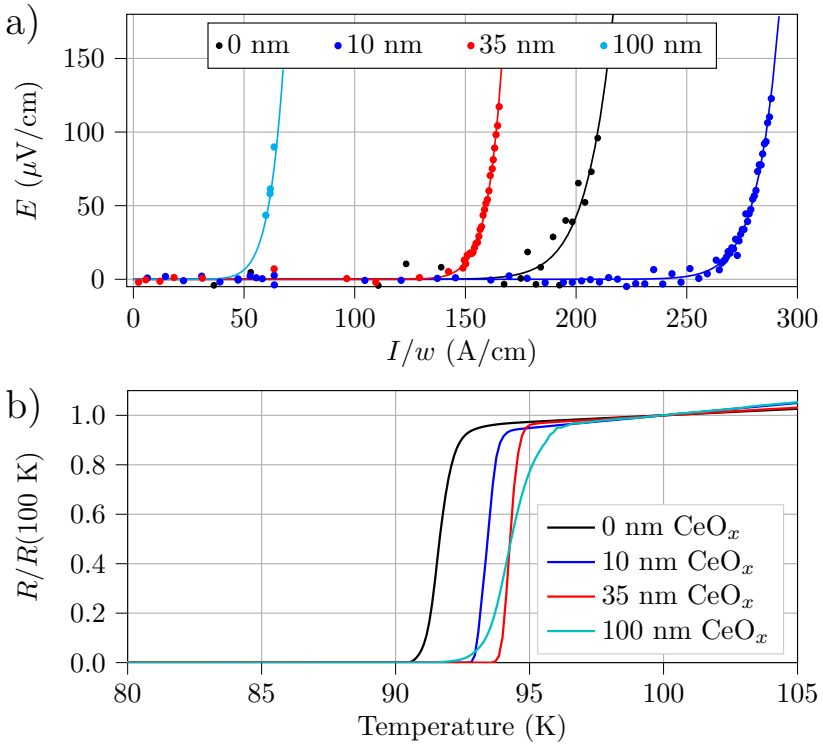

Figure 4.8 a) V-I and b) R-T characteristics of all batches of samples (t_{CeO_x} = 0, 10, 35 and 100 nm) after oxygen annealing. The annealing parameters are presented in the two last columns of table 4.3.

3.17 and 4.47×10^0 $\mu\Omega$.cm^2, respectively. This corresponds to a reduction by factor 50 and 450, respectively. Note that these values would be low enough to be used in a CFD tape architecture, but unfortunately, the low I_c values of these samples after annealing indicate a degradation of the superconducting properties.

Morphology of oxide layer

Figure 4.10 presents TEM micrographs acquired on a sample from batch 4, before and after oxygen annealing (60 min at 600 °C). Note that this sample is not the same as the one reported in tables 4.3 and 4.4. Comparing the images before and after annealing, we note that the cavities between the GdBaCuO and CeO$_x$ layers (white spots in bright field mode) are still visible after the annealing. One can see a crack in the CeO$_x$ layer (white circle in figure 4.10), where we observe an interaction that occurred between the GdBaCuO and the Ag layer. One can even see that a new phase has grown on the Ag layer side. Finally, it is possible to see on the annealed sample that the columnar structure of the Ag layer disappeared after the annealing.

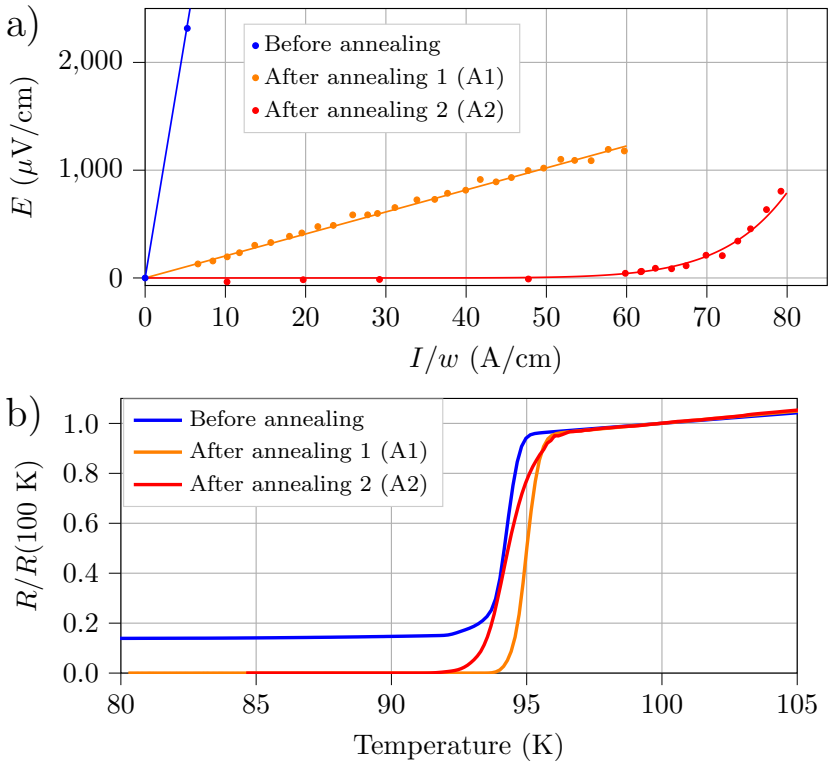

Figure 4.9 a) V-I curves of architecture with 100 nm of CeO_x before and after annealing (A1 : 30 min at 450 °C ; A2 : 30 min at 550 °C). After annealing A2, the critical current could be measured and is shown in table 4.3. The measurements have been done with sample holder B. b) Effect of double annealing on the interfacial resistance of the sample with 100 nm of CeO_x (batch 4).

Chemical composition

Figure 4.11a and 4.11b show two different zones along the CeO_x layer of the annealed sample of batch 4. Several EDS spectra were acquired at various locations in the TEM images. The presence of the GdBaCuO, CeO_x and Ag layers was confirmed from spectra *a, b* and *c*. We observed that copper rich areas are present between the GdBaCuO layer and the CeO_x layer, as shown in spectra *d* and *h*. Now looking more carefully in the CeO_x layer, we observed the presence of Ba and Gd at locations *e* and *i*. We also noted the presence of areas rich in Ba, Ce and O located between the CeO_x and Ag layers (see spectra *f* and *j* in the green dotted rectangles in figure 4.11c).

Another interesting observation is the diminution of Ba/Gd ratio in the GdBaCuO layer as we approach the CeO_x layer. This diminution is visible by comparing the Ba peak between spectra *k, l, m, n* and *o* in figure 4.11d (see red dotted rectangle). We can also notice another copper rich area located between the GdBaCuO and the CeO_x layers. Indeed, the Cu peak

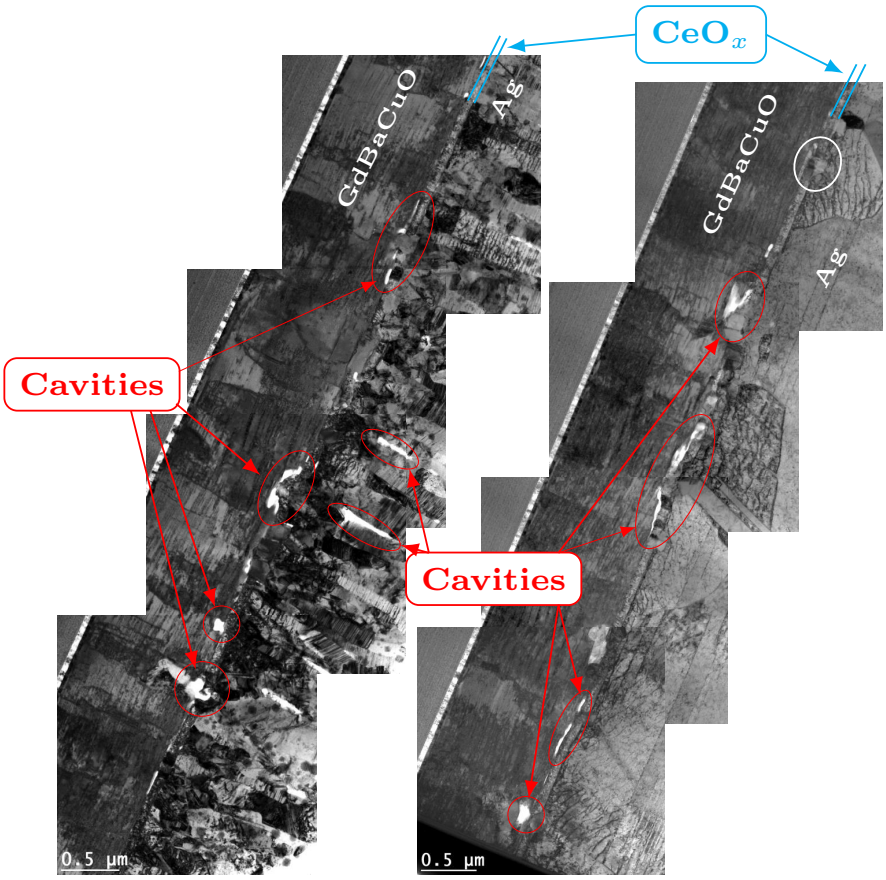

Figure 4.10 Comparison of TEM brigh field images of GdBaCuO/CeO$_x$/Ag layers and interfaces before (left) and after (right) annealing at 600 °C for 60 min. This image is for a sample of batch 4 ($t_{\mathrm{CeO}_{xx}} = 100$ nm).

of the spectrum *o* is much bigger compared to the other spectra (see blue dotted rectangle in figure 4.11d). We recall that part of this peak originates from the copper support of the sample holder, but one can clearly see that the peak from spectrum *o* is higher in comparison to the other spectra. Finally, we note the presence of Gd rich areas located between the GdBaCuO and the CeO$_x$ layers (see spectra *s* and *r*).

4.5 Discussion

The first question we tried to address with this work was : what is the minimum thickness of CeO$_x$ layer required to obtain a high interfacial resistance between the HTS and the Ag layers. According to our results, a CeO$_x$ layer thickness of 35 nm proved to be sufficient to generate the desired high interfacial resistance R^* ($\geq 1.6 \cdot 10^2$ $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$). This value is 2 to

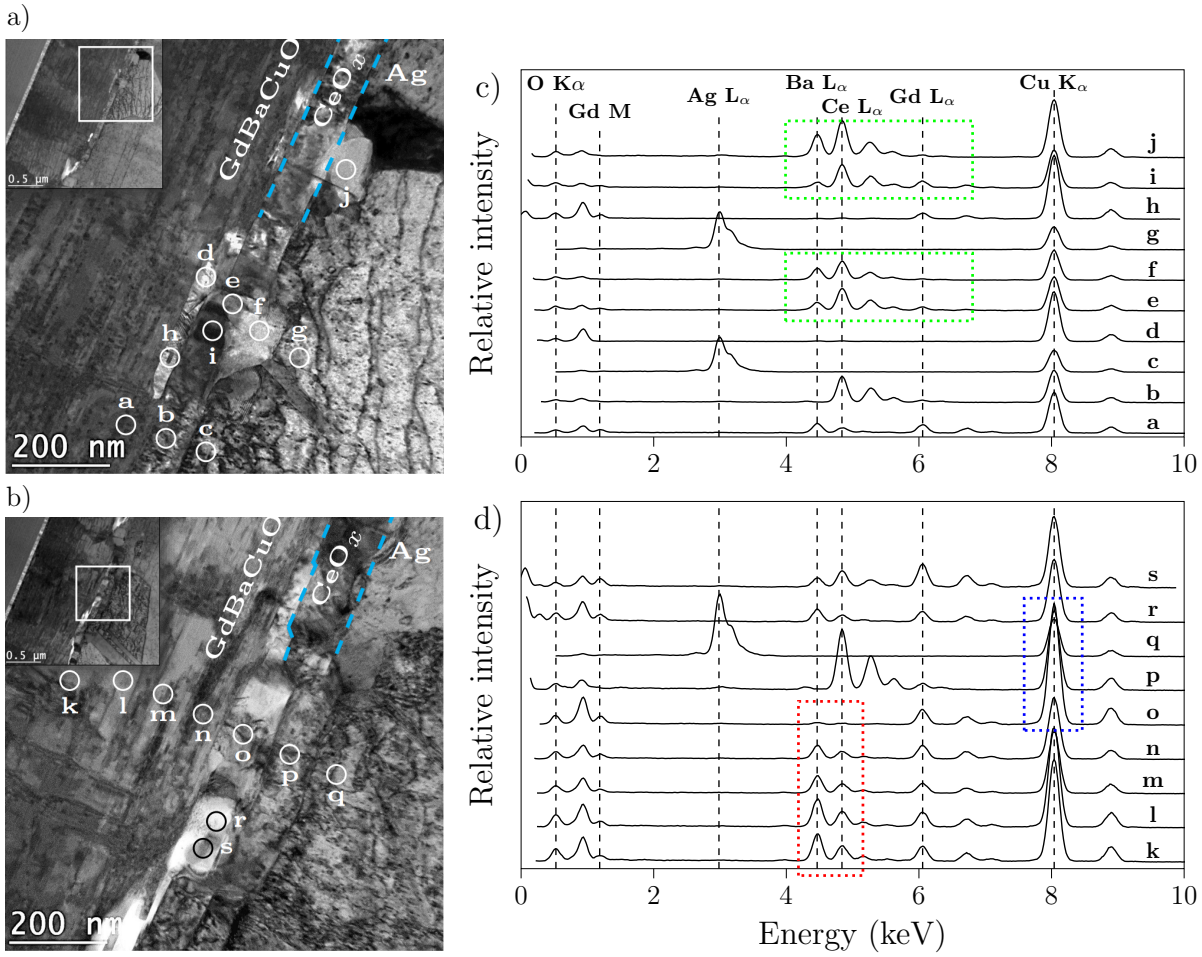

Figure 4.11 (a) and (b) TEM images of two different positions along the width of the GdBaCuO/CeO_x/Ag layers and interfaces for a sample taken in batch 4 (100 nm of CeO_x), after annealing at 600 °C for 1 hour. (c) and (d) Ponctual EDS spectra corresponding to white circles in subfigures a) and b), respectively.

3 orders of magnitude larger than the interfacial resistance found in commercial tapes, even if discontinuities in the CeO_x layer of our samples were observed. Indeed, even with a few discontinuities along the width of the tape, the CeO_x layer seemed to maintain a high R^*, see for instance figure 4.10(left). In addition, we also observed that the interfacial resistance value could be modulated by adjusting the thickness of the CeO_x layer. All values of interfacial resistance have been confirmed by direct measurement of R^*.

The second question we tried to address was whether or not it was possible to reduce the interfacial resistance R^* originating from the CeO_x layer without degrading the superconductor. To answer this question, we must first summarize the results obtained before and after the annealing. Before the annealing, the samples all had a sharp superconducting transition

and a relatively high critical current. After the annealing in an oxygen atmosphere, only the samples with a thin layer of CeO_x (0 and 10 nm) kept their original superconducting properties, and even showed an improvement of their critical current, probably due to an improved oxygen stoichiometry of the superconductor. However, the interfacial resistance of samples with $t_{CeO_x} = 10$ nm is too low to be used in a CFD architecture.

On the other hand, samples with a thicker CeO_x layer (35 nm or more), showed a decrease of their I_c. Furthermore, the sample with $t_{CeO_x} = 100$ nm showed a broadening of the superconducting to normal transition, which possibly originates from a degradation of the superconductor. Those results suggest that thick CeO_x layers influence negatively the superconducting properties after annealing.

A possible explanation for the degradation of the superconductor could be attributed to the depletion of Ba and Gd in the superconductor layer, which diffuses most probably through the cracks in the CeO_x layers. Indeed, the Ba atoms in the GdBaCuO are known to be very reactive [76]. According to the TEM, Ba atoms seemed to have diffused along cracks and defects in the GdBaCuO layer to reach the CeO_x layer and then create isolated grains of $BaCeO_3$. This phase has been observed earlier during the growth of YBaCuO on a rough CeO_2 layer, which has led to a reduction of the critical current density in the superconductor layer [76]. Interestingly, another study [77] reported the formation of $BaCeO_3$ and $YCuO_2$ (which, in our case, would be $GdCuO_2$) and zones with an excess of copper due to the reaction between YBaCuO and CeO_2. However, this study does not report any measurement of the critical current.

Furthermore, in our experiments, EDS spectra *e*, *f*, *i* and *j* in figure 4.11c (see green dotted rectangle) are similar to those presented in [78], which are associated to the $BaCeO_3$ phase.

Finally, the excess of copper located on the surface of the superconductor observed in this work (see spectra *d* and *h* in figure 4.11c) was also reported in the literature. This observation is compatible with the possible diffusion of Ba atoms out of the GdBaCuO layer, which then creates an excess of copper.

4.6 Conclusion

In this work, the interfacial resistance between the superconducting layer and the silver layer in commercial coated conductors was deliberately increased by growing a CeO_x layer on the GdBaCuO layer before depositing the silver layer. Our results indicated that a 35 nm thick CeO_x layer was effective to increase the interfacial resistance by 2 to 3 orders of magnitude with respect to no oxide layer. Furthermore, it has been shown that the interfacial resistance

R^* could be decreased to values close to those of commercial tapes by annealing the tape in an oxygen atmosphere.

However, a degradation of the critical current of samples with $t_{CeO_x} = 35$ nm and 100 nm was observed after annealing. Punctual EDS spectra showed that, after annealing, there is a clear reduction of the amount of Ba relative to other elements in the GdBaCuO layer, which becomes more obvious in the areas close to the CeO_x layer. This change in stoichiometry of the GdBaCuO layer is likely to be the cause of the reduction of the critical current in the samples with a thick CeO_x layer.

Given the disappointing results regarding the reduction of the critical density after annealing, it appears that the use of CeO_x for the oxide layer is not a good choice for realizing the CFD architecture of commercial HTS tapes. One could wonder if another type of oxide, for instance yttrium oxide, might perform better. This remains an open question for the moment. However, the growth of a good quality oxide layer on top of a superconducting layer with substantial surface roughness (in the range of 50-100 nm) appears to be a difficult task, as porosities and defects resulting from this roughness create nucleation sites for undesired secondary phases.

CHAPITRE 5 ARTICLE 2 - ANALYTICAL MODEL OF 2-D ELECTRIC POTENTIAL AND CURRENT TRANSFER IN SUPERCONDUCTING TAPES WITH A CURRENT FLOW DIVERTER ARCHITECTURE

Auteurs : Jean-Hughes Fournier-Lupien, Patrick Del Vecchio Christian Lacroix et Frédéric Sirois

Cet article a été publié dans le journal Superconductor Science and Technology, le 13 juillet 2020 [67].

5.1 Abstract

This work presents a generalization of the concept of current transfer length (CTL) between the stabilizer and the superconducting layer of high temperature superconductor (HTS) coated conductor tapes with a current flow diverter (CFD) architecture. The CFD architecture consists of a non-uniform interfacial resistance between the two layers, namely a high interfacial resistance in the middle of the tape and a low interfacial resistance on its sides. With this architecture, when the current transfers from the stabilizer to the superconductor to circumvent a normal zone or a crack, a current density component along the width of the tape appears, required for the current to circumvent the high interfacial resistance. This current component does not exist in a classical tape architecture. To describe quantitatively this current transfer, we developed a quasi-analytical formula that computes the electric potential in the stabilization layer, from which we can derive the current density components. The model is then used to determine the current transfer length (CTL) in tapes with a CFD architecture, using a generalized definition of the CTL. The model is simple and quick to run and allows deepening our understanding of the dependence of the CTL with different geometric and materials parameters, and clearly shows that the CFD architecture is very effective in increasing the CTL of HTS tapes while keeping the effective interfacial resistance to very low values. The model is quasi-analytical because it requires the numerical evaluation of a transcendental equation for determining one set of coefficients, but otherwise, it takes the form of a double summation of analytical functions (series solution). The exactness of the model has been verified by comparisons with finite element simulations.

5.2 Introduction

High temperature superconductor (HTS) coated conductors based on (RE)$Ba_2Cu_3O_{7-x}$ (RE = rare earth) can be used in many applications, such as high field magnets [28], fault current limiters, high-current underground cables and oil-free transformers, to name only a few [79]. The general architecture of these coated conductors (also called tapes) consists of a metallic substrate (Hastelloy C-276 or NiW tape) on which buffer layers are grown prior to depositing the REBaCuO layer. Finally, the superconductor is capped with a metallic thermal stabilization layer, often silver, whose thickness is typically 1-2 μm. A copper or stainless steel layer ranging from a few microns to more than 100 μm is sometimes added for additional thermal stabilization.

If the superconductor loses its superconducting state locally (the non-superconducting region is called a *normal zone* and is much more resistive than silver or copper), the electrical current flowing in the tape must circumvent the normal zone by crossing the REBaCuO/Ag interface to reach the stabilizer, and crossing it again when returning back into the REBaCuO layer. These passages through the interfacial resistance plus the metallic stabilizer generate ohmic losses, thus heat, which can lead to an expansion of the normal zone over time. If this situation is not detected quickly enough, the local temperature can rise quickly and lead to a thermal runaway of the normal zone (also called a *hot spot*), causing irreversible damages to the tape. The rate of expansion of the normal zone is called *normal zone propagation velocity* (NZPV).

One possible solution to prevent the above-mentioned problem and facilitate the detection of hot spots is to increase the NZPV [28, 48, 80, 81]. This is especially important for HTS since their NZPV is two to three orders of magnitude smaller [82] than that of low temperature superconductors like Nb_3Sn or NbTi. Previous works have discussed the relationship between the value of the REBaCuO/Ag interfacial resistance and the NZPV in coated conductors [46, 83–86] and multifilamentary superconducting composite wires [38, 39, 87–89]. It has also been shown in previous work of ours that inserting a non-uniform interfacial resistance (called *current flow diverter* or CFD) between the REBaCuO layer and the stabilizer can increase the NZPV by at least one order of magnitude, while keeping the global REBaCuO/Ag interfacial resistance to a sufficiently low value in order to allow the injection of high currents in the tape without burning it at the contacts [50, 51]. Practically, this non-uniform interfacial resistance consists of a high interfacial resistance in the middle of the tape, but a very low interfacial resistance on the edges of the tape. Note that when the interfacial resistance is the same across the whole width of the tape, we say that we have a *uniform interfacial resistance*.

Previous studies [85, 90–95] have shown that, for a tape with an uniform interfacial resistance

(called *uniform tape architecture* in this paper), the current $I(x)$ in the stabilizer decreases exponentially with the distance x as it transfers from the stabilizer to the REBaCuO layer, *i.e.*

$$I(x) = I_0\, e^{-x/\lambda}, \tag{5.1}$$

where I_0 is the total current flowing in the tape, and λ is a characteristic distance called the *current transfer length* (CTL). In this case, the CTL is defined as

$$\lambda = \sqrt{\frac{R_0 t_{\mathrm{Ag}}}{\rho}}, \tag{5.2}$$

where R_0 is the interfacial resistance between the REBaCuO and the stabilizer (often expressed in $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$), and t_{Ag} and ρ are respectively the thickness and the electrical resistivity of the stabilizer. In the case of a *CFD tape architecture* (*i.e.* tape with non-uniform interfacial resistance), no analytical model yet exists to describe the current flow between the REBaCuO and the stabilizer. Moreover, in this case, the conventional definition of the CTL given in (5.2) is not applicable.

This paper addresses this gap of knowledge by proposing analytical and quasi-analytical formulas in the form of infinite series for describing the electric potential and current distribution in the stabilizer for a CFD tape architecture, when the normal zone consists of a rectangular area of any width (typically a few millimeters). These results are then used to derive a general definition of the CTL, applicable to HTS tapes with a CFD architecture. Note that even if the analytical forms proposed in this paper are generally expressed as infinite series, they are much faster to evaluate than solving the corresponding 2-D or 3-D finite element models.

5.3 Problem definition

The primary problem considered in this paper is to find an explicit formula for the electric potential $\tilde{V}(x, y, z)$ inside the stabilizer of an HTS coated conductor (tape) with a CFD architecture, when the current is transferring from the superconducting layer to the stabilization layer or vice versa. We consider that the tape consists of a superconducting layer and a stabilization layer only, as shown in figure 5.1, and that the two layers are well connected electrically through their side edges (low interfacial resistance R_0), but separated by a high interfacial resistance (R_f) in their middle.

The Cartesian axes system is chosen so that the x direction represents the length of the tape,

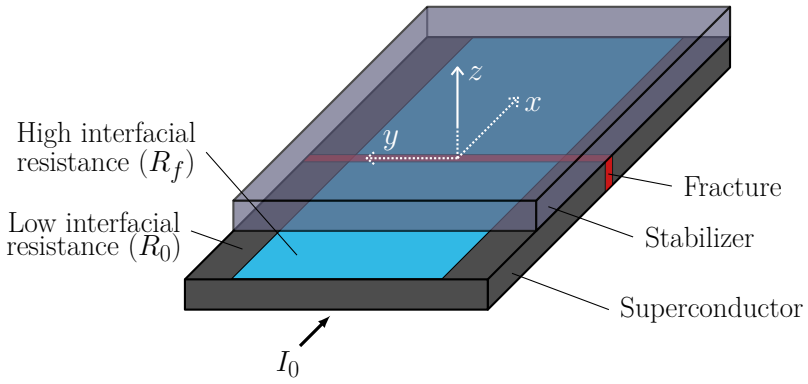

Figure 5.1 Schematic of a superconducting tape with a CFD architecture. A thin resistive layer (Current Flow Diverter or CFD, in blue) is added at the stabilizer/superconductor interface. The CFD covers partially the interface. On the edges of the tape, the stabilizer/superconductor interfacial resistance is very low due to the absence of resistive layer.

parallel to the current flow direction. The y and z axis point towards the conductor's width and thickness, respectively. The interface between the stabilizer and the superconducting layer is located at $z = 0$, and the center of the tape is chosen to be at $y = 0$. We also define t_{Ag}, w and w_f as the stabilizer thickness, the width of the tape, and the width of the CFD layer, respectively (see figure 5.2). The length units are in expressed in centimeters all along the paper.

In order to force the current transfer between the two layers, a fracture [85] is added at $x = 0$, see figure 5.1 and 5.2. The fracture is simply an electrically non-conducting region that we use to model the normal zone or a physical crack in the tape. We consider that the total current I_0 flowing in the tape is lower than the critical current of the REBaCuO layer. However, since the fracture is non-conducting, the current is forced to circumvent it and to flow in the stabilization layer before returning back into the superconducting layer. In our model, the width of the fracture can be of any size.

Finally, we define $R(y)$ as the local interfacial resistance between the superconducting layer and the stabilizer (in $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$). Note that this interfacial layer is considered as infinitely thin. Its dependence on y is due to the presence of the CFD layer, which usually has a much higher interfacial resistance R_f than the contact resistance R_0 between the superconductor and the stabilizer on the edges of the tape.

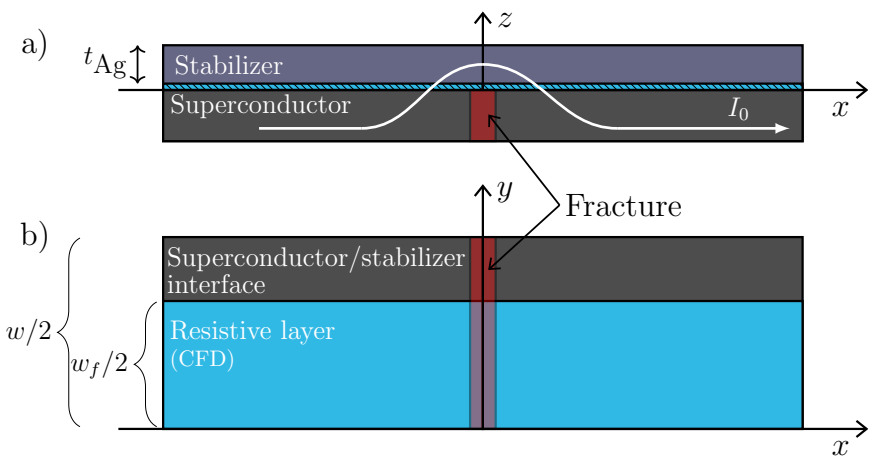

Figure 5.2 (a) Side view of the tape shown in figure 5.1, showing the current I_0 circumventing the fracture. (b) Top view of the tape with the stabilization layer removed. Because of the symmetry of the problem, only half of the plane is displayed in the y direction. The fracture represents the normal zone or a crack in the superconductor.

5.4 Mathematical formulation

The electric potential in the stabilizer, noted $\tilde{V}(x, y, z)$, is a 3-D scalar field that can be determined by solving the Laplace equation ($\nabla^2\tilde{V}(x, y, z) = 0$) with the appropriate boundary conditions. Assuming that the variation of the potential across the thickness of the stabilizer is small, and considering that the main resistance to current transfer between the layers is dominated by the interfacial resistance, *i.e.* $\rho t_{\mathrm{Ag}} \ll R(y)$, the 3-D equation $\nabla^2\tilde{V}(x, y, z) = 0$ can be approximated by a $2-$D planar approximation [85] that takes the form of a Helmholtz equation, *i.e.*

$$\nabla^2 V(x, y) - \kappa^2(y)\left(V(x, y) - V_s(x, y)\right) = 0, \tag{5.3}$$

where $V(x, y) = \tilde{V}(x, y, 0)$ is the surface potential at the bottom of the stabilization layer, $V_s(x, y)$ is the potential inside the superconducting layer (assumed to be infinitely thin and perfectly conducting excepted in the normal zone, where it is considered as a perfect insulator), and

$$\kappa(y) = \sqrt{\frac{\rho}{R(y)t_{\mathrm{Ag}}}}. \tag{5.4}$$

Note the similarity between equations (5.2) and (5.4), meaning that κ is analogous to the inverse of the CTL.

The symmetries and boundary conditions on V can be defined as follows. Firstly, we consider that the tape is symmetric along its length on each side of the fracture, whose center is located

at $x = 0$. Choosing the potential reference $V = 0$ at $x = 0$ implies that the electric potential must be anti-symmetric, *i.e.* $V(x, y) = -V(-x, y)$. The choice of the mathematical form of the solution must satisfy these two conditions.

Secondly, far from the fracture (*i.e.* for very large $|x|$), the current in the stabilizer goes to zero since the current flows preferentially in the lossless superconducting layer. Thus, we must have

$$\lim_{x \to \mp\infty} V(x, y) = \pm \frac{\Delta V}{2}, \tag{5.5}$$

where ΔV is the potential difference between two points far away from the fracture, *i.e.* $\Delta V = V|_{x \to -\infty} - V|_{x \to +\infty}$, and $\Delta V > 0$ always. This condition can be simplified by truncating the tape to some half-length $L/2$, chosen sufficiently large so that the current reaches its asymptotic behavior for $|x| \ll L/2$. In practice, one just need to make sure that

$$L/2 \gg \lambda, \tag{5.6}$$

where λ is the CTL, still to be determined in the case of the CFD architecture.

The boundary condition given by (5.5) can be further simplified if we assume that for $L/2 \gg \lambda$, the current in the stabilizer is *exactly* zero. We can then replace (5.5) by a usual homogeneous Neumann condition, *i.e.*

$$\left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{x = \pm L/2} = 0. \tag{5.7}$$

We complement this boundary condition with the potential reference defined above, *i.e.*

$$V(0, y) = 0, \tag{5.8}$$

Equations (5.7) and (5.8) thus define the boundary conditions along x that are used in this paper.

We now define the boundary conditions along the y axis. We suppose that the tape is symmetric with respect to its width. This symmetry ensures that the y-component of the current vanishes along $y = 0$, which can be written as

$$\left. \frac{\partial V}{\partial y} \right|_{y = 0} = 0. \tag{5.9}$$

The last boundary condition is determined by considering that no current can enter or exit from the sides of the tape, located along $y = \pm w/2$.

This can be written as another homogeneous Neumann condition, *i.e.*

$$\left.\frac{\partial V}{\partial y}\right|_{y=\pm w/2} = 0. \tag{5.10}$$

Therefore, the two boundary conditions along y used in this paper are given by (5.9) and (5.10).

5.5 Resolution

5.5.1 Problem reformulation

Equation (5.3) cannot be solved by the separation of variables method because of the inhomogeneous term $\kappa^2(y)V_s(x,y)$ that it contains. However, we can define the following differential operator :

$$\mathcal{D} \equiv \nabla^2 - \kappa^2(y), \tag{5.11}$$

and then rewrite (5.3) with the inhomogeneous term on the right handside, *i.e.*

$$\mathcal{D}V(x,y) = -\kappa^2(y)V_s(x,y). \tag{5.12}$$

We can decompose the potential $V(x,y)$ as a linear combinaison of the eigenfunctions ψ_{ij} of the operator $\mathcal{D}$. The potential can thus be written as a linear combination of the eigenfunctions and eigenvalues of the operator $\mathcal{D}$, that is

$$V(x,y) = \sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} c_{ij}\psi_{ij}(x,y). \tag{5.13}$$

The related eigenvalue problem is stated as

$$\mathcal{D}\psi_{ij}(x,y) = -K_{ij}^2\psi_{ij}(x,y) \tag{5.14}$$

where $-K_{ij}^2$ are the eigenvalues related to the eigenfunctions ψ_{ij} and the indexes i and j become explicit after applying the boundary conditions defined in the previous section.

By applying the separation of variables method on (5.14) such that

$$\psi_{ij}(x,y) = X_i(x)Y_j(y), \tag{5.15}$$

where X_i and Y_j are one-variable functions of x and y respectively, we find

$$(5.14) \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2} X_i(x) = -\xi_i^2 X_i(x) \ , & (5.16) \\ \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}y^2} Y_j(y) - \kappa^2(y) Y_j(y) = -\eta_j^2 Y_j(y), & (5.17) \end{cases}$$

where

$$\xi_i^2 + \eta_j^2 = K_{ij}^2. \tag{5.18}$$

The result is thus two ordinary differential equations who can be seen as two eigenvalue problems for which $\frac{d^2}{dx^2}$ and $\frac{d^2}{dy^2} - \kappa^2(y)$ are the operators applied on $X(x)$ and $Y(y)$, respectively. Since these operators are hermitian (proof not provided here), we know that the ψ_{ij} form a complete orthogonal basis.

In order to find $V(x, y)$ as defined in (5.13), we must determine the c_{ij} coefficients that satisfy (5.12) over the domain of the superconducting tape, defined as $-L/2 < x < L/2$ for x and $0 < y < w/2$ for y, considering the symmetries and boundary conditions mentioned in the previous section. We start by defining an inner product within the Hilbert space $\mathcal{H}$, assuming that the functions ψ_{ij} are part of that space. For all functions $p, q \in \mathcal{H}$, the scalar product $(\cdot, \cdot)$ is defined as

$$(p, q) = \int_0^{w/2} \int_{-L/2}^{L/2} p(x, y) q(x, y) \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y. \tag{5.19}$$

Then, since the set $\{\psi_{ij}\}$ is an orthogonal basis, we can state that

$$(\psi_{i'j'}, \psi_{ij}) = \delta_{i'i} \delta_{j'j}, \tag{5.20}$$

where the δ_{ij}'s are Kronecker delta functions. Note that (5.20) implies that each eigenfunction is normalized, *i.e.* $(\psi_{ij}, \psi_{ij}) = 1$ for all i and j. We are now able to define the c_{ij} values as the projection coefficients of V on ψ_{ij}, *i.e.*.

$$c_{ij} \equiv (\psi_{ij}, V) \, . \tag{5.21}$$

To find an explicit formula for c_{ij} in terms of ψ_{ij}, K_{ij}, $V_s(x, y)$, and $\kappa(y)$, we combine (5.12), (5.13) and (5.14) to find

$$\begin{aligned} \mathcal{D}\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} c_{ij}\psi_{ij}(x,y) &= -\kappa^2(y)V_s(x,y) \\ \Leftrightarrow \sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty}\left(K_{ij}^2 c_{ij}\right)\psi_{ij}(x,y) &= \kappa^2(y)V_s(x,y). \end{aligned} \tag{5.22}$$

Equation (5.22) indicates that $\kappa^2(y)V_s(x,y)$ can also be written as a linear combination of the basis functions ψ_{ij}. We thus conclude that

$$\begin{aligned} K_{ij}^2 c_{ij} &\equiv \left(\psi_{ij}, \kappa^2(y)V_s(x,y)\right) \\ \Leftrightarrow\ c_{ij} &= \frac{1}{K_{ij}^2}\left(\psi_{ij}, \kappa^2(y)V_s(x,y)\right). \end{aligned} \tag{5.23}$$

5.5.2 General solution

The general solution for $V(x,y)$ is obtained by finding the functions $X_i(x)$ and $Y_j(y)$ using (5.16) and (5.17), which requires to find their respective eigenvalues ξ_i and η_j. Recalling that $\psi_{ij}(x,y) = X_i(x)Y_j(y)$ and $\xi_i^2 + \eta_j^2 = K_{ij}^2$, we can use (5.23) to determine the c_{ij} coefficients. Finally, we use (5.13) and (5.15) to find $V(x,y)$.

To find $X_i(x)$, we only need to find the general solution of (5.16), which is

$$X_i(x) = G_i \cos\xi_i x + F_i \sin\xi_i x. \tag{5.24}$$

The symmetry condition (5.8) implies that $G_i = 0$, while (5.7) gives $\xi_i = \left(i - \frac{1}{2}\right)\frac{2\pi}{L}$, thus

$$X_i(x) = F_i \sin\left[\left(i - \frac{1}{2}\right)\frac{2\pi x}{L}\right], \tag{5.25}$$

with $i = 1, 2, 3, \ldots$ Finally, we can choose F_i so that X_i is normalized, *i.e.*

$$(X_i, X_i) = \int_{-L/2}^{L/2} X_i(x)^2\,\mathrm{d}x = F_i^2 L/2 = 1\,, \tag{5.26}$$

so $F_i = \pm\sqrt{2/L}$. Here we have to choose the minus sign because according to (5.5), $V(x,y)$ must decrease as x increases. We thus have

$$\Rightarrow F_i = -\sqrt{2/L}. \tag{5.27}$$

The final solution for X_i is thus

$$X_i(x) = -\sqrt{\frac{2}{L}} \sin \xi_i x, \tag{5.28}$$

$$\xi_i = \left(i - \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi}{L}, \tag{5.29}$$

with

$$(X_{i'}, X_i) = \delta_{i'i}. \tag{5.30}$$

To determine Y_j from (5.17), we must first define $\kappa(y)$. A good approximation for a CFD architecture is to set $R(y)$ as a step function, namely,

$$R(y) = \begin{cases} R_f & 0 \leq y < w_f/2 \\ R_0 & w_f/2 \leq y \leq w/2, \end{cases} \tag{5.31}$$

where R_f is the interfacial resistance between the superconductor and the stabilization layers when a resistive CFD layer is inserted between the two, and R_0 is the interfacial resistance between the superconductor and the stabilizer in absence of CFD layer, as shown in figure 5.1. Using (5.4), we can rewrite (5.31) as follows

$$\kappa(y) = \begin{cases} \kappa_f & 0 \leq y < w_f/2 \\ \kappa_0 & w_f/2 \leq y \leq w/2, \end{cases} \tag{5.32}$$

with

$$\kappa_f = \sqrt{\frac{\rho}{R_f t_{\mathrm{Ag}}}}, \tag{5.33}$$

and

$$\kappa_0 = \sqrt{\frac{\rho}{R_0 t_{\mathrm{Ag}}}}. \tag{5.34}$$

Equation (5.17) now splits into two differential equations : one for the region $0 \leq y < w_f/2$, and one for the region $w_f/2 \leq y \leq w/2$, *i.e.*

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}y^2}Y_j^f(y) &= -\left(\eta_j^2 - \kappa_f^2\right) Y_j^f(y) \qquad 0 \le y < w_f/2, \\ \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}y^2}Y_j^0(y) &= -\left(\eta_j^2 - \kappa_0^2\right) Y_j^0(y) \qquad w_f/2 \le y \le w/2.\end{aligned} \tag{5.35}$$

The general solutions for Y_j^f and Y_j^0 are

$$\begin{aligned}Y_j^f(y) &= A_j \cos\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}\, y + B_j \sin\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}\, y, \\ Y_j^0(y) &= C_j \cos\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}(w/2 - y) + D_j \sin\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}(w/2 - y).\end{aligned} \tag{5.36}$$

The boundary conditions (5.9) and (5.10) imply that $B_j = D_j = 0$. To determine A_j, C_j, and η_j, we use the fact that Y_j and $\frac{dY_j}{dy}$ must be continuous in the whole domain, and Y_j must be normalized. For the continuity relations to be satisfied, we must match Y_j^f and Y_j^0 and their derivatives at $y = w_f/2$, that is

$$Y_j^f(w_f/2) = Y_j^0(w_f/2), \tag{5.37}$$

$$\left.\frac{\mathrm{d}Y_j^f}{\mathrm{d}y}\right|_{y=w_f/2} = \left.\frac{\mathrm{d}Y_j^0}{\mathrm{d}y}\right|_{y=w_f/2}. \tag{5.38}$$

The normalization condition is

$$(Y_j, Y_j) = \int_0^{w/2} Y_j^2(y)\,\mathrm{d}y = 1. \tag{5.39}$$

We thus have three independent equations, *i.e.* (5.37), (5.38) and (5.39), to determine the three unknowns A_j, C_j and η_j in (5.36). Using (5.37) and (5.39), we can find explicit expressions for A_j and for C_j, *i.e.*

$$\begin{aligned}A_j = \sqrt{\frac{4}{w}} \Bigg\{ &\frac{w_f}{w}\left[1 + \mathrm{sinc}\left(\frac{\eta_j^{(f)} w_f}{\pi}\right)\right] + \left(1 - \frac{w_f}{w}\right) \frac{\cos^2\left(\eta_j^{(f)} w_f/2\right)}{\cos^2\left(\eta_j^{(0)}(w - w_f)/2\right)} \times \\ &\left[1 + \mathrm{sinc}\left(\frac{\eta_j^{(0)}(w - w_f)}{2\pi}\right)\cos\left(\eta_j^{(0)}(w - w_f)/2\right)\right]\Bigg\}^{-1/2},\end{aligned} \tag{5.40}$$

$$C_j = A_j \cos\left(\eta_j^{(f)} w_f/2\right) \sec\left(\eta_j^{(0)}(w-w_f)/2\right), \tag{5.41}$$

where $\eta_j^{(f)} = \sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}$, $\eta_j^{(0)} = \sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}$, and "sinc" is the normalized cardinal sine function defined by $\mathrm{sinc}(x) = \frac{1}{\pi x}\sin(\pi x)$ if $x \neq 0$ and $\mathrm{sinc}(0) = 1$.

An equation with η_j as sole unknown can be found using (5.37) and (5.38), *i.e.*

$$\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}\tan\left(w_f\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}/2\right) = -\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}\tan\left((w-w_f)\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}/2\right). \tag{5.42}$$

Unfortunately, (5.42) is a transcendental equation which cannot be solved analytically. One must find its solutions using a numerical method. This can be made easier by rewriting (5.42) as follows :

$$\sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_f}\tan\left(\gamma f\sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_f}\right) + \sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_0}\tan\left(\gamma(1-f)\sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_0}\right) = 0, \tag{5.43}$$

where

$$\alpha_j \equiv \eta_j t_{\mathrm{Ag}}, \tag{5.44}$$

$$\epsilon_f \equiv \kappa_f^2 t_{\mathrm{Ag}}^2 = \rho t_{\mathrm{Ag}}/R_f, \tag{5.45}$$

$$\epsilon_0 \equiv \kappa_0^2 t_{\mathrm{Ag}}^2 = \rho t_{\mathrm{Ag}}/R_0, \tag{5.46}$$

$$\gamma \equiv w/t_{\mathrm{Ag}}, \tag{5.47}$$

$$f \equiv w_f/w, \tag{5.48}$$

are all dimensionless parameters. Note that f is an important parameter in the CFD architecture, being the fraction of the tape width covered by the highly resistive layer, see figure 5.2b. Furthermore, we define the function $g(\alpha)$ as

$$g(\alpha) = \sqrt{\alpha^2 - \epsilon_f}\tan\left(\gamma f\sqrt{\alpha^2 - \epsilon_f}\right) + \sqrt{\alpha^2 - \epsilon_0}\tan\left(\gamma(1-f)\sqrt{\alpha^2 - \epsilon_0}\right). \tag{5.49}$$

The next step is to find the zeros of $g(\alpha)$, *i.e.* all the α_j values satisfying $g(\alpha_j) = 0$, and we then use (5.44) to find the associated η_j, *i.e.* $\eta_j = \alpha_j/t_{\mathrm{Ag}}$. The final solution for Y_j thus reads

$$Y_j(y) = \begin{cases} A_j \cos\left(\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}\, y\right) & 0 \le y \le w_f/2 \\ C_j \cos\left(\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}\, (w/2 - y)\right) & w_f/2 \le y \le w/2 \end{cases} \tag{5.50}$$

with A_j, C_j and η_j given by (5.40), (5.41), (5.44) and (5.49). The Y_j functions also satisfy the normalization condition

$$(Y_{j'}, Y_j) = \delta_{j'j}. \tag{5.51}$$

Once the functions $X_i(x)$ and $Y_j(y)$ are determined and their eigenvalues ξ_i and η_j are known, the c_{ij} coefficients can finally be evaluated with (5.23), which can be rewritten as follows :

$$\begin{aligned} c_{ij} &= \frac{1}{K_{ij}^2} \left(\psi_{ij}, \kappa^2(y) V_s(x,y)\right) \\ &= \frac{1}{\xi_i^2 + \eta_j^2} \int_0^{w/2} \int_{-L/2}^{L/2} X_i(x) Y_j(y) \kappa^2(y) V_s(x,y)\, \mathrm{d}x\, \mathrm{d}y. \end{aligned} \tag{5.52}$$

Finally, we use the c_{ij} coefficients with (5.13) and (5.15) to find $V(x,y)$, which was our initial objective.

5.5.3 Generalized current transfer length

Once the electric potential $V(x,y)$ is known, the current density inside the stabilizer can be calculated, which is required to determine the current transfer length (CTL). The components of the current density $\vec{J}(x,y)$ in the stabilizer (in A/cm^2) are given by $\vec{J}(x,y) = -\sigma \nabla V$, with $\sigma = \rho^{-1}$, *i.e.*

$$J_x \equiv -\rho^{-1} \frac{\partial V}{\partial x} \tag{5.53}$$

$$J_y \equiv -\rho^{-1} \frac{\partial V}{\partial y}. \tag{5.54}$$

The total current flowing in the stabilizer is obtained by integrating $\vec{J}$ over the cross-section of the stabilizer. Due to symmetrical considerations, only the x-component of $\vec{J}$ contributes to this integral, thus we define the current flowing in the stabilizer at any position x along the tape as $I(x)$ (in A), which can be expressed as

$$I(x) = 2 t_{\mathrm{Ag}} \int_0^{w/2} J_x(x,y)\, \mathrm{d}y, \tag{5.55}$$

where we recall that $J_x(x,y)$ is constant across the thickness t_{Ag} of the stabilizer (oriented along the z axis). At this point, we can insert (5.15) in (5.13) and substitute $X_i(x)$ and $Y_j(y)$ by their respective definitions (5.28) and (5.50). Then, we take the x derivative of the result, and we insert it in (5.53) to obtain an explicit expression for J_x, which can be used in (5.55) to obtain an explicit expression for $I(x)$, *i.e.*

$$I(x) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} k_{ij} \cos \xi_i x, \tag{5.56}$$

where

$$k_{ij} = \frac{2\sqrt{2} t_{\mathrm{Ag}}}{\rho \sqrt{L}} c_{ij} \xi_i \int_0^{w/2} Y_j(y)\, \mathrm{d}y \tag{5.57}$$

$$= \frac{2\sqrt{2} t_{\mathrm{Ag}}}{\rho \sqrt{L}} c_{ij} \xi_i \left[\frac{A_j w_f}{2} \mathrm{sinc}\left(\frac{w_f \sqrt{\eta_j^2 - \kappa_f^2}}{2\pi} \right) + \frac{C_j (w - w_f)}{2} \mathrm{sinc}\left(\frac{(w - w_f)\sqrt{\eta_j^2 - \kappa_0^2}}{2\pi} \right) \right]. \tag{5.58}$$

Considering the geometry of the problem (figures 5.1 and 5.2), the maximum value of $I(x)$ always occur at $x = 0$, *i.e.* above the middle point of the fracture in the superconducting layer, since no current can flow in the fracture. In other words, we have $\max\left(I(x)\right) = I(0) = I_0$, where we recall that I_0 is the total current flowing in the tape. Based on the classical definition of the CTL, we define the *generalized CTL* (λ_g) as follows (implicit definition) :

$$I(\lambda_g) = I(0)\, e^{-1} = I_0\, e^{-1}, \tag{5.59}$$

i.e. λ_g corresponds to the distance x required for the total current I_0 to decrease by e^1, as in the classical definition of the CTL (see (5.1) at the end of the introduction, when $x = \lambda$). In the remaining of the paper, we use the notation λ even for the generalized CTL, in order to avoid overloading the notation.

5.6 Application to practical cases

In this section, we calculate the electric potential profiles for uniform and CFD tape architectures with various physical and geometrical parameters, using the quasi-analytical solutions obtained in the previous section. We then compare our results with finite element simulations

in order to confirm the validity of our solutions.

5.6.1 Uniform architecture with a hairline fracture

The simplest architecture is the uniform architecture, which means that $R(y) = R_f$ (a constant), thus we have

$$w_f = w. \tag{5.60}$$

Furthermore, we consider the case of a hairline fracture, *i.e.* an infinitely thin crack or normal zone located at $x = 0$ in the superconducting layer (see figure 5.2). Hence, in the superconducting layer, the electric potential is defined by a symmetric Heaviside jump, *i.e.*

$$V_s(x, y) = \frac{\Delta V}{2} \times \begin{cases} 1 & x < 0 \\ 0 & x = 0 \\ -1 & x > 0. \end{cases} \tag{5.61}$$

Indeed, since there could be no voltage drop in the superconducting layer, the total voltage drop ΔV is forced to be localized across the fracture. However, in the stabilizer, $V(x, y)$ can only vary along x in a continuous manner (this follows from electric charge conservation in a normal conductor). Note that this definition of $V_s(x, y)$ complies with the symmetry condition (5.8), *i.e.* $V(0, y) = 0$, since above the fracture, $V(0, y) = V_s(0, y)$.

Under these conditions, (5.49) provides an analytical solution for η_j. Indeed, from (5.48), we have $f = 1$ when $w = w_f$, so we can rewrite (5.49) as follows

$$g(\alpha) = \sqrt{\alpha^2 - \epsilon_f} \tan\left(\gamma\sqrt{\alpha^2 - \epsilon_f}\right). \tag{5.62}$$

Finding the roots α_j of $g(\alpha)$ leads to

$$\begin{aligned} g(\alpha_j) &= 0 \\ \sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_f}\tan\left(\gamma\sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_f}\right) &= 0 \\ \gamma\sqrt{\alpha_j^2 - \epsilon_f} &= (j-1)\pi \\ \alpha_j &= \sqrt{\frac{(j-1)^2\pi^2}{\gamma^2} + \epsilon_f} \\ \eta_j &= 2\sqrt{\frac{(j-1)^2\pi^2}{w^2} + \kappa_f^2}\,, \end{aligned} \tag{5.63}$$

with $j = 1, 2, 3, \ldots$ Moreover, the expressions for A_j and C_j are simplified and now reads

$$A_j = \sqrt{\frac{2}{w}} \times \begin{cases} 1 & j = 1 \\ \sqrt{2} & j > 1, \end{cases} \tag{5.64}$$

$$C_j = A_j \tag{5.65}$$

With all these simplifications, the functions Y_j can now be written as

$$Y_j(y) = \sqrt{\frac{2}{w}} \times \begin{cases} 1 & j = 1 \\ \sqrt{2}\cos\left(\frac{2(j-1)\pi y}{w}\right) & j > 1. \end{cases} \tag{5.66}$$

Inserting (5.66) and (5.61) in (5.52) gives

$$c_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta V}{\xi_i^2 + \kappa_f^2}\frac{\kappa_f^2}{\xi_i}\sqrt{\frac{w}{L}}, & j = 1 \\ 0 & j > 1. \end{cases} \tag{5.67}$$

Using (5.67) with (5.13), (5.15) and (5.28), we finally find

$$V(x, y) = -\frac{\Delta V \kappa_f^2}{L}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{1}{\xi_i}\frac{\sin\xi_i x}{\xi_i^2 + \kappa_f^2}. \tag{5.68}$$

We note that V does not depend on y since $R(y) = R_f$ is a constant for the uniform architecture. One can show (see 5.10) that in the limit $L/2 \gg \kappa_f^{-1}$, the potential given by (5.68) becomes

$$V(x) = \pm\frac{\Delta V}{2}\left(1 - e^{-\kappa_f|x|}\right), \tag{5.69}$$

where "+" is for $x \leq 0$ and "−" for $x > 0$. This is no surprise that (5.69) corresponds to the analytic solution of the 1-D current transfer model [90, 91]. Choosing $R_f = R_0$, we can use (5.69) to retrieve the formulas for $I(x)$ and λ (CTL) for the uniform architecture, corresponding to equations (5.1) and (5.2) in the introduction of this paper.

We have thus verified that our model gives the same solution as the classical analytical 1-D model for the case of the uniform architecture.

5.6.2 CFD architecture with a hairline fracture

In the case of a CFD architecture, we need to use the general case where $R_f \neq R_0$, and $w_f < w$. We consider again the case of a hairline fracture, which means that the definition of V_s given by (5.61) is still valid. Using a similar mathematical development as the one used previously for the uniform architecture, we obtain the following expression for the c_{ij} coefficients,

$$\begin{aligned} c_{ij} &= \frac{1}{K_{ij}^2}\left(\psi_{ij}, \kappa^2(y)V_s(x,y)\right) \\ &= \frac{1}{K_{ij}^2}\left[\int_{-L/2}^{L/2} X_i(x)V_s(x)\,\mathrm{d}x\right]\left[\int_0^{w/2} Y_j(y)\kappa^2(y)\,\mathrm{d}y\right] \\ &= \frac{1}{K_{ij}^2}\left[\frac{\sqrt{2}\Delta V}{\xi_i\sqrt{L}}\right]\left[\frac{A_j\kappa_f^2 w_f}{2}\mathrm{sinc}\left(\frac{w_f\sqrt{\eta_j^2-\kappa_f^2}}{2\pi}\right)\right. \\ &\quad \left. + \frac{C_j\kappa_0^2(w-w_f)}{2}\mathrm{sinc}\left(\frac{(w-w_f)\sqrt{\eta_j^2-\kappa_0^2}}{2\pi}\right)\right]. \end{aligned} \tag{5.70}$$

The electric potential $V(x, y)$ is obtained by using (5.70) with (5.13) and (5.15). Figure 5.3a shows an example of solution of $V(x, y)$ in the stabilizer in the case of a CFD tape with a hairline fracture in the superconducting layer (the numerical values of all parameters are given in the figure caption), showing clearly that $V(x, y)$ varies both in x and y in this case. In figure (5.3)b, we can see that the potential variation is more abrupt near the edges of the tape ($y = \pm w/2$) than in its center ($y = 0$). This also means that the current density, which is proportional to the voltage gradient according to (5.53 and (5.54), is higher near the edges of the tape, corresponding to the regions with low interfacial resistance. This is intuitively explained by the fact that the current must flow around the CFD layer (very resitive) to go from the superconductor to the stabilizer and vice versa, resulting in a lower current density in the center of the tape relatively to the edges (see detailed explanations of the CFD concept

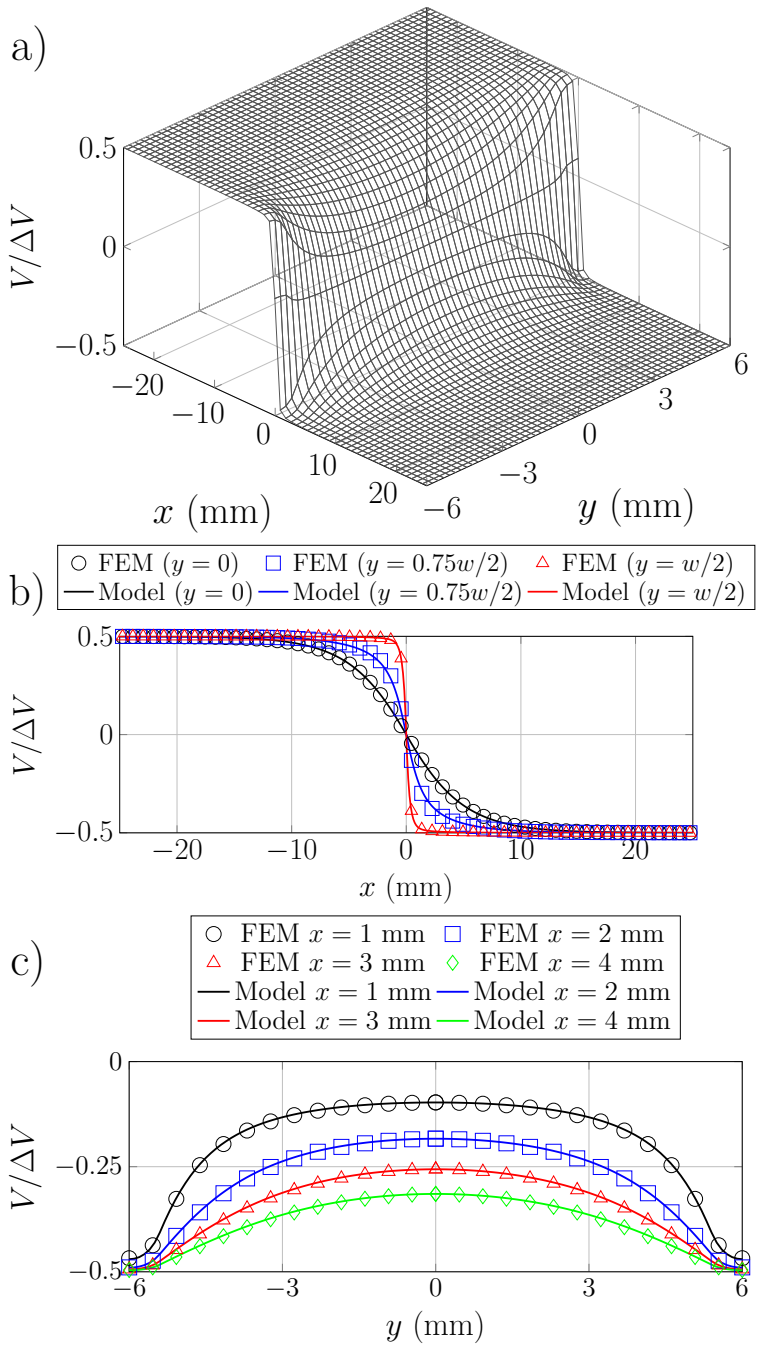

Figure 5.3 (a) Electric potential $V(x, y)$ in the stabilizer for a CFD tape architecture with a hairline fracture defect, calculated with the quasi-analytic formula derived in this paper. The parameters used in this calculation were $R_0 = 0.1\ \mu\Omega.\text{cm}^2$, $R_f = 100\ \mu\Omega.\text{cm}^2$, $t_{\text{Ag}} = 20\ \mu\text{m}$, $w = 12$ mm and $f = 0.9$. In (b) and (c), slices of $V(x, y)$ obtained with our formula are plotted at various y and x positions (continuous lines). The circles show points obtained with the finite element method (FEM) for validation purposes. All voltages were normalized by ΔV to facilitate the reading.

in [50]).

To verify the solution obtained with our quasi-analytical approach, we performed numerical calculations using the finite element method (FEM), using the Electric Current module of COMSOL Multiphysics 4.3b [96]. A full 3-D FEM model was used for this validation, consisting of two layers in contact : the stabilizer and the superconducting layer, with respective thicknesses of 20 μm and 1 μm. A power law model $E = E_c(J/J_c)^n$ was used as the constitutive equation for the superconducting layer, with $E_c = 1$ μV/cm, $n = 20$ and J_c being the critical current density of the superconductor. The current was injected directly in the superconductor at one extremity of the tape, while the other extremity was set to a $V = 0$ condition. The total current in the tape was set to $I_0 = 0.01 I_c$, which was low enough to ensure that the electric potential inside the superconductor remained to zero from a practical point of view (when compared to the potential in the stabilizer). The resistive layer (CFD) was simulated by including a contact resistance at the superconductor/stabilizer interface, whose value has been adjusted along the width of the tape. The hairline fracture was modeled by adding an insulating region in the superconducting layer over a short length (10 μm) at $x = 0$ in the tape, exactly as in figure 5.2.

Figure 5.3b and 5.3c confirm that the agreement between our analytical results and the FEM results is excellent, which validates not only our formulas, but also the idea of reducing the real 3-D tape geometry to a 2-D problem using the planar Helmholtz equation 5.3.

5.6.3 Finite width fracture

We now consider the case of a fracture with a finite width (*i.e.* analogous to a normal zone with a finite width) in a tape with a CFD architecture. It is possible to extend the framework developed previously for a hairline fracture to the case of a finite width fracture, as long as the latter is symmetric along the $x = 0$ and $y = 0$ axis. The symmetry has to be respected in order to ensure that the boundary conditions (5.8) and (5.9) remain valid. This means that our model could be used with a fracture with an arbitrary shape, as long as it is symmetric. For simplicity, let us consider the simple case where the fracture is rectangular. We define ℓ_0 as the fracture width, see figure 5.4.

To solve this problem, we must proceed by iterations, since we do not know *a priori* $V_s(x, y)$ inside the fracture. Also, we assume that the electric potentials in the superconductor (V_s) and in the stabilizer (V) are equal everywhere in the fracture, since no current can flows in the fracture. This can be express as $V_s = V$ for $|x| < \ell_0/2$. Remembering that $V_s = \Delta V/2$ for $x \leq -\ell_0/2$ and $V_s = -\Delta V/2$ for $x \geq \ell_0/2$, we can write

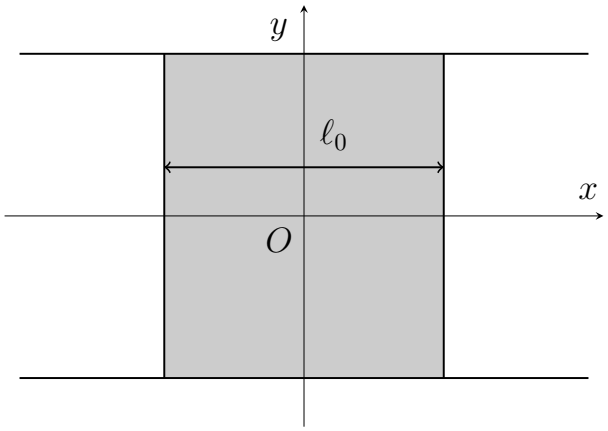

Figure 5.4 Top view of a tape with a rectangular fracture in the superconductor part, corresponding to the width of the normal zone simulated. The grey region represents the fracture, whose width is equal to ℓ_0.

$$V_s^{(m+1)}(x,y) = \begin{cases} \Delta V/2 & x \leq -\ell_0/2 \\ V^{(m)}(x,y) & |x| < \ell_0/2 \\ -\Delta V/2 & x \geq \ell_0/2\,, \end{cases} \tag{5.71}$$

where m is used in the iterative scheme described below. Upon convergence of the method, we must have $V_s^{(m+1)} = V^{(m)}$, but for the first iteration ($m = 0$), we have to find an initial electric potential profile $V^{(0)}(x,y)$ in the stabilizer. The most intuitive choice is to suppose that V_s varies linearly with x for $|x| \leq \ell_0/2$, *i.e.* $V_s^{(0)}(x,y) = -\Delta V(x/\ell_0)$, and then use (5.23) to find the associated $c_{ij}^{(0)}$ coefficients, *i.e.*

$$c_{ij}^{(0)} = \frac{1}{K_{ij}^2} \int_0^{w/2} \int_{-L/2}^{L/2} \psi_{ij}(x,y) V_s^{(0)}(x,y) \kappa^2(y)\, \mathrm{d}x\, \mathrm{d}y, \tag{5.72}$$

where the eigenvalues K_{ij}^2 and the eigenfunctions $\psi_{ij}(x,y)$ are found using the procedure previously described. Note that since the fracture is rectangular, the above integral can be solved analytically. but for a more complex fracture shape, the integral should be solved numerically.

Once the $c_{ij}^{(0)}$ coefficients are known, we can use (5.13) and (5.15) to deduce the corresponding $V^{(0)}(x,y)$ function, which will not be correct unless the initial guess for $V_s^{(0)}(x,y)$ were the exact solution. Nevertheless, by inserting $V^{(0)}$ in (5.71), we obtain an updated guess for $V_s^{(1)}$ (the potential in the superconductor), from which we can deduce a new stabilizer potential function $V^{(1)}$, etc. This cycle can be repeated until we reach convergence. This simple fixed-

point scheme has worked for all computations we performed so far.

Note that it is possible to define a recurrence formula for the $c_{ij}^{(m)}$ coefficients that avoids evaluating $V^{(m)}$ explicitly at each iteration. This formula reads as follows :

$$c_{ij}^{(m+1)} = \frac{1}{K_{ij}^2}\left(\sum_{i'=1}^{\infty}\sum_{j'=1}^{\infty}\Gamma_{i'ij'j}c_{i'j'}^{(m)} + \Delta V \Psi_{ij}\right), \tag{5.73}$$

where

$$\Gamma_{i'ij'j} = \int_0^{w/2}\int_{-\ell_0/2}^{\ell_0/2}\psi_{i'j'}(x,y)\psi_{ij}(x,y)\kappa^2(y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y, \tag{5.74}$$

$$\Psi_{ij} = \int_0^{w/2}\int_{\ell_0/2}^{L/2}\psi_{ij}(x,y)\kappa^2(y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y, \tag{5.75}$$

and $c_{ij}^{(0)}$ is obtained as explained above. The convergence criterion used in this paper was $\left|(1-\max(|c_{ij}^{(m+1)}/c_{ij}^{(m)}|)\right| < 10^{-7}$, *i.e.* the worst relative error between all c_{ij} coefficients had to be smaller than 0.1 ppm between two successive iterations.

Figure 5.5 shows the variation of the electric potential along the x axis at three positions along the width of a typical CFD tape with a rectangular-shaped fracture (values of parameters given in figure caption). The electric potential was also calculated with the FEM (circles) for the purpose of validation, and shows perfect agreement with our model. We observe that the potential tends to be linear inside the fracture, *i.e.* for $|x| < \ell_0/2$, except close to its ends,

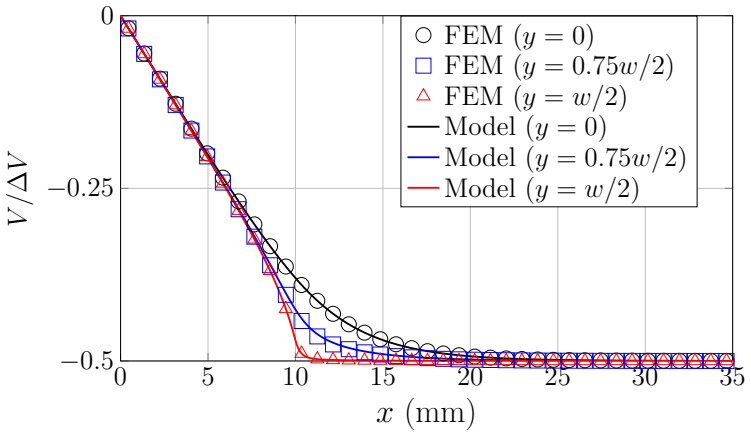

Figure 5.5 Normalized electric potential in the stabilizer along three paths parallel to the x axis, for the case of a finite fracture length in a tape with a CFD architecture. The parameters used in this calculation were $\ell_0 = 20$ mm, $R_0 = 0.1$ $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, $R_f = 100$ $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, $t_{\mathrm{Ag}} = 20$ μm, $w = 12$ mm, $f = 0.9$.

where it shows some curvature. Note that the three curves are different only in the region $7 < x < 18$ mm (*i.e.* near $x = \ell_0/2$), which is the region in which there is a non-zero J_y component. This happens because the current has to circumvent the CFD layer by flowing through the edges of the tape in order to reach the superconducting layer. Because of that, it is not possible to define the CTL from the voltage curves. It is essential to first plot $I(x)$ and then use the generalized CTL definition in (5.59), as shown below.

The current $I(x)$ is obtained from (5.56) and related equations, as already shown above.

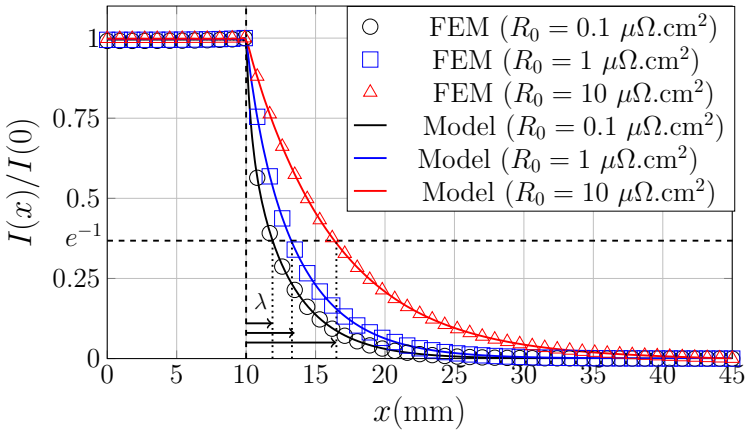

Figure 5.6 Fraction of the total transport current inside the stabilizer of a CFD architecture with a finite fracture width, for different values of R_0 (interfacial resistance on the edges of the tape). The parameters used in the calculations were $\ell_0 = 20$ mm, $R_f = 100$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$, $t_{\text{Ag}} = 20$ μm, $w = 12$ mm and $f = 0.9$. $I(x)$ is defined in (5.56), and $I(0) = I_0$, *i.e.* the total transport current in the tape.

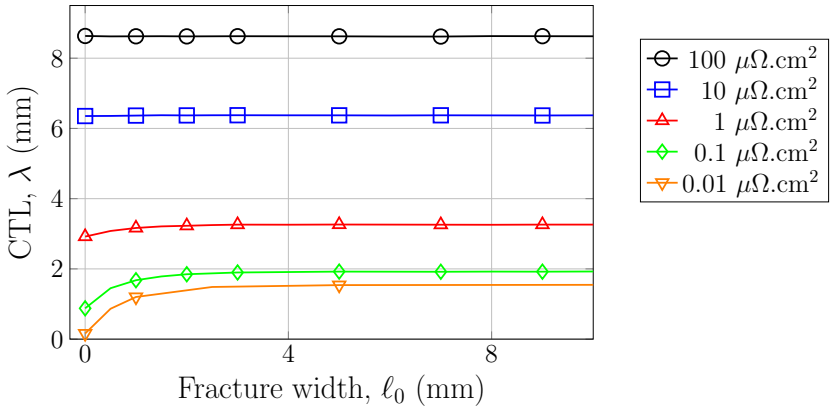

Figure 5.7 Influence of the fracture half-width ℓ_0 on the current transfer length λ, for some CFD tape architectures with different values of interfacial resistances R_0. The parameters used in the calculations were $R_f = 100$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$, $t_{\text{Ag}} = 20$ μm, $w = 12$ mm and $f = 0.9$.

Figure 5.6 shows the fraction of the total transport current $I(x)/I(0)$ flowing in the stabilizer of the tape vs. the x position along the tape, for three different values of R_0. The calculations realized with our model (solid lines) and with the FEM (circles) again agree perfectly.The CTL can be extracted directly from figure 5.6, based on its generalized definition in (5.59). We observe that λ increases as R_0 increases, as expected.

We now investigate the effect of the fracture width on the CTL. Figure 5.7 shows the influence of ℓ_0 on λ for different values of R_0. When R_0 is small, a small fracture size (less than 1-2 mm) reduces λ. This is because the current flow paths remain near the edges of the tape when it passes above the fracture (the length of the fracture is too short to allow the current to distribute itself evenly on the whole stabilizer cross-section). However, as soon as ℓ_0 reaches a few mm in width, this effect disappears and λ reaches an asymptote, regardless of the value of R_0. Finally, when R_0 gets larger, λ becomes independent of $\ell_0/2$.

In figure 5.8, we present the dependence of λ with R_0 for different tape widths, ranging from 1 mm to 24 mm. The fracture width in all cases is $\ell_0 = 20$ mm, which is long enough to make sure that λ does not depend on ℓ_0 (see figure 5.7). We first observe that, for low R_0 values, the CTL increases as the tape becomes wider. Then, as R_0 increases, λ increases, and all the curves converge to the same master curve when $R_0 \to R_f$ ($= 100\ \mu\Omega.\text{cm}^2$), which corresponds to a uniform tape architecture with very high contact resistance between the superconductor and the stabilizer.

To help analyze these results, two extreme cases are also shown. The first extreme case corresponds to a uniform architecture, *i.e.* $f = 0$ (dashed blue line). In this case, λ vs. R_0 can be calculated analytically with (5.2). The second extreme case corresponds to a CFD architecture where the resistive layer covers the whole width of the tape ($f = 1$) (black dashed line), *i.e.* $f = 1$. In this case, (5.2) still apply after replacing R_0 by R_f in the equation, resulting in a constant value. We see that all cases simulated fall between these two extreme cases.

5.6.4 Effective transfer length

In the case of the CFD architecture, we can calculate the effective interfacial resistance R_{eff} by considering R_0 and R_f as two resistances in parallel, which can be written as

$$\frac{1}{R_{\text{eff}}} = \frac{f}{R_f} + \frac{1-f}{R_0}. \tag{5.76}$$

Note that (5.76) provides the exact contact resistance value for a current that would be

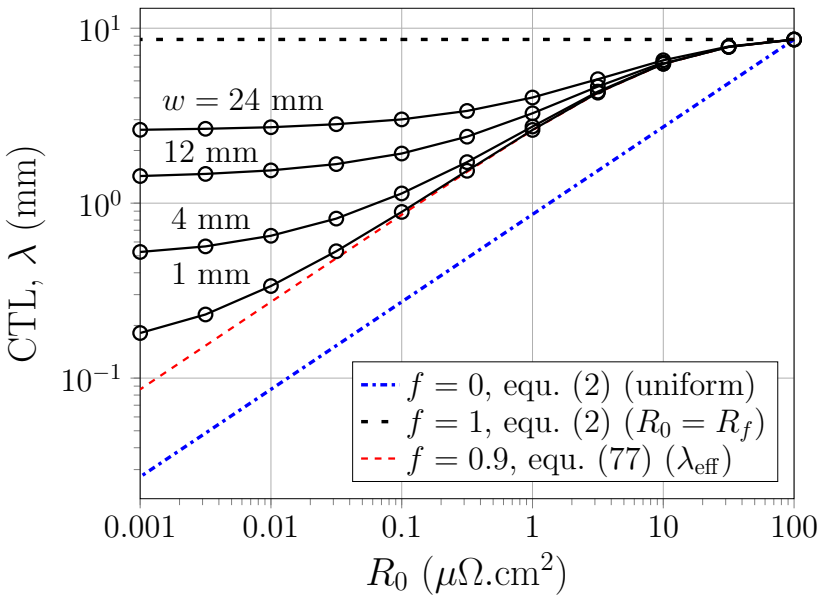

Figure 5.8 Current transfer lengths (CTL) calculated in the case of CFD tapes of various widths w (in mm) (black solid lines with dot markers). Parameters used in the calculations : $\ell_0 = 20$ mm $t_{\text{Ag}} = 20$ μm, $f = 0.9$ and $R_f = 100$ $\mu\Omega$.cm^2. Dashed lines correspond to specific cases described in the text.

injected perpendicularly to the interface. It is interesting to note that if $R_0 \ll R_f$ (say at least by two orders of magnitude, which is easy to meet in practice), then $R_{\text{eff}} \approx R_0/(1-f)$, which is consistent with our previous work [50] on the CFD architecture.

It is then tempting to define an effective CTL, noted λ_{eff}, based on the classical formula (5.2), which would read

$$\lambda_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{R_{\text{eff}}\, t_{\text{Ag}}}{\rho}} = \sqrt{\frac{R_0\, t_{\text{Ag}}}{(1-f)\,\rho}}. \tag{5.77}$$

The parameter λ_{eff} can be interpreted as the CTL of a tape with a uniform interfacial resistance equal to the effective interfacial resistance R_{eff}. We note from (5.77) that λ_{eff} increases as f increases, *i.e.* as the CFD covers a larger and larger portion of the superconductor/stabilizer interface.

The CTL obtained with this formula is plotted in figure 5.8 as a red dashed line for $f = 0.9$. However, unless the tape is very narrow, e.g. 1 mm or so, (5.77) is not effective at estimating the CTL for practical values of $R_0 \leq 0.1$ $\mu\Omega$cm^2. In reality, the CTL tends to reach an asymptotical value that gets higher and higher when the tape gets wider. This originates from a geometric effect brought by the CFD architecture, *i.e.* wider tapes force the current

to travel over a longer distance along x when transferring from the superconductor to the stabilizer and vice versa, which, as a consequence, increases the CTL. This geometric effect is the main reason for the effectiveness of the CFD architecture to achieve a much higher NZPV than the uniform architecture, for the same value of global interfacial resistance. Unfortunately, there seems to be no simple way to include the dependance of the CTL with the width w of the tape in (5.77).

Finally, it is worth mentioning that increasing the thickness t_{Ag} of the stabilizer helps in increasing the CTL. For instance, in figure 5.8, increasing the stabilizer thickness would shift all the curves upward along the y axis.

5.7 Discussion

One of the key benefits of the CFD architecture is to increase the CTL while keeping a low effective interfacial resistance. This aspect is important since a low interfacial resistance is required in order to minimize heat generation when injecting current in a HTS tape. In a previous paper [50], we showed that the CFD architecture increased the CTL and the NZPV in comparison with the uniform architecture. However, in this previous work, the CTL was determined from an electrothermal numerical simulation in which both the electric potential and temperature had an impact on the CTL. The CTL that we determined in the present paper considers solely the impact of the electric potential distribution, thus it provides an interesting tool to decoupled the thermal and electrical effects.

Excluding the thermal effects makes it easier to quantify the benefits of the CFD architecture over the uniform architecture. If we consider the following values for a CFD tape : $R_0 = 0.01\ \mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, $R_{\mathrm{f}} = 300\ \mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, $t_{\mathrm{Ag}} = 20\ \mu\mathrm{m}$, $w = 12$ mm and $f = 0.9$, we obtain $\lambda = 1.54$ mm and $R_{\mathrm{eff}} = 0.1\ \mu\Omega.\mathrm{cm}^2$. The interfacial resistance of a uniform tape architecture with the same λ would be $R_{\mathrm{eff}} = \lambda^2\rho/t_{\mathrm{Ag}} = 3.2\ \mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, which is 32 times higher, and in fact too high to be practical (we would burn the tape at the current contacts). This calculation clearly demonstrates that the CFD architecture is able to give large values of CTL while keeping R_{eff} to low values.

5.8 Conclusion

In this paper, we derived a quasi-analytical solution for a 2-D inhomogeneous Helmholtz representing the voltage distribution and current sharing between two flat thin conductors (*i.e.* strips), namely a superconducting layer and a metallic stabilization layer, electrically

connected to each other through an interfacial resistance that can be non-uniform across the the width of their common face. This geometry is typical of high temperature superconductor (HTS) tapes envisioned for industrial applications, in particular HTS tapes with a so-called Current Flow Diverter (CFD) architecture. The quasi-analytical solution proposed here has the form of an infinite series, whose one set of coefficients must be determined by solving numerically a transcendental equation obtained from the boundary conditions. This is the only numerical resolution required with the model, which is a generalization of a well-known 1-D problem developed for more standard HTS tape architectures, in which the interfacial resistance is constant. The finite element method was used to verify that the new solution proposed in this paper was correct.

In addition, we introduced a generalization of the notion of current transfer length (CTL) in order to characterize this quantity in CFD tape architectures. The classical definition of the CTL cannot be applied in these tapes because the current density is not uniform along their width near the current transfer area. To determine the CTL in this case, we must first integrate the current density along the width of the stabilizer, and then determine where this current decreases by a factor of e^1 with respect to the total transport current. We used this definition and our new solution to perform parametric studies on HTS tapes with CFD architecture within a range of realistic values. It was shown that for a given value of effective interfacial resistance, the CFD architecture has a much larger CTL than the uniform architecture (typically 30 times larger), thanks to a geometrical effect specific to the CFD architecture. This increase of the CTL also allows to obtain a substantial increase of the normal zone propagation velocity (NZPV), which is an important feature in applications such a high-field magnets and fault current limiters.

A validated Matlab code performing the calculations described in this paper is available from the URL provided in [97].

5.9 Acknowledgements

The authors gratefully thank the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) for the financial support that made this research possible.

5.10 Appendix - Equivalence of equations (5.68) and (5.69)

To show the equivalence between (5.68) and (5.69), we first write (5.69) in terms of its eigenfunctions $\psi_{ij}(x, y)$, *i.e.*

$$V(x) = \pm\frac{\Delta V}{2}\left(1 - e^{-\kappa_f|x|}\right) = \sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} c_{ij}\psi_{ij}(x,y). \tag{5.78}$$

The c_{ij} coefficients are found by projecting $V(x)$ onto ψ_{ij}, *i.e.*

$$\begin{aligned} c_{ij} &= (\psi_{ij}, V) \\ &= \int_0^{w/2}\int_{-L/2}^{L/2} \psi_{ij}(x,y)V(x)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y. \end{aligned} \tag{5.79}$$

Remembering from (5.15) that $\psi_{ij}(x,y) = X_i(x)Y_j(y)$, we expand (5.79) to obtain

$$c_{ij} = \int_0^{w/2} Y_j(y)\,\mathrm{d}y \int_{-L/2}^{L/2} X_i(x)V(x)\,\mathrm{d}x \tag{5.80}$$

$$= \sqrt{w}\delta_{1j}\frac{\Delta V}{2}\frac{2}{\sqrt{L}}\int_0^{L/2}\sin(\xi_i x)\left(1 - e^{-\kappa_f x}\right)\mathrm{d}x \tag{5.81}$$

$$= \Delta V\sqrt{\frac{w}{L}}\delta_{1j}\left[\frac{1}{\xi_i} - \frac{\xi_i + (-1)^i\kappa_f e^{-\kappa_f L/2}}{\xi_i^2 + \kappa_f^2}\right], \tag{5.82}$$

where in the passage from (5.80) to (5.81), we used the fact that $Y_1(y) = 1/\sqrt{w}$, as shown in (5.66), thus the integrand $Y_j(y)$ in the y integral could be written as $\sqrt{w}\,Y_1(y)Y_j(y)$. This allowed using the normalization property of the $Y_j(y)$ functions defined in (5.51), *i.e.* $(Y_{j'}, Y_j) = \delta_{j'j}$, in order to obtain (5.81). To pass from (5.81) to (5.82), the expressions $\cos(\xi_i L/2) = 0$ and $\sin(\xi_i L/2) = -(-1)^i$ were used during the evaluation of the x integral, which was otherwise straightforward.

Now, by taking $L/2 \gg \kappa_f^{-1}$ (or equivalently, $L/2 \gg \lambda$, *i.e.* the tape length is taken much larger than the CTL), the exponential term in (5.82) becomes negligible compared to ξ_i. By setting the exponential to zero, we get an expression for c_{ij} that perfectly matches that of (5.67), *i.e.*

$$c_{ij} = \frac{\Delta V}{\xi_i^2 + \kappa_f^2}\frac{\kappa_f^2}{\xi_i}\sqrt{\frac{w}{L}}\,\delta_{1j}, \tag{5.83}$$

since $c_{ij} \neq 0$ only for $j = 1$ because of the δ_{1j} term. Inserting the c_{ij} coefficients in (5.78), we finally find equation (5.68), that is

$$V(x) = -\frac{2\Delta V\kappa_f^2}{L}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{1}{\xi_i}\frac{\sin\xi_i x}{\xi_i^2 + \kappa_f^2}. \tag{5.84}$$

This completes the proof.

CHAPITRE 6 ARTICLE 3 - CONCEPTS OF STATIC VS. DYNAMIC CURRENT TRANSFER LENGTH IN 2G HTS COATED CONDUCTORS WITH A CURRENT FLOW DIVERTER ARCHITECTURE

Auteurs : Jean-Hughes Fournier-Lupien, Frédéric Sirois et Christian Lacroix

Cet article a été soumis dans le journal Superconductor Science and Technology, le 14 Janvier 2021.

6.1 Abstract

This paper uses both experimental and numerical approaches to revisit the concept of current transfer length (CTL) in second-generation high-temperature superconductor coated conductors with a current flow diverter (CFD) architecture. The CFD architecture has been implemented on eight commercial coated conductors samples from THEVA. In order to measure the 2-D current distribution in the silver stabilizer layer of the samples, we first used a custom-made array of 120 voltage taps to measure the surface potential distribution. Then, the so-called "static" CTL (λ_s) was extracted using a semi-analytical model that fitted well the experimental data. As defined in this paper, the static CTL on a 2-D domain is a generalization of the definition commonly used in literature. In addition, we used a 3-D finite element model to simulate the normal zone propagation in our CFD samples, in order to quantify their "dynamic" CTL (λ_d), a new concept introduced in this paper and defined as the CTL observed during the propagation of a quenched region. The results show that, for a CFD architecture, λ_d is always larger than λ_s, whereas $\lambda_d = \lambda_s$ when the interfacial resistance between the stabilizer and the superconductor layers is the same everywhere. We proved that the cause of these different behaviors is related to the shape of the normal zone, which is curved for the CFD architecture, and rectangular otherwise. Finally, we showed that the NZPV is proportional to λ_d, not with λ_s, which suggests that the dynamic CTL λ_d is the most general definition of the CTL and should always be used when current crowding and non-uniform heat generation occurs around a normal zone.

6.2 Introduction

Second-generation high-temperature superconductor coated conductors (2G HTS CCs) based on $REBa_2Cu_3O_{7-x}$ (RE = rare earth), sometimes simply called HTS tapes, are expected to be used in many applications where high current density, high field or high mechanical strength

is required [28, 66, 98, 99]. However, whatever application is targeted, HTS tapes are prone to develop hot spots, and these hot spots can easily destroy the tape (and even the device that comprises the tape) if no action is taken rapidly. The most common protection action is to cut the current when a hot spot starts to propagate along the tape. A fast propagation of the hot spot, also called normal zone propagation velocity (NZPV), is generally desirable, since it allows detecting rapidly the hot spot using the a voltage rise across the terminals of the tape, often winded as a coil.

The NZPV of a given tape architecture can be measured experimentally, but it can also be deduced from another physical quantity : the current transfer length (CTL) [46, 50]. In [85], Levin showed that there is a linear relationship between the NZPV and the CTL for classical HTS tape architectures (also called "uniform architecture" in this work), i.e. tapes with a 2-D layered structure and sufficiently high interfacial resistance between the REBCO layer and the silver stabilizer. Provided that the CTL can be easily measured or even determined analytically for such tape architectures, it suggests that the CTL is a good indicator of tape robustness against hot spots : the longer it is, the larger is the NZPV. The CTL is thus an important characteristic of superconducting tapes and wires, and it has been intensively studied over the years for multi-filamentary low temperature superconductors [38, 92, 100], and also for 2G HTS CCs [37, 69, 70].

Despite the existence of many investigations related to uniform superconducting wire architectures [85, 92–95], in which the definition of the CTL was based on the theory developed for low temperature superconductors [90, 91], the relationship between the NZPV and the CTL has never been established for HTS tape architectures comprising a current flow diverter (CFD) [50, 51, 101], an architecture devised to substantially speed up the NZPV and make quench protection easier.

In this paper, we address explicitly this question using a mixed experimental and numerical simulation methodology, which led us to define two types of CTL, namely a "static CTL", which is compatible with the classical definition, and a "dynamic CTL", which is shown to be more general than the classical static definition.

6.3 Experimental approach

6.3.1 Preparation of samples

The HTS tapes used in this work were 2G HTS CCs fabricated by THEVA [102]. The fabrication process was as follows. A 100 μm thick Hastelloy (C-276^{TM}) tape was used as the substrate, after being mechanically grinded and electro-chemically polished to smooth its

surface. Then, a 3 μm thick film of MgO was deposited by evaporation (e-gun) and textured at the same time. The texturing was obtained with an inclined substrate deposition technique (ISD [103–106]) in an oxygen atmosphere. The film was then capped with an additional 200 nm thick layer of MgO deposited at straight incidence. After that, a 3 μm thick layer of GdBaCuO was grown on top of the MgO layer using thermally reactive co-evaporation [27]. Finally, a 1 μm thick silver layer was evaporated all around the tape. All samples used in this work were 5 cm long.

These samples had to be further modified to obtain a "current flow diverter" (or CFD) architecture [50, 51]. This was done by etching the silver in the center of the tape while keeping the silver intact on its edges, as shown in figure 6.1(a). When etching the silver, the superconductor becomes exposed to CO_2 and water vapor in the air, which creates a very thin amorphous layer (in cyan) that is electrically resistive [36, 49, 50]. The width of the etched silver part, noted w_f, was varied for each sample. In total, eight samples with different

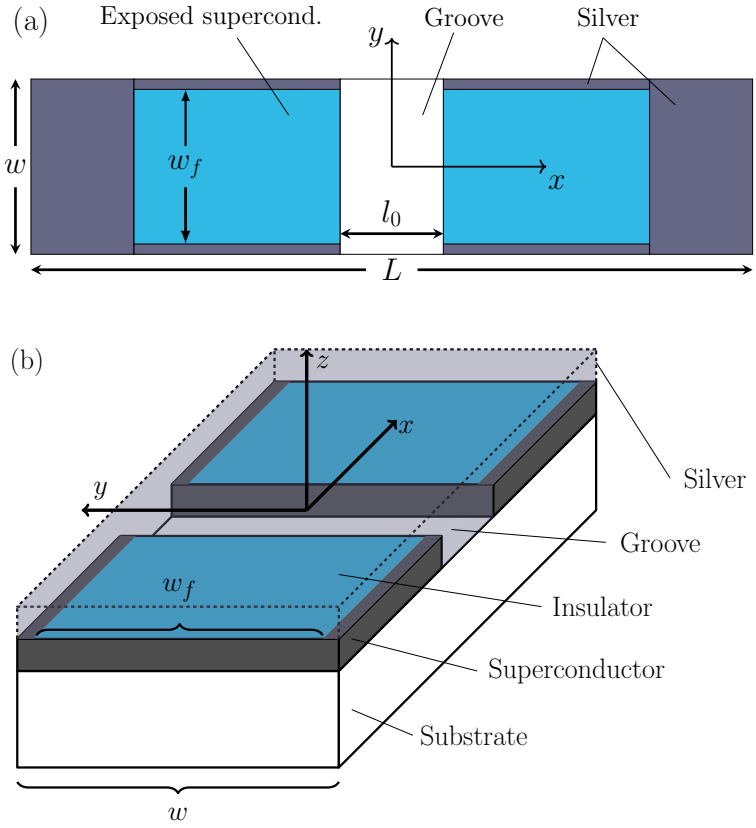

Figure 6.1 (a) Top view of a sample after the chemical etching operations required to fabricate the CFD (thin amorphous superconducting layer, in cyan) and the groove in the superconductor. (b) 3-D view of the tape architecture, showing that the silver stabilizer also fills the groove.

w_f values varying from 0.0 to 12.0 mm were produced. The silver layer was kept intact (no etching) at the current contacts.

In order to be able to measure the CTL easily, we modified the samples to force the current transfer between the silver and the superconductor layer. The first step was to etch completely the silver on the substrate side and on the edges of the tape. The second step was to create a groove of width l_0 in the silver and the superconductor layers across the whole width w of the tape, as illustrated in figure 6.1(a). The silver was etched with a solution of ammonium hydroxide and peroxide diluted in water in a volume ratio of 1 :1 :4 respectively, then the groove was deepened by etching the superconductor layer with phosphoric acid. The targeted groove width l_0 was 10 mm for all samples. Finally, a new silver layer between 1 and 2 μm of thickness was sputtered on top of each sample. The final architecture of the samples prior to the electrical characterization is shown in figure 6.1(b).

After all these fabrication steps, we obtained a set of eight HTS tapes with a CFD architecture and a groove at their middle length. The property of a CFD tape is to exhibit a high electrical resistance at the interface between the superconductor and the silver layers (cyan surface in figure 6.1), noted R_f ($\mu\Omega.\text{cm}^2$), and a low electrical resistance at the interface between the superconductor and the silver layers at the edges of the tape, called R_0 ($\mu\Omega.\text{cm}^2$). The values of the interfacial resistances R_f and R_0 were measured on two special samples. To measure R_f, a sample with the whole superconductor layer exposed to air was used, whereas to measure R_0, we simply used a virgin THEVA sample. The values found were respectively $R_f = 10^3$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$ and $R_0 = 10^{-1}$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$. These measurements were done with the technique described in [48, 67, 69].

6.3.2 CTL measurement setup

The CTL can be deduced from surface potential measurements performed on a tape, just above the region where current transfers from superconductor to silver or vice-versa. We thus designed and built a homemade sample holder able to map the surface potential in two directions : along the length of the tape and across its width. This 2-D in-plane mapping was required because of the 3-D path followed by the current in the transfer region when considering a CFD architecture (explanations provided later). In this work, four arrays of 3×10 spring-loaded pogo pins [1] with a one millimeter spacing were used, for a total of 120 pogo pins. The four arrays of pogo pins were soldered on a 6-layer PCB, as shown in figure 6.2(a). For performing a measurement, the pogo pins must be placed above the groove and pressed against the sample.

1. Hypertac MLPI-30-4-L-SMT

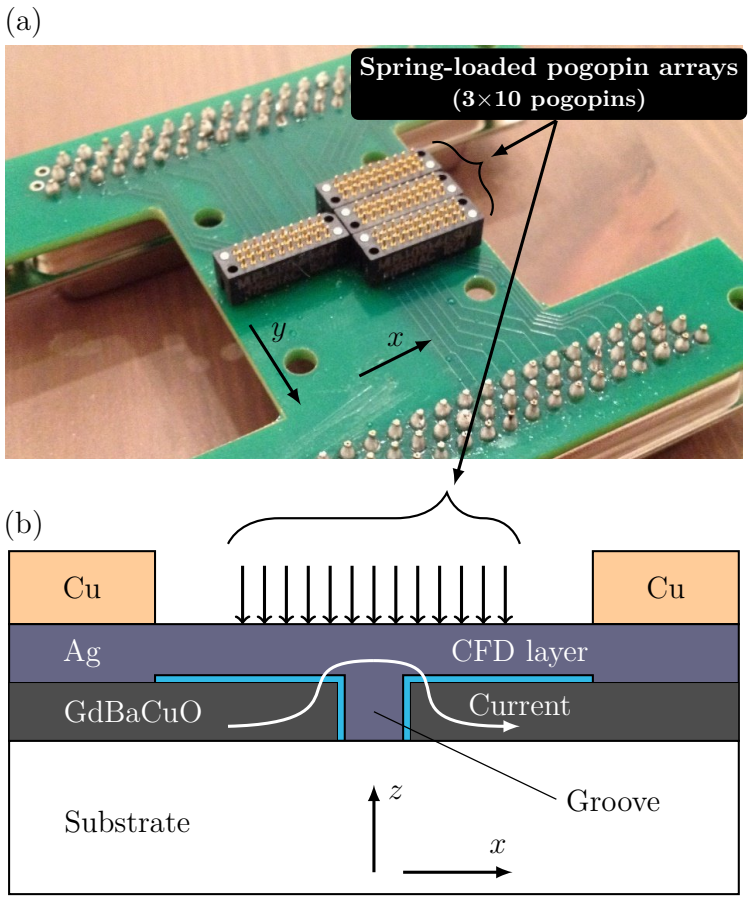

Figure 6.2 (a) Picture of the four arrays of 3×10 pogo pins soldered on a PCB. (b) Schematic view of the sample cross-section, showing the current path around the groove (not to scale). The black arrows above the groove represent the pogo pins.

During the experiments, the sample holder was immersed in liquid nitrogen. The current was injected in the sample using a Keithley 6221 current source via two copper blocks pressed against the sample at both extremities (where the silver has not been etched), see figure 6.2(b). The injected current was kept low (100 mA) in order to limit the generation of heat.

Using a Keithley 2182A nanovoltmeter, the voltage was measured between a selected pogo pin and a reference pogo pin, located far away from the groove. The voltage of the reference pogo pin was considered to be $V = 0$. The voltage was measured using the delta method [62] in order to cancel any thermoelectric voltage that could be present.

6.4 Experimental results

6.4.1 Measurement of surface electric potential

The experimental surface potential distribution $V(x, y)$ was measured on the silver layer for all eight samples with a groove. A typical surface potential measurement with the 120 pogo pins is presented in figure 6.3(a) (solid black circles). We observe that some data points are missing : this is due to some faulty connections between the pogo pins and the cables connected to the PCB. Figure 6.3(b) and figure 6.3(c) show the same data displayed along x and y (open symbols). In these figures, the groove is centered at $x = 0$.

6.4.2 Semi-analytical model of the electrical potential

The experimental data were fitted with a semi-analytical model (SA) in order to get a clearer view of the surface potential profile at all (x,y) points. Knowing the electrical resistivity of

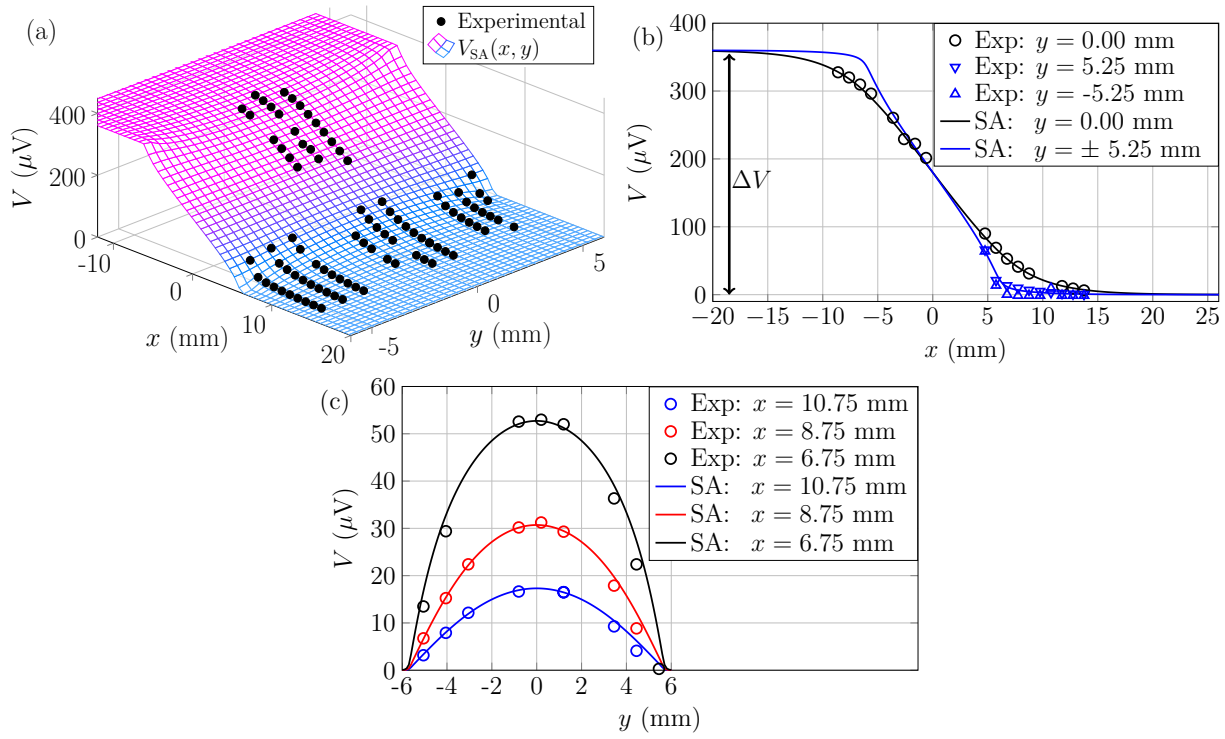

Figure 6.3 Typical surface potential data $V(x, y)$ measured experimentally (symbols) on a CFD sample with a groove (sample 5 in Table 6.1). Straight lines correspond to the potentials calculated with the semi-analytical (SA) model presented in next section. (a) All available experimental data (solid black circles) plotted on a 3-D calculated surface (wireframe surface). (b) Slices of $V(x, y)$ along the x direction. (c) Slices of $V(x, y)$ along the y direction.

silver, one can deduce the local current density everywhere in the silver layer, as well as the total net current flowing in silver, and if necessary, the total net current in the superconductor as well, knowing that no current flows in the Hastelloy substrate due to the electrical insulation properties of the MgO buffer layer. The current in silver is required to obtain the CTL, as described in the next sections.

The detailed development of the SA model can be found in [67]. Only the main points are summarized below. The model assumes that both the silver and the superconductor layers are thin enough to neglect variations of the potential along their thickness z, which leads to a description of the problem in terms of the planar Helmholtz equation [85], i.e.

$$\nabla^2 V(x,y) - \kappa^2(y)\left(V(x,y) - V_s(x,y)\right) = 0, \tag{6.1}$$

where $V(x,y)$ is the surface potential of the silver layer, $V_s(x,y)$ is the potential in the superconducting layer, $\kappa(y) = \sqrt{\frac{\rho_{\mathrm{Ag}}}{R(y)t_{\mathrm{Ag}}}}$, where ρ_{Ag} is the conductivity of silver and $R(y)$ is the local interfacial resistance, equal to either R_f or R_0. According to figure 6.1, we can write

$$R(y) = \begin{cases} R_f, & \text{if } -w_f/2 < y < w_f/2\,, \\ R_0, & \text{if } \quad w_f/2 < |y| < w/2\,. \end{cases} \tag{6.2}$$

The developments in [85] leads to an exact solution for $V(x,y)$, which we shall note $V_{\mathrm{SA}}(x,y)$, expressed as a double infinite summation, i.e.

$$V_{\mathrm{SA}}(x,y) = \sum_{i=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} c_{ij}\psi_{ij}(x,y)\,, \tag{6.3}$$

where $\psi_{ij}(x,y)$ are analytical functions (eigenfunctions of a modified Laplace operator) and the coefficient c_{ij} are determined numerically, which explains why the model is qualified as "semi-analytical".

Once $V_{\mathrm{SA}}(x,y)$ is known, it is possible to find the net current $I(x)$ flowing in the silver layer as follows :

$$I(x) = t_{\mathrm{Ag}} \int_{-w/2}^{w/2} J_x(x,y)\,\mathrm{d}y\,, \tag{6.4}$$

where t_{Ag} is the thickness of the silver layer, and $J_x(x,y)$ is the local current density flowing along the length of the tape, given by

$$J_x(x,y) = -\rho_{\mathrm{Ag}}^{-1}\,\frac{\partial V_{\mathrm{SA}}(x,y)}{\partial x}. \tag{6.5}$$

Therefore, if the fitting procedure of the SA model with the experimental data is done properly, we have all we need to determine the experimental CTL in our samples.

6.4.3 Fitting procedure

Seven constant input parameters are required for evaluating $V_{\mathrm{SA}}(x, y)$ [67]. These are R_f, R_0, w, t_{Ag}, w_f, l_0, ΔV. All of them were defined above, except ΔV, which corresponds to the total voltage drop resulting from the presence of the groove, see figure 6.3(b). The first four parameters were measured experimentally. The values used in the SA model were $R_f = 10^3$ $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$, $R_0 = 10^{-1}$ $\mu\Omega.\mathrm{cm}^2$ and $w = 12$ mm. The value of t_{Ag} was 2.0 μm for samples 2, 4 and 5, and 1.1 μm for samples 1, 3, 6, 7 and 8.

The last three parameters, i.e. w_f, l_0 and ΔV, were taken as degrees of freedom for minimizing the least-mean-square error between the SA model and the experimental data points for each sample. The results of this optimization is summarized in table 6.1. In fact, w_f (width of CFD layer) was also measured experimentally, but since it was hard to be accurate in the fabrication and in the measurement, it was still left free to vary during the optimization, even if the optimizer did not change its value significantly. We thus concluded that the main degrees of freedom for this optimization were l_0 and ΔV.

Regarding l_0 (width of the groove), the different values obtained account for the inaccuracies induced by the two-step etching process of the silver and superconductor layer. As for ΔV, it represents a real fitting parameter, since we had no direct measurement of it. An example of the best fit of $V_{\mathrm{SA}}(x, y)$ for sample 5 is presented in figure 6.3. The fit of the SA model

Tableau 6.1 Values of the best fitting parameters used with the SA model to reproduce the experimental data.

	Measured	Optimized values		
Sample #	w_f (mm)	w_f (mm)	l_0 (mm)	ΔV (μV)
1	0.00	0.00	10.7	525
2	9.48	9.10	11.5	360
3	9.50	9.50	10.5	390
4	10.80	10.93	10.0	380
5	11.30	11.28	12.0	360
6	11.50	11.40	8.6	350
7	11.64	11.64	11.1	320
8	12.00	12.00	10.5	1525

with the experimental data worked well on all samples.

6.4.4 Determination of the experimental CTL

Once the electric potential $V_{\mathrm{SA}}(x, y)$ is known everywhere in the silver layer, one can use (6.4) and (6.5) to determine $I(x)$, i.e. the total current carried by the silver layer at any point x along the length of the tape. Note that $I(0)$ corresponds to the current in the middle of the groove, where there is no superconductor. Since silver is the only conducting path at this location, $I(0)$ also corresponds to the total current injected in the sample.

Figure 6.4 shows the current obtained from equation (6.4), considering the solution $V_{\mathrm{SA}}(x, y)$ shown in figure 6.3 (data measured on sample 5). From its classical definition, the CTL corresponds to the distance λ_s from the edge of the groove where the current in the metallic shunt (here the silver layer) drops by a factor of e^{-1}, i.e. $I(\lambda_s)/I(0) = e^{-1}$. In other words, λ_s is the characteristic length required for the current to transfer from the stabilizer to the superconductor layer. A more detailed discussion about this definition can be found in [67].

The CTL values determined with this definition for each of the eight samples produced in this work are given in table 6.2. Since the CTL depends on the thickness of the silver layer, and since the latter was not the same for all samples, we used the fitted values w_f, l_0 and ΔV for each sample and recalculated their CTL, assuming a fixed thickness of 1 μm for the silver layer, which gave a "corrected" value noted λ_s^c in table 6.2. We use this value later in the paper for comparing our experiments with numerical simulations performed on tapes with 1-μm of silver stabilizer. After the correction, we observe that λ_s^c systematically increases as

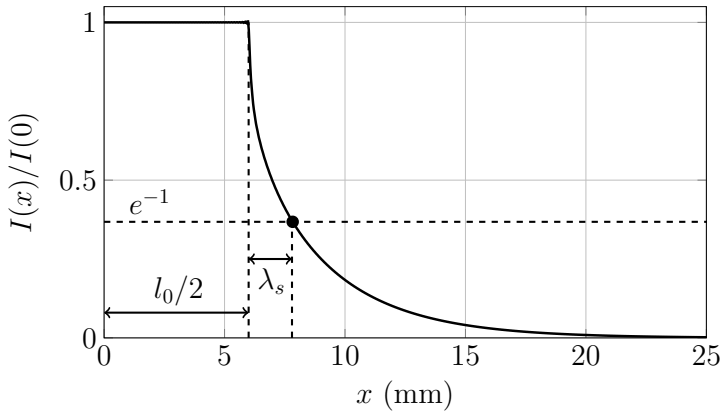

Figure 6.4 Fraction of injected current that flows in the silver layer at each point x along the length of sample 5, as calculated with the SA model, after curve fitting with the experimental data. The current $I(x)$ was obtain with equations (6.4) and (6.5).

f increases, where f is the relative width of the CFD layer. This was the expected behavior.

Note that the "s" subscript in λ_s (or λ_s^c) stands for "static CTL", meaning that the current transfer happens at a fixed location over time, here at the edges of the groove. We show later that this CTL can be different from that observed at the extremities of an expanding normal zone (NZ), which we shall call a "dynamic CTL", noted λ_d. Indeed, when a NZ (i.e. hot spot) appears in a HTS tape carrying a current, the latter is forced to transfer in the silver layer to bypass the NZ. If the current generates a sufficient amount of heat, the NZ starts to expand at a specific velocity, called normal zone propagation velocity (NZPV), and the region over which the current transfer occurs follows the front of the NZ.

6.5 CTL during normal zone propagation

We now investigate in details the behavior of the CTL when a quench occurs in HTS tapes. As in the static case, the CTL corresponds to the characteristic length required for the current to transfer from the superconductor to the silver stabilizer surrounding the NZ or vice-versa. However, the dynamic CTL cannot be determined analytically : the highly nonlinear coupling between the electric and the thermal problems makes it too difficult. Therefore, we need to perform numerical simulations for this part of the analysis.

6.5.1 Numerical simulations : finite element models

Two finite element (FE) models developed in COMSOL Multiphysics 4.3b were used in this paper. The first one (FE1) simulates the complete dynamic of quench propagation in HTS tapes, whereas the second one (FE2) simulates only the static surface potential on top of the silver layer (no heat equation). The two models are described below.

The FE1 model consists of a 3-D finite element electro-thermal model that simulates the dynamics of quench propagation in HTS tapes, as described in details in [101, 107]. The model uses the Joule heating module in COMSOL 4.3b, which solves simultaneously the heat equation and the current continuity equation, which are strongly coupled. A NZ is initiated by a local heat pulse at one extremity of the tape. The geometry of the simulated tape is that of a classic CFD architecture [50], exactly as in figure 6.1, but without the groove. Post-processing on the results allowed extracting λ_d, i.e the dynamic CTL.

The $E-J$ characteristic of REBaCuO was modeled using an empirical temperature dependent power law $E(J,T) = E_0 \left(J/J_c(T)\right)^{n(T)}$ in the flux creep and flux flow regimes [64], where $E_0 = 1$ μV/cm (electric field criterion at 77 K). The transition from the superconducting state to the normal state was modeled by putting the conductivity of the superconducting

Tableau 6.2 Summary of the various experimental and simulated values of the CTL and other quantities considered in this paper (NZPV stands for normal zone propagation velocity).

			Experimental		FE1 model	
Sample	$f = w_f/w$	t_{Ag}	λ_s	λ_s^c	λ_d	NZPV
#	no unit	(μm)	(mm)	(mm)	(mm)	(cm/s)
1	0.00	1.1	0.07	0.06	0.08	4.8
2	0.76	2.0	0.76	0.71	1.70	23.8
3	0.79	1.1	0.87	0.87	2.00	27.1
4	0.91	2.0	1.62	1.52	3.30	42.8
5	0.94	2.0	1.83	1.72	3.69	47.8
6	0.95	1.1	1.80	1.78	3.81	49.1
7	0.97	1.1	1.97	1.95	4.11	52.7
8	1.00	1.1	6.36	6.09	5.45	81.2

and the normal state in parallel, such as two resistance in parallel in an electrical circuit. Once again, this is presented in details in [101, 107].

In this paper, all the simulations performed with the FE1 model used the following parameters : i) a total current injected in the tape $I = 0.9I_c$, with $I_c = 100$ A at 77 K, ii) a critical temperature $T_c = 90$ K, iii) an initial temperature of 77 K, iv) a tape width $w = 12$ mm, v) interfacial resistances $R_f = 10^3$ $\mu\Omega.\mathrm{m}^2$ and $R_0 = 10^{-1}$ $\mu\Omega.\mathrm{m}^2$, and vi) a silver layer thickness $t_{\mathrm{Ag}} = 1$ μm. The only parameter that was varied during the simulations was w_f, i.e. the width of the CFD layer.

The purpose of the FE2 model is to reproduce the experimental results presented in section 6.4 and to investigate the effect of the non-superconducting region (groove or NZ) on λ_s, the static CTL. The FE2 model is a 3-D finite element model as the FE1 model, but it solves only the current continuity equation, not the heat equation. The temperature in the tape is therefore constant all along the simulation, and the output is the electric potential $V(x, y, z)$ in the tape. The model uses the Electric currents module in COMSOL 4.3b. For the simulations, the geometry presented in figure 6.1(b) was implemented, including the groove. The same geometric parameters as in the FE1 model were used with the FE2 model, except for the value of the transport current, which was $I = 100$ mA.

6.5.2 Simulation of the normal zone propagation

Figure 6.5 shows a typical simulation output in the $x-y$ plane obtained with the FE1 model. In the simulation, the NZ was generated at $x = 0$ and propagated in the $+x$ direction. The colormap represents the heat generation Q (W/m^3) in the superconductor layer. The arrows

represent the local current density in the superconductor (yellow) and in the silver stabilizer (white). The net current flows in the $+x$ direction. The isolines represent the superconductor temperature in K (yellow) and the magnitude of the current density normalized by the superconductor critical current density at 77 K (white), i.e. $J/J_c(77\text{ K})$.

Since the critical temperature $T_c = 90$ K in the superconductor model, the entire region on the left side of the $T = 90$ K isoline corresponds to the NZ. We also observe that the temperature isolines are curved, not straight. These temperature profiles are typical for the CFD architectures and have already been observed experimentally [107]. The curvature results from a current concentration on the edges of the tape, itself increasing the power density in the superconductor and the local heat generation. Indeed, we clearly see that the current density reaches values larger that J_c in the superconductor, approximately 1 to 2 mm in front of the rightmost point of the NZ. This peculiar concentration, sometimes called "current crowding", plays a key role in the determination of the CTL.

6.5.3 Determination of the CTL from simulations

We used the same definition as in section 6.4.4 to extract the CTL from the finite element simulations, i.e. $I(\lambda_d)/I(0) = e^{-1}$. Note that we used the notation λ_d in this case (dynamic CTL), since the current transfert region moves dynamically over time as the NZ expands.

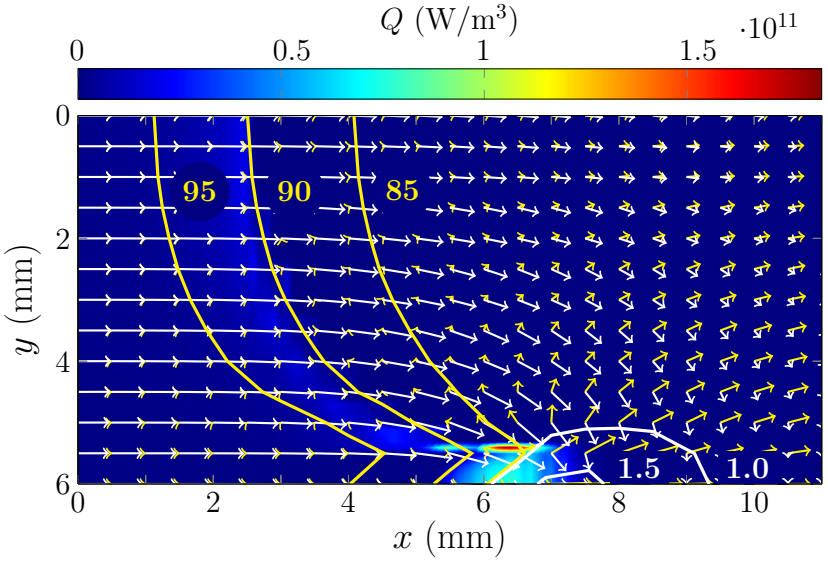

Figure 6.5 Snapshot of the simulation results for a quench propagation simulation performed with the FE1 model, for a HTS tape with CFD architecture and $f = 0.9$. Only a half-width of the tape is shown. See text for a detailed description of the figure.

The boundary of the NZ is defined as the $T = T_c = 90$ K isoline in the middle of the tape, i.e. on the $y = 0$ axis in figure 6.5. Figure 6.6(a) illustrates how we used this definition to deduce λ_d at three different times of the simulation, namely 3 ms, 15 ms and 30 ms. We clearly see that the $T = 90$ K point moves to the right as time increases, showing that the NZ expands. The value of λ_d is thus simply obtained by calculating the distance between the NZ boundary and the point where the normalized current has decreased to e^{-1}.

By repeating this process at many time steps, we obtained the evolution of λ_d as a function of time, illustrated in 6.6(b). We observe that it takes about 12 ms before λ_d reaches a steady state value. For the purpose of our analysis, we disregard the transient part and consider

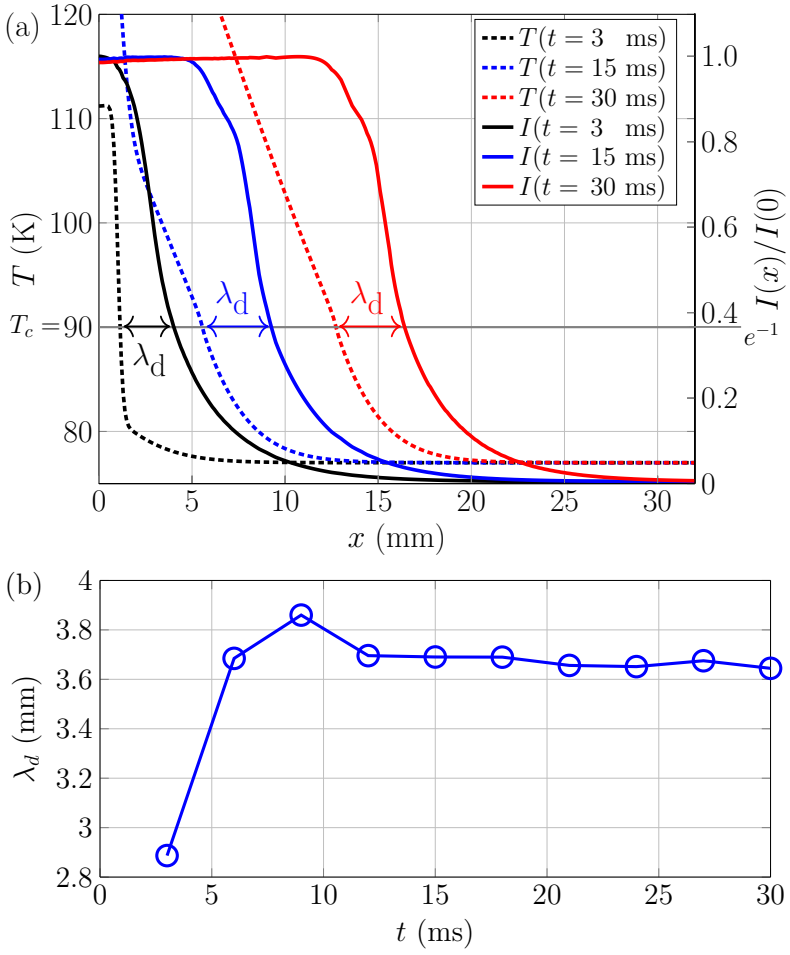

Figure 6.6 (a) Simulation of a quench propagation (FE1 model) using the physical parameters of sample 5 from table 6.1. The NZ is initiated at $x = 0$ and propagates along the $+x$ direction. The critical temperature $T_c = 90$ K on the left axis is aligned with the current criterion $I(x)/I(0) = e^{-1}$. (b) Plot of the simulated CTL λ_d extracted over time, as the NZ propagates.

only the steady-state (constant) value of λ_d.

Many such simulations were performed to determine λ_d with the FE1 model for the CFD architecture, for values of f ranging between 0 and 1, with R_0 and R_f having constant values of 10^{-1} and 10^3 $\Omega.\text{cm}^2$, respectively. The results are presented in figure 6.7 (solid blue triangles). Numerical values of λ_d corresponding to the specific f values of our measured samples are also reported in table 6.2, together with the simulated NZPV values. We clearly see in the figure how λ_d increases rapidly with f up to $\approx 0.8 - 0.9$, and then remains quite constant. This explains why we usually chose a coverage fraction f between 0.8 and 0.9 for the CFD layer.

We also used the FE1 model to calculate the λ_d values of the uniform architecture (red triangles), which can be seen as a CFD architecture with $f = 1$ but with a variable R_f value, here between 10^{-1} to 10^3 $\mu\Omega.\text{cm}^2$. The simplest way to plot the two architectures on the same x axis is to define the effective interfacial resistance of the tape as

$$R_{\text{eff}} = \left(\frac{f}{R_f} + \frac{1-f}{R_0} \right)^{-1}. \tag{6.6}$$

For the uniform architecture, the decrease of the current in the stabilizer is exponential, i.e. $I(x) = e^{-x/\lambda_s}$, with $\lambda_s = (R_{\text{eff}}\, t_{\text{Ag}}/\rho_{\text{Ag}})^{1/2}$. This analytical value of λ_s was added in figure 6.7 (black dotted line) for the sake of validation of the numerical simulations (red triangles). We see that λ_s obtained with the analytical solution and λ_d obtained numerically with the FE2 model are essentially equivalent, as expected.

Finally, we also added in figure 6.7 the measured CTL values λ_s^c (the corrected values) reported in table 6.2 (black circles) to support the discussion presented in next section. Note that these experimental values match perfectly the analytical values of λ_s for $f = 0$ and $f = 1$, which gives us confidence in our experimental procedure.

6.5.4 Discussion about static and dynamic CTL

We observe in figure 6.7 that the CTL always increases monotonically as R_{eff} increases, or alternatively, as f increases for the CFD architecture. We also observe that the CFD architecture leads to larger values of both λ_d and λ_s with respect to the uniform architecture, except for $f = 0$ or $f = 1$, in which the two architectures are equivalent. However, the fundamental difference between these architectures is that $\lambda_d \approx \lambda_s$ for the uniform architecture, whereas $\lambda_d > \lambda_s$ for the CFD architecture. We develop the reasons below, after recalling the difference between the two types of CTL.

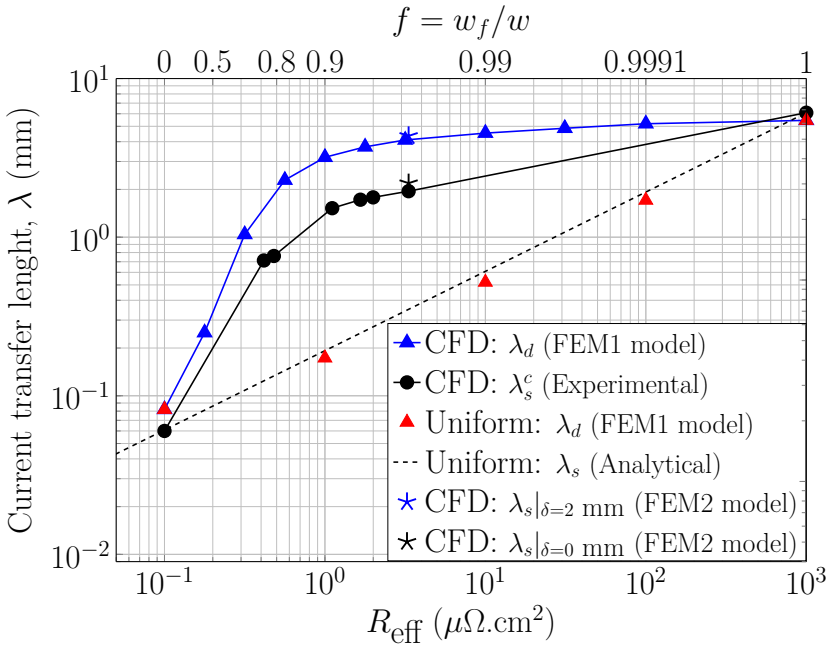

Figure 6.7 Comparison of the static (λ_s) and dynamic (λ_d) CTL values for the CFD and uniform HTS tape architectures, respectively. All dynamic CTL values were obtained by simulation. The static CTL values for the CFD architecture were measured experimentally. The star symbols are discussed in section 6.5.5.

The static CTL λ_s corresponds to the CTL value when no heat generation is present. This is what we measured, for instance, in section 6.3 of this paper when we used a very small current in samples where a groove had been voluntarily added to break the continuity of the superconducting path. We can also obtain λ_s by numerical simulation if we solve solely the electrical problem and ignore the heat generation, as the FE2 model described above does. Note that the notion of static CTL does not exclude the existence of current crowding around the non-superconducting region.

The dynamic CTL λ_d corresponds to the CTL value when we consider thermal effects, and especially the NZ propagation. For observing λ_d, it is necessary to apply currents higher than the local I_c, or at least higher than the weakest superconducting region of the tape, to ensure sufficient heating occurs. So far, we have not found a straightforward way to determine λ_d experimentally, so we always had to compute it by numerical simulation (FE1 model in this paper).

Based on the above definitions, since λ_d and λ_s are essentially equal for the uniform architecture, it means that the CTL of the uniform architecture is not affected by the thermal dynamics of the NZ propagation. Conversely, for the CFD architecture, λ_d is systematically

larger than λ_s, thus the CTL is affected by the thermal dynamics of the NZ. We shall see in next section that the condition required for λ_d and λ_s to be different is to introduce curvature in the shape of the NZ.

6.5.5 Shape of the normal zone vs. CTL

It was shown in figure 6.5 (yellow isolines) that the boundary of the NZ is curved for the CFD architecture. This was in fact known since the original paper on the CFD concept (see figure 4 in [51]), but the impact on the CTL had never been properly explained so far. In the same paper, it was also shown that the boundary of the NZ for the uniform architecture is a straight line rather than a curve [51].

To analyze the effect of the NZ shape on the CTL, we used the FE2 model (3-D electric potential, no thermal equation) to compute the static CTL on the sample geometry presented in figure 6.1, for different shapes of the NZ. Note that this model solves the same equations as the SA model does, but with arbitrary shapes of NZ, which the SA model cannot do. The following function was used to model the curved boundary of the NZ :

$$x = l_0/2 + \delta \left(\frac{y}{w/2} \right)^N , \tag{6.7}$$

where δ and N are tuning parameters used to produced the curved boundary. If $\delta = 0$, then $x = l_0/2$, i.e. we have a rectangular NZ (or a groove) whose width is l_0. If $\delta > 0$, we have a rectangular NZ augmented by an additional curved region, as illustrated in figure 6.8. Note that this trick allows emulating in a purely geometric manner the curvature of the normal zone that normally arises from the thermal problem.

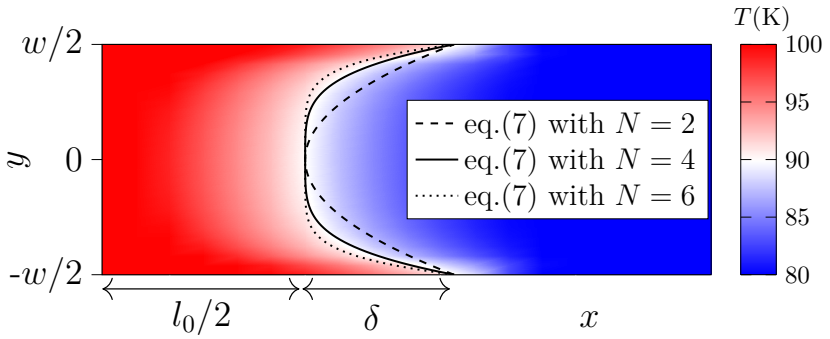

Figure 6.8 Equation (6.7) superimposed on a temperature map obtained with the FE1 model, during a quench propagation on a CFD HTS tape with $f = 0.97$. The value of δ used for the three cases shown was 2 mm, and the final value selected for N was 4.

To find the values of δ and N that best fit our simulation results, we superimposed equation (6.7) to the temperature map obtained with the FE1 model for a CFD tape with $f = 0.97$ (see figure 6.8) and found that $\delta = 2$ mm and $N = 4$ were good choices. We then ran multiple simulations with the FE2 model for $N = 4$ and various values of δ between 0 mm (rectangular NZ) and 3 mm (NZ with curved boundary). The simulations were run for three different CFD tapes (f values of 0.79, 0.9 and 0.97, respectively).

The static CTL values obtained, which we shall note $\lambda_s|_\delta$ to emphasize the fact that we voluntarily modified the shape of the NZ boundary, were plotted in figure 6.9 and show an approximately linear increase with the width δ of the curved region of the NZ. Remember that in reality, the curvature results from the existence of a non-uniform interfacial resistance between the superconductor and silver layers (because of the CFD layer), which induces 3-D current flow paths and current crowding (geometric effect), which in turn induces heat generation if the current is high enough (thermal effect). All these effects must be present to observe the NZ curvature.

We also added in figure 6.9 the experimental value λ_s^c (black circle) for sample 7 ($f = 0.97$), which was expected to fall on the black curve when $\delta = 0$ (the groove then acts as the NZ). The point actually falls $\approx 10\%$ below the curve, but this is considered within the experimental error and thus confirms the validity of the simulations.

To complete the demonstration of the influence of the shape of the NZ on the CTL, we reported in figure 6.7 two specific values of the calculated $\lambda_s|_\delta$ in figure 6.9 (star markers),

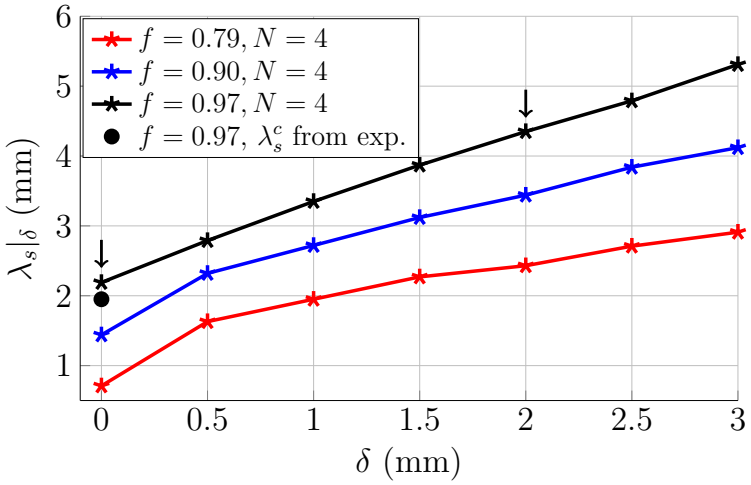

Figure 6.9 Static CTL λ_s calculated for CFD tapes with different f values and different values of δ, i.e. the width of curved region in the NZ, defined in (6.7). The arrows identify two points on the black curve that have been reported in figure 6.7.

namely $\lambda_s|_{(\delta=0\text{ mm})}$ and $\lambda_s|_{(\delta=2\text{ mm})}$, both corresponding to the case $f = 0.97$ and $N = 4$. We clearly see in figure 6.7 that the $\lambda_s|_{(\delta=0\text{ mm})}$ point (black star) falls very close to the experimental static CTL curve (solid black circles), and that the $\lambda_s|_{(\delta=2\text{ mm})}$ point (blue star) falls very close to the dynamic CTL value (solid blue triangles). Since both points were calculated with the FE2 model, providing by definition a static CTL value, it is now clear that the primary factor affecting the CTL is the geometric shape of the NZ.

This raises an interesting point about the definition of the CTL. The classic definition of the CTL is that of λ_s, the static CTL, which does not consider thermal effects [38, 39]. However, we have proved that we can retrieve the dynamic CTL λ_d from the definition of λ_s by considering the shape of the NZ when calculating the static CTL (noted $\lambda_s|_\delta$ above). By doing this, we have decoupled the geometric and thermal effects in the determination of the CTL. When considering the uniform tape architecture, this decoupling is pointless since the NZ is rectangular (or nearly rectangular) during a quench propagation, and $\lambda_d \approx \lambda_s$, which means that the heat propagation is essentially 1-D and has no impact on the CTL. However, with the CFD architecture, the strong current crowding on the edges of the tape (3-D behavior) provides the geometric effect required to trigger inhomogeneous heating (thermal effect), which in turn produces the curved iso-temperature lines of figure 6.5, thus the curved normal zone boundary. In this case, we have $\lambda_d > \lambda_s$, where λ_s is the CTL resulting from the sole geometric effect (rectangular NZ), and λ_d is the CTL resulting from the combination of the geometric and thermal effects (NZ with curved boundaries).

Finally, this also explains why λ_s in CFD tapes is systematically larger than λ_s in uniform tapes for the same values of R_{eff} (see black circles vs red triangles in figure 6.7). Since no thermal contribution enters in the λ_s definition, the difference come exclusively from the geometric effect (current crowding) present in CFD tapes, and not present in uniform tapes. Note that this conclusion applies without the need to invoke any curvature in the shape of the NZ, as shown in figure 6.7 for tapes with rectangular grooves acting as the NZ.

At this point, if we focus only on the CFD architecture, there remains three important questions to answer, namely : 1) How are λ_d and λ_s related to each other ? 2) How is the NZPV related to λ_s and λ_d ? 3) Is it worth the extra work of determining λ_d ? The next section provides answers to these questions.

6.6 Further considerations about λ_s and λ_d in CFD tapes

Figure 6.10(a) shows a plot of λ_d (simulated) versus λ_s (measured) for the eight CFD samples considered in this paper. The points can be well fitted by an exponential relationship such

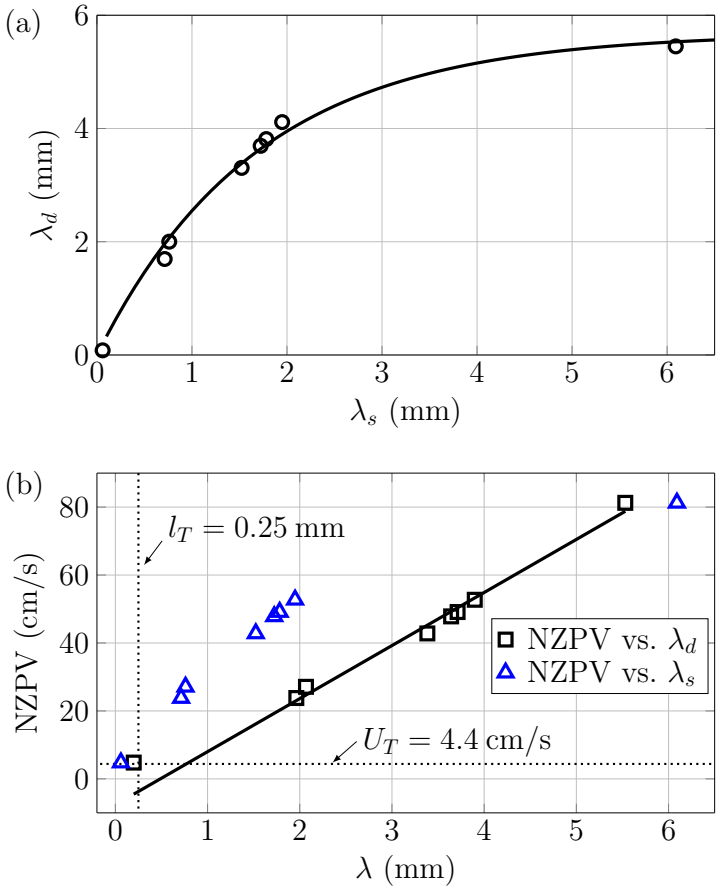

Figure 6.10 (a) Dynamic (λ_d) vs. static (λ_s) CTL values for the eight CFD samples considered in this paper (circles), and tentative exponential fit of the observed relationship (solid line), i.e. $\lambda_d = a(1 - e^{-b\lambda_s})$. (b) Normal zone propagation velocity (NZPV) extracted from the simulations vs. the dynamic (square) and static (triangle) CTL for the eight CFD samples considered in this paper, revealing a nearly perfect linear fit when plotted against λ_d for $\lambda > l_T$ (solid line, see text for explanation).

as $\lambda_d = a(1 - e^{-b\lambda_s})$, with $a = 5.683$ mm and $b = 0.594$ mm^{-1}. Although this is a simple relationship, it is not clear from this single experiment how the a and b parameters would vary with the numerous geometric parameters defining a CFD tape architecture, but it would be an interesting avenue to explore.

In figure 6.10(b), we plotted the calculated NZPV values as a function of the calculated λ_d values (all values were taken directly from table 6.2), for the eight CFD samples investigated. Both quantities were calculated with the FE1 model, but the NZPV could have been measured experimentally. It is striking from this figure that the NZPV is directly proportional to λ_d, the dynamic CTL. There is no such nice relationship between the NZPV and the measured λ_s values (blue triangles).

When looking more closely at the NZPV vs. λ_d plot, we see that only the first point of the curve does not fit well with the linear relationship. This point corresponds to $f = 0$, i.e. a tape without CFD. This does not come as a surprise, since Levin showed in [46] that the NZPV is proportional to the CTL only when the CTL is larger than the thermal diffusion length l_T. Using Levin's equations in [46], we find $l_T = 0.25$ mm (a constant) for the HTS tapes considered in this work. This implies that the NZPV varies linearly only for $\lambda_d > l_T$, which is consistent with what we see in figure 6.10(b). For $\lambda_d < l_T$, the NZPV converges towards a constant value noted U_T, equal to 4.4 cm/s in the current case [46]. Therefore, the apparent outlier data point perfectly fit with the theory.

As a final comment, the clear proportionality observed between the NZPV and λ_d suggests that the dynamic CTL is more adequate than the static CTL λ_s for studying HTS tapes with CFD-like architectures. The dynamic CTL should thus probably be considered as the true general definition of the CTL. Therefore, to answer our last question, it seems that calculating λ_d of CFD tapes is worth the effort. In addition, the perfect linear relationship found between the NZPV and λ_d might provide an experimental way to relate the measurable static CTL to the "more-difficult-to-measure" dynamic CTL in future work.

6.7 Conclusion

In this work, we used a mixed experimental and numerical simulation methodology to show for the first time that the current transfer length (CTL) in 2G HTS tapes result from two distinct effects, namely i) a geometric effect, and ii) a thermal effect. The geometric effect is caused by a non-uniform interfacial resistance between the superconductor and the stabilizer layers, and results in non-uniform current transfer pattern (2-D effect) and current crowding. The thermal effect consists in inhomogeneous heat generation during the current transfer, with higher heat generation in the higher current density regions. The thermal effect, if strong enough, generates curvature in the normal zone (NZ) boundaries, which in turn affects the current flow paths. Two conditions are required to observe thermal effects : i) the transport current must be high enough, and ii) the geometric effect (current crowding) must be present.

Based on these observations, we could defined two types of CTL, namely i) the static CTL λ_s, which corresponds to a CTL that considers solely the geometric effect (no heat propagation), and ii) the dynamic CTL λ_d, which takes into account both the geometric and thermal effects. Note that λ_s corresponds to the classical definition of the CTL. For uniform HTS tape architectures, which correspond essentially to nowadays commercial tapes, λ_s and λ_d are equal, since no significant geometric effect is present. However, for the CFD tape architecture, there is a clear distinction between λ_s and λ_d, with λ_d being systematically larger than λ_s.

Furthermore, because of the geometric effect present in the CFD architecture, λ_s in CFD tapes is systematically larger than λ_s in uniform tapes.

As a final observation, we confirmed that the normal zone propagation velocity (NZPV) in HTS tapes is proportional to λ_d, not to λ_s, which strongly suggests that λ_d is a more general definition of the CTL than λ_s. Therefore, in order to perform a fair comparison between any type of HTS tape architecture, in particular CFD-like architectures [51, 107], the dynamic CTL λ_d should always be used.

6.8 Acknowledgement

The authors would like to thank Marc-Antoine Huet for the design and realization of the multiplexer system used with the pogo pin arrays. They also thank Mohammed Amine Drai for the design of the 6-layer PCB on which the arrays were soldered. Finally, J.-H. Fournier-Lupien and F. Sirois gratefully thank Prof. Mathias Noe for hosting them at KIT in 2015-2016, where this work was initiated.

CHAPITRE 7 ARTICLE 4 - USE OF THE BUFFER LAYERS AS A CURRENT FLOW DIVERTER IN 2G HTS COATED CONDUCTORS

Auteurs : Jean-Hughes Fournier-Lupien, Christian Lacroix, Sebastian Hellmann, Jeong Huh, Ken Pfeiffer et Fédéric Sirois

Cet article a été publié dans le journal Superconductor Science and Technology, le 12 novembre 2018 [107].

7.1 Abstract

This paper presents a simple and effective approach to increase the normal zone propagation velocity in REBaCuO thin films grown on a flexible metallic substrate. The concept is an extension of the Current-Flow-Diverter (CFD) concept already known in literature. The key idea behind the novel approach is to use a specific geometry of the silver thermal stabilizer that surrounds the superconducting tape. More specifically, a very thin layer of silver stabilizer is deposited on top of the superconductor layer, typically less than 100 nm, while the remaining stabilizer (still silver) is deposited on the substrate side. Normal zone propagation velocities up to 170 cm/s at 77 K have been measured experimentally for the first time with this novel architecture, corresponding to a stabilizer thickness of 20 nm on top of the superconductor layer. This is at least one order of magnitude faster than the NZPV speeds measured on commercial 2G HTS tapes. Our results clearly demonstrate that a very thin stabilizer on top of the superconductor layer leads to high normal zone propagation velocities. The experimental values are in good agreement with predictions realized by finite element simulations. Furthermore, the propagation of the normal zone during the quench was recorded in situ and in real time using a high-speed camera. Due to high Joule losses generated on both edges of the tape sample, a “U-shaped” profile could be observed at the boundaries between the superconducting and the normal zones, which matches very closely the profiles predicted by the simulations. The most direct application of this new HTS tape architecture is in high field magnets, since faster quench propagation allows easier detection and protection, which is likely to accelerate substantially the development of HTS magnets used as high-field MRI/NMR systems, etc.

7.2 Introduction

Thanks to their high current density, high mechanical strength and high critical magnetic field, Second-Generation High-Temperature Superconductor Coated Conductors (2G HTS CCs) are candidates of choice for the next generation of devices for high field applications (>20 Tesla, [28]) such as particle accelerators, magnetic confinement fusion and nuclear magnetic resonance. Indeed, the maximum achievable magnetic field with low temperature superconductors (LTS) is limited to a value of 23.5 Tesla (DC) [108]. On the other hand, standard 2G HTS CCs made of HTS materials like REBaCuO holds the record for the highest magnetic field ever achieved, i.e. 35.4 Tesla (DC) [98], and even allowed reaching a magnetic field of 45 Tesla [109] when used as an insert coil into a resistive magnet.

However, protection against destructive hot spots remains one of the major unresolved issues for the implementation of magnets based on 2G HTS CCs. The normal zone generated by the hot spot being highly resistive, it produces intense heating, resulting in a rapid local temperature rise (the hot spot) and the destruction of the tape if no protection action is rapidly taken, but the difficulty here is that the time frame allotted to detect a quench is short (in the range of 10 to 100 ms), so ideally, when a quench occurs, it should propagate rapidly in order to be detected quickly.

In this paper, we propose an original HTS tapes architecture that is at the same time effective to speed up the *normal zone propagation velocity* (NZPV), i.e. the velocity at which the normal zone expands when a hot spot occurs, while being relatively simple in terms of industrial implementation. This architecture was named "*b-CFD architecture*", for reasons explained in the next section. An extensive experimental characterization of the NZPV was undertaken for different variants of the architecture, namely for various layers of the metallic stabilizer thicknesses on top and bottom of commercial HTS tapes. The NZPV measurements have been realized first by an electrical method, and then by an situ high-speed video recordings of a provoked quench in HTS tapes. Finally, we conducted numerical simulations that reproduced very well all experimental results, suggesting that both the model and our understanding of the underlying physics are correct.

7.3 State of the art in HTS tapes with accelerated normal zone propagation

The idea of increasing the NZPV in HTS tapes has been substantially investigated in the recent years [46, 48, 50, 51]. For wires based on LTS materials, such as Nb_3Sn and NbTi, the NZPV is in the range of $100 - 1000$ cm/s at 4 K [93], which is fast enough to allow rapid quench detection and protective actions that will avoid irreversible damages. However, the

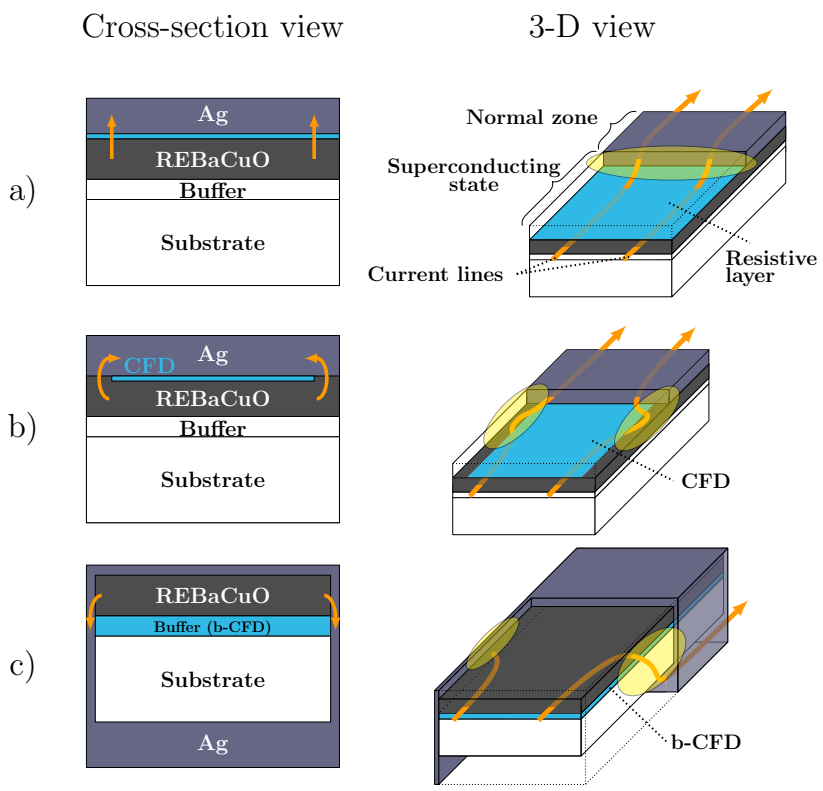

Figure 7.1 Cross-section views of different tape architectures proposed to increase the NZPV : a) the *uniform architecture*, consisting of a uniform interfacial resistance at the Ag/REBaCuO interface (cyan) ; b) the "classical" CFD architecture, consisting of a high contact resistance at the Ag/REBaCuO interface (cyan), except at the edges of the tape, where the contact resistance is kept low ; c) the "*b-CFD*" *architecture*, in which no high interfacial resistance is needed at the Ag/REBaCuO interface, but which requires a thin top stabilizer and thick bottom stabilizer connected through a conducting edge metallization. The arrows show the current flow paths when the superconductor quenches.

NZPV of 2G HTS CCs is much lower, i.e. 0.1-10 cm/s [30–33, 110, 111] in the temperature range of 40 to 77 K. This is mainly explained by the much lower thermal diffusivity of HTS tapes versus LTS wires in the vicinity of their critical temperature, which makes quench detection much more difficult to realize. If one succeeds to increase the NZPV of HTS tapes to values comparable to that observed in LTS wires, the protection of HTS magnets would become much easier [108].

The approaches taken by all authors in the references above are based on the principle that inserting a contact resistance R_i (in $\mu\Omega.\text{cm}^2$) between the superconductor and the metallic stabilizer of HTS tapes allows increasing their NZPV by more than one order of magnitude (see figure 7.1a for a schematic of a typical HTS tape architecture). This has been first shown by numerical simulations [46, 80] and then experimentally [48]. The physical explanation of

this phenomenon lies in the increase of the current transfer length (CTL) associated with the increase of R_i [46, 50]. However, from a practical point of view, increasing R_i has the drawback of significantly increasing the heat generation at the contacts for current injection, which is highly undesirable because the tape might eventually burn out.

A solution to this problem was proposed in 2014 by Lacroix *et al.* [50, 51]. Until then, the contact resistance was uniform across the tape width. We refer to the original architecture as the "uniform architecture" (see figure 7.1a), which is very similar to that of commercially available tapes. The solution introduced in [50] goes one step further by proposing to pattern the contact resistance at the Ag/REBaCuO interface, such as to obtain a very high contact resistance in the middle of the tape and a low contact resistance on its edges. We then obtain the so-called "current flow diverter (CFD) architecture" (see figure 7.1b). In this case, because of the presence of low resistance paths between the stabilizer and the superconductor, it is possible to inject current into the tape without burning the current contacts. This approach is also the first one that explicitly involves a space modulation of the interfacial current density (through the spatial non-uniformity of R_i across the interface), and as a result, for a given value of the global contact resistance, it leads to a much faster NZPV than a purely material-oriented solution.

The explanation behind this major improvement lies in the current concentration occurring in the low contact resistance regions upon current transfer from the superconducting layer to the stabilizer layer, which in turn increases the power density generated at the edges of the tape (yellow regions in figure 7.1b). This partial quench across the tape width speeds up the normal zone propagation substantially, especially for tapes with a thin stabilizer [101], i.e. a few microns at most. However, for applications such as superconducting magnets, which require a thicker stabilizer (few tens of microns), a solution to increase the NZPV is still sought. Furthermore, from a practical point of view, patterning a contact resistance is a priori not straightforward to implement in an industrial fabrication process, involving hundred of meters of HTS tapes. Therefore, simpler means to implement the CFD concept are also still sought.

In [101], it was proposed that the CFD concept could be implemented without the need to pattern a contact resistance, and in fact, without any additional contact resistance at all at the Ag/REBaCuO interface. This is possible by modifying slightly the stabilizer geometry, as illustrated in figure 7.1c. This alternative approach has two major advantages. Firstly, the value of the contact resistance at the Ag/REBaCuO interface can be kept very low. Secondly, the approach remains effective even in the case of a thick stabilizer, which makes it applicable for magnet applications, and any other application requiring a thick stabilizer. Indeed,

according to [101], the NZPV can be increased by one order of magnitude in comparison to the case where all the stabilizer is put on the tape, even with a 20-microns-thick stabilizer at 10 K.

In the forthcoming sections, we demonstrate experimentally, for the first time, how to increase the NZPV by modifying solely the stabilizer geometry, and nothing else in the classical fabrication process. We call this novel architecture "*b-CFD*" (for buffer-layer-CFD), since in practice, it is now the buffer layers that play the role of the CFD layer that diverts the current flow through the edges of the tape when a normal zone appears (see again figure 7.1c).

7.4 Experimental Methodology

7.4.1 Samples preparation

The HTS tape samples used in this work consist of 4 mm wide 2G HTS coated conductors, custom-made by Superconductor Technologies Inc (STI) in an experimental deposition chamber. The basic template for all samples, depicted in the figure 7.1a, consisted of a 0.8 μm thick Yttrium-Barium-Copper-Oxygen ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) layer grown on a 100 μm thick Hastelloy substrate (C-276^{TM}) by reactive co-evaporation cyclic depositions and reactions (RCE-CDR) deposition method [26]. Lattice matching between the REBaCuO layer and the substrate was realized through a stack of buffer layers composed of CeO_2/MgO/$[Y+Zr]_2O_3$ (total thickness of $\approx$ 0.58 to 0.78 μm).

A 20 nm thick silver (Ag) capping layer has been deposited *in-situ* on the REBaCuO layer to ensure a low contact resistance at the Ag/REBaCuO interface. Note that no oxygen annealing treatment has been done on the samples after deposition of the silver layer. Such a treatment, when applied on thin Ag layers (typically less than 500 nm) is known to compromise the integrity of the Ag layer by generating Ag aggregates (islands) when the temperature reaches a few hundred degrees (typically above $\approx 400 - 500$°C) [36].

Tableau 7.1 Characteristics of b-CFD samples. Sample S4 is considered as the reference sample.

Sample ID	Top Ag thickness (t_{top}, μm)	Bottom Ag thickness (t_{bot}, μm)	Ratio (t_{bot}/t_{top})	Total Ag thickness (t_{tot}, μm)
S1	0.02	$\approx$ 1.98	99	2.0
S2	0.1	1.9	19	2.0
S3	0.3	1.7	5.7	2.0
S4 (ref)	2.0	0.0	0.0	2.0

A total of 4 samples (4 mm wide by 12 cm long) with different metallic (Ag) stabilizer geometry were subsequently fabricated from the tape template described above. Then, a certain amount of stabilizer (still Ag) was added on the samples using RF sputtering deposition. Our setup allowed sputtering the desired thickness of Ag on the top (superconductor) side (t_{top}) and on the bottom (substrate) side (t_{bot}). We made sure that the total Ag thickness $t_{\text{tot}} = t_{\text{top}} + t_{\text{bot}}$ deposited on each sample was the same, i.e. $t_{\text{tot}} = \ 2\ \mu$m. The exact Ag thicknesses on each side of the tape are given in the table 7.1. Special care has been taken to sputter Ag on both edges of the tape in order to electrically connect the top and bottom Ag layers. Furthermore, critical current measurements ($T = 77$ K) carried out on each sample revealed that the Ag deposition did not degrade the critical current.

7.4.2 Measurement of NZPV

The NZPV has been measured using the same setup as described in [48, 50]. A home-made pulsed current source was used to generate square pulses ($\Delta t = 10 - 20$ ms, $I = 55 - 110$ A). A small NdFeB permanent magnet was used to generate a normal zone by lowering locally the critical current I_c. The NZPV was measured using voltage taps in contact with the surface of the tape placed every ≈ 2.5 mm. By measuring the voltage drop generated by the normal zone over time at different locations along the tape, the velocity of the normal zone propagation could be obtained [48]. For all the NZPV measurements, the samples were placed in a liquid nitrogen bath. Note that the NZPV was measured at different locations along the tape and the same value of NZPV was recorded for all location.

7.4.3 Video recording of the dynamic of the quench

Furthermore, an optical in situ study of the quench propagation in liquid nitrogen was also realized, similarly to previous studies reported in the literature [112–115]. The technique consists of quenching locally an HTS tape immersed in liquid nitrogen in order to visualize the propagation of nitrogen gas bubbles. These bubbles, which are generated due to the heat generation at the normal zone location, induce light refraction and multiple reflections at liquid-gas interfaces. This modulates the light intensity received by the detector and create a contrast between the NZ and the superconducting part of the tape. During the experiment, a pulsed current is injected in the sample and a normal zone is generated by a permanent magnet placed behind the sample. A video is recorded using a MEMRECAM HX high-speed camera (CMOS sensor) from nac Image Technology and an AF Micro-NIKKOR (60 mm f/2.8D) lens from Nikon. The high-speed camera is placed behind the double-pane window of a cryostat to separate it from the liquid nitrogen bath. Special care has been taken to

prevent bubbles from obstructing the field of view of the camera.

7.5 Electro-thermal model

A 3-D finite element electro-thermal model has been used to simulate the quench behaviour of the samples. Details about the model can be found in [50, 101]. The numerical calculations have been realized with the Joule heating module of the COMSOL 4.3b software program, which solves simultaneously the heat equation and the current continuity equation. The coupling of the two equations is ensured through the Joule losses and through the temperature dependence of the electrical parameters.

The geometry of the 3-D model consists of a stack of Ag(top) / REBaCuO / Hastelloy / Ag(bottom). We added silver on the sides of the tape to electrically connect the top and bottom Ag layer. Due to symmetrical considerations, we modelled only a quarter of the real tape volume to reduce computational time. The transport current was applied as an integral constraint at one extremity of the tape (i.e. the total current in the superconductor cross-section must be equal to the transport current) and a zero voltage Dirichlet boundary condition ($V = 0$) was applied at the other extremity of the tape, to all layers. The remaining boundaries were electrically isolated, i.e. $\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{J} = 0$, where $\boldsymbol{n}$ is a vector perpendicular to the boundary. This ensured that the current had no component perpendicular to the remaining boundaries. A heat pulse was applied to one of the extremities in order to generate a normal zone and simulate the effect of the permanent magnet. Finally, the remaining boundaries were considered adiabatic, i.e. $\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{q} = 0$, where $\boldsymbol{q}$ is the heat flux.

The E-J characteristic of REBaCuO was modeled using an empirical temperature dependent power law $E(J,T) = E_c \left(J/J_c(T)\right)^{n(T)}$ in the flux creep and flux flow regimes [64], where $E_c = 1\ \mu$V/cm (electric field criterion at 77 K). The transition from the superconducting state to the normal state was modeled as a normal state path in parallel with the superconducting one, such as two resistances in parallel in an electrical circuit. A non-linear conductivity is derived from the power law model by rewriting it in a form compatible with the constitutive equation $J = \sigma E$, which gives

$$E = E_c(J/J_c(T))^{n(T)} \Rightarrow \sigma_{sc}(T) = \frac{J_c(T)}{E_c} \left(\frac{\|\boldsymbol{E}\|}{E_c} \right)^{\frac{1-n(T)}{n(T)}} , \tag{7.1}$$

where the temperature dependence of the power-law index $n(T)$ has been linearly extrapolated from [65], i.e.

$$n(T) = \begin{cases} (n_0 - 10)\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right) + 10 & \text{for} \quad T < T_c \\ 10 & \text{for} \quad T \geq T_c \end{cases} \tag{7.2}$$

The temperature dependence of $J_c(T)$ is considered linear with temperature, i.e.

$$J_c(T) = \begin{cases} J_{c0}\left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right) & \text{for} T < T_c \\ 0 & \text{for} T \geq T_c \end{cases} \tag{7.3}$$

The parameters J_{c0} and n_0 have been extracted from experimental $I - V$ curves obtained for each sample. The critical current I_c and the exponent n_0 at 77 K of the four samples were in the range of $60 - 75$ A and $18 - 27$ respectively. The tape was 4 mm wide and the REBaCuO layer was 0.7 μm thick. This leads to a current density $J_{c,0}$ in the range of $1.9 - 2.3 \times 10^{10}$ A/m^2 which we used in the model. Simulations were carried out for two values of interfacial resistance between Ag and REBaCuO, i.e. 0.2 $\mu\Omega$.cm^2 and 1 $\mu\Omega$.cm^2. In the simulations, the normal zone has been initiated by applying a local heat pulse at one extremity of the tape. Virtual probes were placed every 1 mm in order to monitor the time evolution of the voltage and the temperature, from which the NZPV can be calculated.

7.6 Results

7.6.1 Experiments

The NZPV has been measured experimentally for all samples described in table 7.1. Figure 7.2 presents the NZPV values as a function of the transport current for all four samples. First, we observe that the NZPV increases approximately linearly with the current, as expected by the adiabatic model [19]. Indeed, S1 and S2 are well fitted by a linear function, while S3 and S4 are better fitted with a quadratic function, although the curvature is very slight.

Furthermore, we observe that, for a given transport current, the NZPV is higher for samples having a thinner layer of Ag on the REBaCuO side (top side) varying from 14 cm/s when $t_{\text{top}} = 2$ μm (green diamonds) to 171 cm/s (black squares) when $t_{\text{top}} = 0.02$ μm, for $I = 75$ A.

Figure 7.3 presents the NZPV values (squares) obtained experimentally for an applied current of 80 A. We observe that the NZPV increases drastically for small values of t_{top}, while it remains almost constant when t_{top} is larger than 1 μm. In the inset, the same results are presented using a logarithmic scale for the x and y axes. The experimental data points can be well fitted with a function of the form $\text{NZPV} = \text{a} \cdot (\text{t}_{\text{top}})^{-\text{b}}$, with $a = 23.0918$ and $b = 0.5333$.

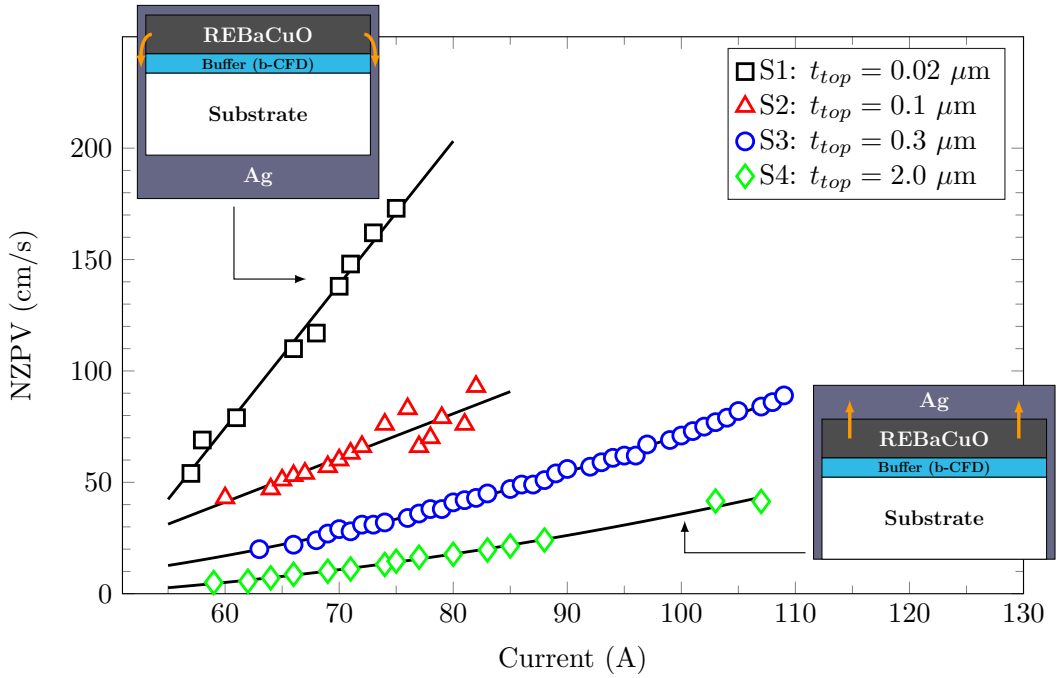

Figure 7.2 Normal zone propagation velocity as a function of the transport current for different stabilizer thicknesses on the superconductor side. Schematics of the cross-section views of the two extreme cases are shown in the insets. The case with $t_{\text{top}} = 2$ μm of Ag (green diamonds) is comparable to commercial tapes (no CFD effect) and exhibits the lowest NZPV values. The case with $t_{\text{top}} = 0.02$ μm of Ag (black squares) shows the highest NZPV values measured. Solid lines are quadratic functions fitted to the experimental data to illustrate the trend.

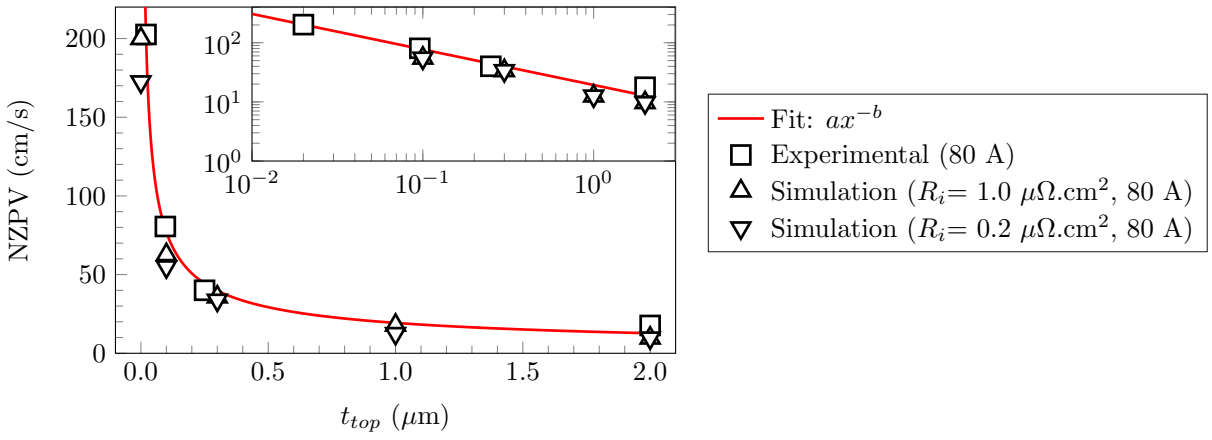

Figure 7.3 Plot of measured and simulated NZPV values as a function of the top Ag stabilizer thickness (t_{top}), for a fixed transport current of 80 A in all cases. The solid curve shows a fit of the form $y = ax^{-b}$, with $a = 23.0918$ and $b = 0.5333$. Inset : same plot in log-log scale.

Figure 7.4 presents snapshots of the nucleation of a normal zone induced by a permanent magnet of 3 mm in diameter placed behind the sample. The generation of the bubbles was recorded in the cases of sample S2 ($t_{\text{top}} = 0.1$ μm) and sample S4 ($t_{\text{top}} = 2.0$ μm). As observed in figure 7.4, the normal zone nucleates at the location of the magnet (vertical black line in the middle of the picture) and propagates in the two opposite directions, as indicated by the arrows in the close-up views. When comparing the two snapshots, we observe that the shapes of the normal zones are drastically different. A "U-shaped" profile is clearly visible in the case of sample S2 at both extremities of the normal zone, whereas a quasi-linear profile is observed in the case of sample S4. Those profiles stay roughly stationary while the normal zone is propagating (the propagation stops when the current pulse ends), then the tape slowly recovers (e.g. the normal zone shrinks until it disappears).

7.6.2 Comparison with numerical results

In figure 7.3, we compare the NZPV values obtained experimentally with those obtained by numerical simulations for two values of contact resistance, i.e. $R_i = 0.2$ and 1 $\mu\Omega.\text{cm}^2$. The value of R_i can be ajusted by directly varying the conductivity of the contact resistance at the Ag/YBaCuO interface in the model. The smallest R_i value corresponds to the experimental value measured previously on a commercial tape [48], whereas the highest one was used to quantify the effect of R_i on the NZPV of tapes with the *b-CFD architecture*. We note that these values are typical for the case of Ag that has been sputtered or evaporated on REBaCuO [36]. We observe that our simulation results are in very good agreement with our experimental results. We also observe that the effect of R_i on the NZPV is much more pronounced in the case of thin layers of Ag on the superconductor side, i.e. small values of t_{top}. Indeed, the numerical value of the NZPV obtained when $t_{\text{top}} = 0$ μm and $R_i = 1$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$ is 200 cm/s, while for a lower interfacial resistance (0.2 $\mu\Omega.\text{cm}^2$), the simulation gives 173 cm/s. Considering that the NZPV value obtained experimentally in the case where $t_{\text{top}} \approx 20$ nm (sample S1) is 203 cm/s, it suggests that a value of 1 $\mu\Omega.\text{cm}^2$ for the interfacial resistance is more appropriate for the samples considered in the present work.

We note that the difference between the NZPV values obtained with different interfacial resistances quickly becomes negligible as t_{top} increases. When we look more closely at the experimental values vs. the values obtained by numerical simulations, we notice that the simulations give in general slightly lower NZPV values. This difference could possibly be explained as follows. Firstly, the non-uniformity of the Ag layers deposited by sputtering, which is known to induce thickness variations in the range of $\pm$ 50 nm (according to Dektak thickness profile measurements) is not taken into account in the numerical model. Secondly,

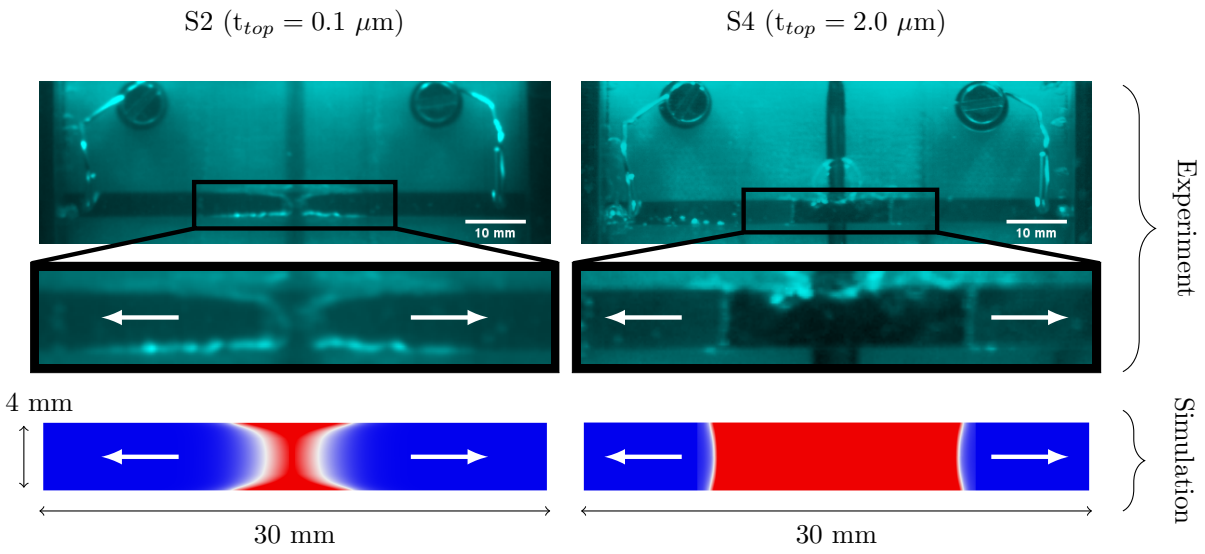

Figure 7.4 Visualization of the normal zone propagation obtained experimentally (snapshots of a video recorded with a digital high-speed CMOS camera), for two samples : S2 on the left, and S4 on the right. The snapshots show the sample (black horizontal strip) as well as the two voltage taps, at the ends of the sample, held by two screws. The vertical black line in the middle indicate the position of the permanent magnet behind the sample. Below each snapshot, we show a close-up view of the normal zone indicated by the generation of bubbles, which induces a change in the image contrast. The arrows indicate the direction of the normal zone propagation. The current waveform injected in the sample was a square pulse. The snapshot of S2 and S4 have been taken respectively 16 ms after the current had reached 60 A (recorded at 4000 frames/s), and 40 ms after the current had reached 70 A (recorded at 5000 frames/s). The distribution of temperature obtained by simulation is shown for comparison under the close-up views for both samples (the simulations were performed with the same parameters as the experimental ones). The normal zone is indicated in red ($T > T_c$) and the superconducting state is in blue ($T = 77$ K). The thin white strips indicate the middle temperature between $T_c = 90$ K and $T = 77$ K, which is about 83.5 K.

the Ag thickness on the edges of the tape is not accurate. In our electro-thermal model, we assumed uniform Ag coating on both faces of the tapes, and a thickness of 1 μm for the Ag on the edges of the tape. The latter number was inferred from the fact that the total thickness of Ag deposited on each sample was 2 μm, but each edge of the sample has been exposed only for one half of the total sputtering time in the chamber (because of the tilted position of the sample in the chamber, used to ensure a good deposition on the edges of the tape). These two factors can likely induce an error in the calculation of the local Joule losses and, therefore, in the calculation of the temperature and NZPV.

The simulated surface temperature distributions of the Ag layer (top view of the 3-D model) for each sample are shown in figure 7.4 below the images taken from the video recording.The

parameters used for the simulations are the same as the ones used in figure 7.3 with $R_i = 0.2\ \mu\Omega.\text{cm}^2$. The simulations clearly exhibit the characteristic "U-shaped" profile between the normal zone ($T > T_c$ in red) and the superconducting state ($T = 77$ K in blue) observed in the S2 snapshot. The creation of a U-shaped profile is easy to explain considering that, when a normal zone nucleates, the current flowing into the superconductor transfers into the stabilizer by the edges of the tape, as shown in figure 7.1c, which generates a very high instantaneous power density (see [101] for more details). The amount of heat that is generated in the edges of the tape during the quench forces the normal zone to initally nucleate in the edges of the tape. Also, we note that the simulations reproduce well the straight superconductor/normal boundary profile observed in the S4 snapshot.

7.7 Discussion

In a previous study, Levin et al. [85] were able to find the form of the voltage distribution into the stabilizer in the case of an HTS tape surrounded by a stabilizer, similar to the *b-CFD architecture* presented in this paper. Their results showed that Joule losses are produced at the edges of the tape when the current transfers from the superconductor layer to the bottom stabilizer layer, similarly to our findings.

Furthermore, as Levin et al. discussed in their paper, in the case of a large normal zone, the current flowing in the stabilizer fills equally both stabilizer layers (top and bottom) if the thickness of each side is the same, which is quite obvious from basic circuit theory. This means that we can model the two stabilizer layers as two resistances in parallel. Thus, in the case of the *b-CFD architecture*, since the bottom stabilizer layer is much thicker than the top stabilizer layer, most of the current flows in the bottom stabilizer layer.

Figure 7.5 presents the current sharing between the different layers along the length of the tape (in the current direction) for samples S2 and S4 obtained from numerical simulations. In both cases, the current is flowing in the superconductor until it reaches the normal zone, and then it transfers into the stabilizer (top and bottom layers) and into the substrate. In the case of sample S2, we see from figure 7.5a that most of the current transfers from the superconductor to the bottom stabilizer layer, while in the case of sample S4 (figure 7.5b), most of the current transfers from the superconductor to the top stabilizer layer, which confirms the validity of the model based on two resistances in parallel. Furthermore, we note that, in the case of sample S2, the current transfers from the superconductor to the metallic layers over a length of approximately 10 mm. However, in the case of sample S4, we observe that it takes less than 1 mm for the current to transfer from the superconductor to the metallic layers (figure 7.5b). This clearly shows that the "*b-CFD*" architecture increases

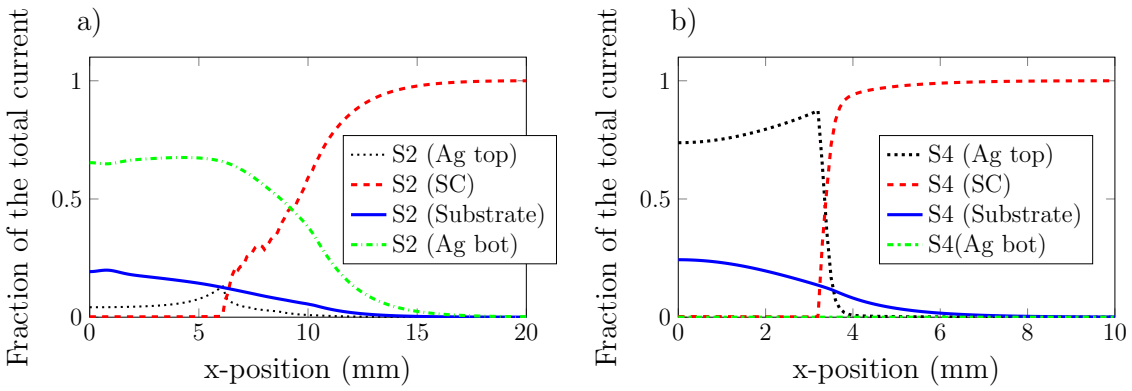

Figure 7.5 Total current flowing in the different layers of the HTS tape architecture, plotted along the tape length, for samples a) S2 and b) S4. Results were obtained by numerical simulations for tape architectures representative of samples S2 and S4, for $I = 80$ A and $R_i = 0.2$ $\mu\Omega.\text{cm}^2$. The current in each layer was calculated as the integral of the current density J in the cross-section of the layer. In all cases, the normal zone was initiated at $x = 0$. The data shown above were taken at a) $t = 15$ ms and b) $t = 30$ ms.

the current transfer length (CTL), which is the key to increase the NZPV [101]. Indeed, the NZPV is proportional to the longest length between the thermal diffusion length and the CTL in the case of a uniform resistive layer [46]. The consequence of a longer CTL is that the heat is generated not only in a region close to the normal zone, but also away from it, i.e. the heat generation spreads over a much greater distance in front of the normal zone. After a local quench occurs, the current flows in the layer with the lowest resistance, which is located on the bottom of the tape in the case of the *b-CFD architecture*. To reach that layer, the current must transfer over a certain length, which corresponds to the CTL. This length is much longer compared to that of commercial tapes, where the majority of the current transfers to the stabilizer located on top of the tape.

The quenching behaviour of the HTS tapes investigated in this work can thus be understood by comparing the paths taking by the current when transferring from the REBaCuO layer to the Ag stabilizer for the two extreme cases, i.e. $t_{\text{top}} = 0.02$ μm and $t_{\text{top}} = 2.0$ μm. In the case where all Ag is deposited on the REBaCuO side ($t_{\text{top}} = 2$ μm), the current goes directly into the top Ag layer without seeing resistance, as it circumvents the quenched region. This architecture is typical of commercial tapes and possesses the lowest NZPV. When $t_{\text{top}} = 0.02$ μm, almost all the current is forced to transfer to the bottom stabilizer through the Ag bridges located on the edges of the tape, and therefore a significant electrical resistance is seen by the current (see [101] for more details). This higher resistance increases the current transfer length (CTL) and thus, the NZPV [46].

7.8 Conclusion

In this paper, we introduced an original architecture for the metallic thermal stabilizer required in REBaCuO high temperature superconductor (HTS) tapes. This new architecture was called "b-CFD", standing for "*buffer-Current Flow Diverter*", since it consists of an implementation of the current flow diverter concept (CFD) [50] by using the electrical insulation properties of the buffer layers, already present in existing HTS tapes. Similarly as in the original CFD concept, the *b-CFD architecture* allows increasing substantially the normal zone propagation velocity of the tapes by concentrating the generation of the Joule losses at specific locations in the tape when the current transfers between the superconducting and stabilizer layers to circumvent a hot spot. However, as opposed to the classical CFD concept, the *b-CFD architecture* does not increase the interfacial resistance between the stabilizer and the superconductor. Furthermore, the *b-CFD architecture* allows increasing the NZPV even in the presence of a thick stabilizer, which is not the case for the classical CFD architecture [101]. This is particularly interesting for applications requiring a thick stabilizer such as HTS superconducting magnets, for which efficient quench protection strategies have been sought for a long time. Note that the development of HTS tapes for magnets is expected to become one of the main drivers in this industry.

Now that the *b-CFD architecture* is well proven in terms of effectiveness and simplicity, the last challenge is to find a way to process it rapidly over long lengths of HTS tapes (hundreds of meters). One needs to find a good combination of low-cost metallization processes, such as electroless plating or electrodeposition. The process also needs to reliably ensure the electrical connection between the top and bottom stabilizers along the full tape length. Finally, the very low thickness ($\approx$ 20 to 100 nm) required for the top Ag stabilizer might be the major difficulty to overcome, since thin Ag layers form aggregates under a heat treatment, such as that used in the final oxygenation of the superconducting layer of HTS tapes in most industrial processes. However, in the particular case of the STI samples used in this paper, the latter problem was not encountered since STI's process does not require any high-temperature oxygen annealing of the tapes after their fabrication.

7.9 Acknowledgements

The authors gratefully thank the support of Superconductor Technologies Inc. (STI), in particular Ken Pfeiffer and Jeong Huh, for the production of the custom-made samples that allowed realizing this experiment and proving the *b-CFD architecture* concept. This work was supported by research grants from NSERC (Canada) and FRQNT (Québec).

CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE

8.1 Synthèse des objectifs et contributions

Les résultats de cette thèse peuvent être divisés en deux catégories. Premièrement, les résultats des articles 2 et 3 traitent des objectifs secondaires 1 et 2, qui sont de nature plutôt théorique, mais sont appuyés par des mesures expérimentales. Ces résultats amènent des pistes d'explications sur l'accélération de la NZPV engendrée par l'architecture CFD. Deuxièmement, les résultats des articles 1 et 4 s'attaquent directement à l'objectif principal, qui est de nature plutôt pratique. Ces résultats présentent deux nouveaux procédés de fabrication d'architectures de rubans supraconducteurs qui permettent d'accélérer la NZPV. Les sections suivantes ont pour but de synthétiser les contributions de la thèse en lien avec les objectifs.

8.1.1 Retour sur l'objectif secondaire 1 : développement d'un modèle mathématique afin d'étudier l'effet de la géométrie du ruban sur la CTL

L'article 2 est une réponse directe à l'objectif secondaire 1, qui était de développer un modèle mathématique afin d'étudier la CTL dans le cas de l'*architecture CFD*. En effet, cet article présente un modèle mathématique semi-analytique, appuyé par des mesures expérimentales (présentées dans l'article 3), qui décrivent la longueur de transfert du courant pour une *architecture CFD*. Ce modèle, beaucoup plus rapide à exécuter qu'une simulation par élément fini en 3−D, permet de rapidement obtenir la distribution du courant lorsque celui-ci passe de la couche de stabilisation vers la couche supraconductrice. Les résultats de cet article montrent, entre autres, l'effet de différents paramètres sur la CTL. Par exemple, on montre une augmentation inattendue de la CTL avec l'augmentation de la largeur du ruban w (voir la figure 5.8), ce qui n'est pas observé dans une architecture "classique" (*architecture uniforme*).

Aussi, cet article introduit de nouvelles définitions afin de généraliser les définitions existantes pour les architectures "classiques" de rubans, présentes dans la littérature. Par exemple, la résistance d'interface effective R_{eff}, définie à l'équation (5.76), permet de généraliser la notion de résistance d'interface pour les *architectures CFD*. Cette définition est une généralisation de la définition donnée pour la première fois par Lacroix et al. [50,51]. L'article 2 généralise aussi la définition de la CTL (équations (5.55) et (5.59)) afin de définir la CTL pour l'*architecture CFD*. Cette dernière définition constitue la **première contribution** de cette thèse. En effet, avant cette définition, la CTL de l'*architecture CFD* était définie à partir de simulations de quench, ce qui correspond à la CTL dynamique d'après les définitions introduites dans l'article

3. Ce modèle donne une définition basée sur la CTL statique ce qui permet une meilleure cohérence avec la définition “classique” de la CTL donnée dans la littérature (équation (5.2)).

8.1.2 Retour sur l’objectif secondaire 2 : expliquer plus en détail l’accélération de la NZPV produite par l’architecture CFD

Suite aux résultats de l’article 2, l’article 3 confirme expérimentalement les résultats donnés par le modèle semi-analytique. Cet article fait la distinction entre la CTL statique et dynamique, ce qui constitue la **seconde contribution** de cette thèse. Cette distinction a permis d’expliquer de façon plus fondamentale l’accélération de la NZPV dans l’*architecture CFD*, en découplant les effets électriques et thermiques par l’entremise de la CTL statique et dynamique. Rappelons que la CTL statique ne prend pas en compte les effets thermiques, tandis que la CTL dynamique considère à la fois les effets électriques et thermiques. Encore une fois, cette distinction est particulière à l’*architecture CFD*, puisque ces deux CTL se confondent dans le cas d’une architecture “classique”.

Ces travaux ont mené à une explication de l’accélération de la NPZV basée sur la forme en “U” à l’extrémité de la zone normale, comme le montre les mesures expérimentales de la figure 7.4 et les simulations à la figure 6.9. L’explication de l’augmentation de la NZPV, basée sur la distinction entre la CTL statique et la CTL dynamique, constitue un réponse directe à l’objectif 2.

8.1.3 Retour sur l’objectif principal : trouver un procédé de fabrication, afin de réaliser une architecture de ruban supraconducteur industrialisable, qui accélère la NZPV

Deux procédés de fabrication potentiellement industrialisables de l’*architecture CFD* ont été étudiés dans cette thèse. Le premier procédé était basé sur l’architecture de ruban étudié dans l’article 1, c’est-à-dire un ruban HTS commercial avec une couche résistive additionnelle d’oxyde de cérium entre la couche d’argent et la couche supraconductive. L’idée initiale était d’effectuer un recuit local sur les bords du ruban afin de réduire la résistance de la couche résistive et ainsi générer une *architecture CFD*, voir la figure 8.1. Ce recuit local aurait été fait après la croissance du ruban par un manufacturier, dans un appareil fait sur mesure afin de réaliser un recuit local sur de longs rubans.

Malheureusement, les recuits effectués dans l’article 1, qui normalement améliorent la qualité des rubans HTS, ont engendré une réduction du courant critique dans nos échantillons. Il n’est pas improbable que la diminution du courant critique soit liée à la qualité médiocre de

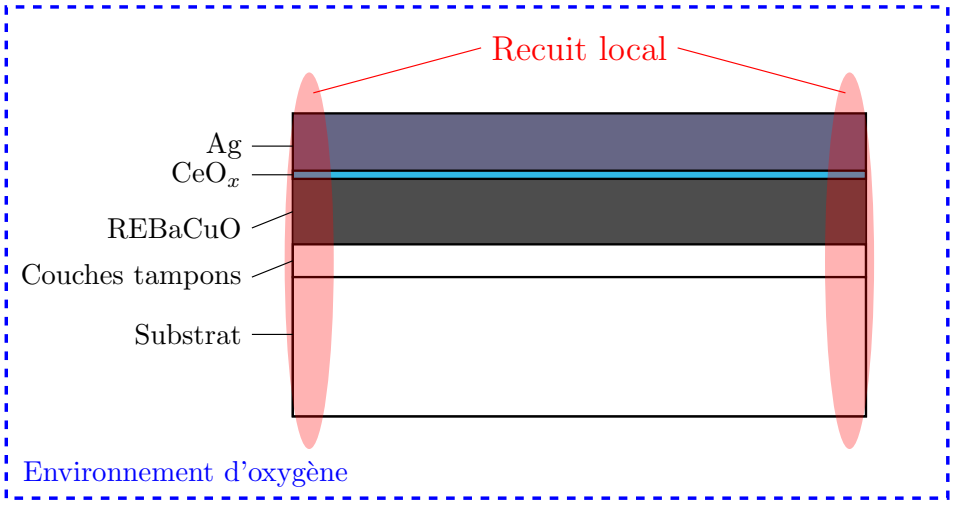

Figure 8.1 Procédé de recuit local afin de réaliser l'architecture CFD.

la couche d'oxyde, découlant directement de la rugosité de surface de la couche supraconductrice. Néanmoins, un résultat en faveur de ce procédé est que pour une épaisseur assez faible d'oxyde de cérium (< 100 nm), il a été possible de diminuer la valeur de la résistance d'interface R^* à une valeur assez faible (10^0 $\mu\Omega.cm^2$) afin de réaliser l'*architecture CFD*. Après analyse des résultats, il semble évident que l'étape du dépôt de la couche d'oxyde de cérium n'a pas été réalisée dans les meilleures conditions. En effet, la tolérance des rubans aux recuits sous oxygène aurait probablement été meilleure si la couche d'oxyde avait été de meilleure qualité, c'est-à-dire sans cavité ou porosité. Pour cela, une diminution de la rugosité de surface de la couche de GdBaCuO aurait été nécessaire, ce qui semble très difficile à réaliser.

Le deuxième procédé de fabrication envisagé était le procédé permettant de fabriquer l'*architecture b-CFD*. Cette architecture a permis de démontrer qu'il était possible de fabriquer une architecture de ruban avec une NZPV accélérée, réalisable par un manufacturier. La **troisième des contributions** de cette thèse est donc la démonstration expérimentale de la faisabilité de l'*architecture b-CFD*, faite à partir d'un ruban commercial de STI. Les résultats expérimentaux démontrent une accélération de la NZPV d'un facteur >10 à 77 K passant de 15 cm/s à 170 cm/s, comme on peut le voir à la figure 7.2.

Néanmoins, il n'est pas possible de réaliser *l'architecture CFD* avec les rubans de tous les manufacturiers. En effet, le fait que cette architecture nécessite une couche extrêmement mince d'argent (< 100 nm) du côté du supraconducteur rend impossible une étape d'oxygénation (recuit) après la croissance du ruban, car cela dégraderait cette mince couche d'argent [58]. Cela crée une condition de plus sur la méthode de croissance des manufacturiers, qui doivent

alors effectuer le recuit avant de déposer la couche d'argent. Ce recuit serait alors plus long qu'à l'habitude, car l'argent agit normalement comme catalyseur durant l'adsorption de l'oxygène à la surface du ruban, facilitant la diffusion de celui-ci vers le supraconducteur. Dans le cas des rubans de STI, la situation était idéale puisque l'oxygénation était faite en même temps que la croissance de la couche supraconductrice (méthode RCE-CDR).

Il reste aussi un problème quant à la soudure de ces rubans aux extrémités afin de faire des contacts électriques avec d'autres composantes électriques. En effet, la chaleur générée par la soudure risque de dégrader la mince couche d'argent, voire même le supraconducteur, rendant difficile la réalisation d'un bon contact électrique avec la couche supraconductrice. Une solution simple pour régler ce problème est d'électrodéposer du cuivre sur les extrémités du ruban, déjà couvertes d'argent, afin de protéger celles-ci lors de l'étape de soudure.

CHAPITRE 9 CONCLUSION

9.1 Synthèse des travaux

L'objectif principal de cette thèse était de trouver un procédé de fabrication industrialisable pour réaliser l'*architecture CFD* dans des rubans HTS de seconde génération, dans le but d'augmenter leur NZPV. L'augmentation de cette dernière est nécessaire afin de détecter rapidement les points chauds (quench) qui apparaissent naturellement lors de l'utilisation de ces rubans. Si rien n'est fait rapidement, la température locale en ces points peut dégrader de façon permanente ces rubans, qui sont relativement coûteux (≈40 $/m).

Au regard de l'objectif principal, cette thèse a permis de démontrer deux méthodes de fabrication d'architectures, possiblement réalisables par des manufacturiers de ruban HTS, afin d'augmenter la NZPV. Le premier procédé, qui utilise une architecture de ruban avec une couche d'oxyde additionnelle entre la couche d'argent et la couche supraconductrice, nécessite encore du travail afin d'éviter que le recuit sous oxygène n'engendre une dégradation du ruban. Le second procédé, qui conduirait à l'*architecture b-CFD*, montre qu'il est possible d'augmenter la NZPV avec des modifications simples sur le procédé de fabrication de rubans commerciaux. En ce sens, la réalisation de l'architecture b-CFD permet d'atteindre l'objectif principal de cette thèse.

De plus, cette thèse a permis de pousser plus loin la compréhension du phénomène de transfert de courant dans les architectures de type CFD, ce qui a, en retour, permis de mieux comprendre l'accélération de la NZPV engendrée par ces architectures. En effet, le développement d'un modèle mathématique, supporté par des mesures expérimentales, a permis de découpler les effets électriques et thermiques sur la longueur de transfert du courant, qui est le paramètre clé gouvernant la NZPV.

9.2 Limitations de la solution proposée

L'architecture b-CFD remplit l'objectif principal, mais présente quand même quelques lacunes. En effet, le succès de sa réalisation dépend en grande partie de la méthode de déposition du manufacturier. En particulier, afin d'accélérer au maximum la NZPV, la couche de stabilisation doit être très mince (< 100 nm), ce qui amène différents problèmes pratiques. Le premier problème est que cette architecture doit être fabriquée avec un manufacturier qui dépose la couche supraconductrice directement avec la bonne stœchiométrie en oxygène. La

raison est que la couche d'argent est tellement mince qu'elle risque de créer des îlots [58] en surface si une étape d'oxygénation (recuit sous oxygène) est requise après la croissance du ruban. Le deuxième problème est la difficulté de souder le ruban sans dégrader la couche de stabilisation menaçant ainsi la couche supraconductrice. Une solution simple à ce problème est d'électrodéposer du cuivre sur les extrémités du ruban afin de d'éviter la dégradation de la couche mince d'argent.

9.3 Améliorations futures

Dans un projet futur, la stratégie de recuit local sur les bords d'un ruban possédant une R^* élevée devrait être examinée plus en profondeur. Notre premier essai avec de l'oxyde de cérium n'a pas été concluant, mais les résultats pourraient être différents en déposant une couche d'oxyde ou un autre matériau sur une couche supraconductrice possédant une surface moins rugueuse. Aussi, un nouveau procédé de fabrication est envisagé dans lequel une interface résistive uniforme serait créée par l'exposition du supraconducteur à l'air ambiant, puis recouvert par une couche d'argent. Ce ruban serait ensuite recuit sous oxygène localement afin de réduire R^* sur les bords, conformément à la figure 8.1. Cette architecture serait intéressante, car elle éviterait les problèmes de compatibilité chimique d'un oxyde avec le supraconducteur durant le recuit. Néanmoins, un problème appréhendé est le fait que le supraconducteur doit être exposé à l'air après sa croissance, ce qui est évité normalement par les manufacturiers lors de la croissance afin de minimiser les risques de dégradation des l'interfaces et de délamination. Le second problème est que, encore une fois, la couche supraconductrice doit être déposée et oxygénée avant de déposer la couche d'argent, afin de conserver la résistance d'interface élevée au centre du ruban et ensuite pouvoir réaliser l'*architecture CFD*.

Différentes stratégies pour réaliser l'architecture CFD sont aussi en cours dans le cadre du projet européen FASTGRID, qui tente aussi, de différentes manières, d'implémenter l'architecture CFD selon une méthode industrialisable. Par exemple, avec l'aide de la compagnie Oxolutia, l'équipe de projet a développé une technique de dépôt par jet d'encre qui pourrait servir à réaliser l'architecture CFD [45]. De plus, une idée récente est à l'étude au laboratoire : au lieu de créer une résistance d'interface entre la couche de stabilisation et le supraconducteur, on vient augmenter la résistance de l'argent localement au centre du ruban par une méthode chimique. Toutes ces techniques restent à l'étude, mais cela montre que l'architecture CFD peut encore beaucoup progresser et risque de réserver des surprises à la communauté de la supraconductivité appliquée.

RÉFÉRENCES

[1] H. Kamerlingh Onnes, "The resistance of pure mercury at helium temperatures," *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, b*, vol. 120, 1911.

[2] V. L. Ginzburg et L. D. Landau, "On the theory of superconductivity," dans *On Superconductivity and Superfluidity*. Springer, 2009, p. 113–137.

[3] A. A. Abrikosov, "The magnetic properties of superconducting alloys," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 2, nº. 3, p. 199–208, 1957.

[4] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, "Microscopic theory of superconductivity," *Physical Review*, vol. 106, nº. 1, p. 162, 1957.

[5] B. Josephson, "Possible new effects in superconductive tunneling," *Phys. Lett*, vol. 1, nº. 7, p. 251, 1962.

[6] J. G. Bednorz et K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 64, nº. 2, p. 189–193, 1986.

[7] W. Buckel et R. Kleiner, *Superconductivity : fundamentals and applications*. John Wiley & Sons, 2008.

[8] D. Van Delft et P. Kes, "The discovery of superconductivity," *Physics Today*, vol. 63, nº. 9, p. 38–43, 2010.

[9] The European Organization for Nuclear Research (CERN). (2020) Pulling together : Superconducting electromagnets. [En ligne]. Disponible : https://home.cern/science/engineering/pulling-together-superconducting-electromagnets

[10] C. Yao et Y. Ma, "Recent breakthrough development in iron-based superconducting wires for practical applications," *Superconductor Science and Technology*, vol. 32, nº. 2, p. 023002, 2019.

[11] A. Drozdov, M. Eremets, I. Troyan, V. Ksenofontov et S. I. Shylin, "Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system," *Nature*, vol. 525, nº. 7567, p. 73–76, 2015.

[12] Y. Ge, F. Zhang et Y. Yao, "Possible superconductivity approaching ice point," *arXiv preprint arXiv :1507.08525*, 2015.

[13] P. Kong, V. Minkov, M. Kuzovnikov, S. Besedin, A. Drozdov, S. Mozaffari, L. Balicas, F. Balakirev, V. Prakapenka, E. Greenberg *et al.*, "Superconductivity up to 243 K in yttrium hydrides under high pressure," *arXiv preprint arXiv :1909.10482*, 2019.

[14] A. Drozdov, P. Kong, V. Minkov, S. Besedin, M. Kuzovnikov, S. Mozaffari, L. Balicas, F. Balakirev, D. Graf, V. Prakapenka *et al.*, "Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures," *Nature*, vol. 569, n°. 7757, p. 528–531, 2019.

[15] M. Somayazulu, M. Ahart, A. K. Mishra, Z. M. Geballe, M. Baldini, Y. Meng, V. V. Struzhkin et R. J. Hemley, "Evidence for superconductivity above 260 K in lanthanum superhydride at megabar pressures," *Physical Review Letters*, vol. 122, n°. 2, p. 027001, 2019.

[16] A. C. Rose-Innes et E. H. a. Rhoderick, *Introduction to superconductivity*. Oxford : Pergamon Press, 1969.

[17] J. F. Annett *et al.*, *Superconductivity, superfluids and condensates*. Oxford University Press, 2004, vol. 5.

[18] D. Dew-Hughes, "The critical current of superconductors : an historical review," *Low temperature physics*, vol. 27, n°. 9, p. 713–722, 2001.

[19] L. Dresner, *Stability of superconductors*. Springer Science & Business Media, 2006.

[20] D. C. Larbalestier, J. Jiang, U. a. Trociewitz, F. Kametani, C. Scheuerlein, M. Dalban-Canassy, M. Matras, P. Chen, N. Craig, P. Lee *et al.*, "Isotropic round-wire multifilament cuprate superconductor for generation of magnetic fields above 30 T," *Nature materials*, vol. 13, n°. 4, p. 375–381, 2014.

[21] J. Jorgensen, B. Veal, A. P. Paulikas, L. Nowicki, G. Crabtree, H. Claus et W. Kwok, "Structural properties of oxygen-deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$," *Physical Review B*, vol. 41, n°. 4, p. 1863, 1990.

[22] Y. Tokura, p. J. Torrance, T. Huang et A. Nazzal, "Broader perspective on the high-temperature superconducting $YBa_2Cu_3O_y$ system : The real role of the oxygen content," *Physical Review B*, vol. 38, n°. 10, p. 7156, 1988.

[23] J. E. Kunzler, E. Buehler, F. a. Hsu et J. H. Wernick, "Superconductivity in Nb_3Sn at high current density in a magnetic field of 88 kgauss," *Physical Review Letters*, vol. 6, n°. 3, p. 89, 1961.

[24] D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann et A. Polyanskii, "High-T_c superconducting materials for electric power applications," dans *Materials For Sustainable Energy : A Collection of Peer-Reviewed Research and Review Articles from Nature Publishing Group*. World Scientific, 2011, p. 311–320.

[25] J. Durrell et N. Rutter, "Importance of low-angle grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, n°. 1, p. 013001, 2008.

[26] V. Matias, E. J. Rowley, Y. Coulter, B. Maiorov, T. Holesinger, C. Yung, V. Glyantsev et B. Moeckly, "YBCO films grown by reactive co-evaporation on simplified IBAD-MgO coated conductor templates," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, n°. 1, p. 014018, 2009.

[27] H. Kinder, P. Berberich, W. Prusseit, S. Rieder-Zecha, R. Semerad et B. Utz, "YBCO film deposition on very large areas up to 20× 20 cm^2," *Physica C : Superconductivity*, vol. 282, p. 107–110, 1997.

[28] C. Senatore, M. Alessandrini, A. Lucarelli, R. Tediosi, D. Uglietti et Y. Iwasa, "Progresses and challenges in the development of high-field solenoidal magnets based on RE123 coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, n°. 10, p. 103001, 2014.

[29] S. Furtner, R. Nemetschek, R. Semerad, G. Sigl et W. Prusseit, "Reel-to-reel critical current measurement of coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 17, n°. 5, p. S281, 2004.

[30] R. Grabovickic, J. W. Lue, M. J. Gouge, J. A. Demko et R. C. Duckworth, "Measurements of temperature dependence of the stability and quench propagation of a 20-cm-long RABiTS Y-Ba-Cu-O tape," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 13, n°. 2, p. 1726–1730, 2003.

[31] X. Wang, A. R. Caruso, M. Breschi, G. Zhang, U. P. Trociewitz, H. W. Weijers et J. Schwartz, "Normal zone initiation and propagation in Y-Ba-Cu-O coated conductors with Cu stabilizer," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 15, n°. 2, p. 2586–2589, 2005.

[32] A. A. Armenio, A. Augieri, G. Celentano, V. Galluzzi, A. Mancini, A. Rufoloni, A. Vannozzi, U. Gambardella, A. Saggese, P. Sessa *et al.*, "Stability measurements on YBCO coated conductors," *IEEE Transactions on applied superconductivity*, vol. 18, n°. 2, p. 1293–1296, 2008.

[33] X. Wang, U. Trociewitz et J. Schwartz, "Self-field quench behaviour of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ coated conductors with different stabilizers," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, n°. 8, p. 085005, 2009.

[34] Z. Stekly, J. Zar *et al.*, "Stable superconducting coils," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 12, n°. 3, p. 367–372, 1965.

[35] B. Maddock, G. James et W. Norris, "Superconductive composites : heat transfer and steady state stabilization," *Cryogenics*, vol. 9, n°. 4, p. 261–273, 1969.

[36] J. Ekin, *Experimental techniques for low-temperature measurements : cryostat design, material properties and superconductor critical-current testing.* Oxford university press, 2006.

[37] N. Bagrets, G. Celentano, A. Augieri, R. Nast et K.-P. Weiss, "Investigation of Soldered REBCO tape–copper joints for superconducting applications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n°. 4, p. 1–4, 2016.

[38] J. Ekin, "Current transfer in multifilamentary superconductors. I. Theory," *Journal of Applied Physics*, vol. 49, n°. 6, p. 3406–3409, 1978.

[39] A. Stenvall, A. Korpela, J. Lehtonen et R. Mikkonen, "Current transfer length revisited," *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, n°. 1, p. 92, 2006.

[40] Y. Fu, O. Tsukamoto et M. Furuse, "Copper stabilization of YBCO coated conductor for quench protection," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 13, n°. 2, p. 1780–1783, 2003.

[41] H. Kinder, A. Price et A. Hiebl, "New mechanism for fast quench propagation in coated conductors," dans *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 43, n°. 1. IOP Publishing, 2006, p. 146.

[42] W. Prusseit, H. Kinder, J. Handke, M. Noe, A. Kudymow et W. Goldacker, "Switching and quench propagation in coated conductors for fault current limiters," *Physica C : Superconductivity and its applications*, vol. 445, p. 665–668, 2006.

[43] L. Antognazza, M. Therasse, M. Decroux, F. Roy, B. Dutoit, M. Abplanalp et Ø. Fischer, "Comparison between the behavior of hts thin film grown on sapphire and coated conductors for fault current limiter applications," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 1960–1963, 2009.

[44] F. Roy, S. Pérez, M. Therasse, B. Dutoit, F. Sirois, M. Decroux et L. Antognazza, "Quench propagation in coated conductors for fault current limiters," *Physica C : Superconductivity*, vol. 469, n°. 15-20, p. 1462–1466, 2009.

[45] P. Tixador, M. Bauer, C.-E. Bruzek, A. Calleja, G. Deutscher, B. Dutoit, F. Gomory, L. Martini, M. Noe, X. Obradors *et al.*, "Status of the European Union project FASTGRID," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, n°. 5, p. 1–5, 2019.

[46] G. Levin, K. Novak et P. Barnes, "The effects of superconductor–stabilizer interfacial resistance on the quench of a current-carrying coated conductor," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, n°. 1, p. 014021, 2009.

[47] G. Levin, W. Jones, K. Novak et P. Barnes, "The effects of superconductor–stabilizer interfacial resistance on quenching of a pancake coil made out of coated conductor," *Superconductor Science and Technology*, vol. 24, n°. 3, p. 035015, 2011.

[48] C. Lacroix, J.-H. Fournier-Lupien, K. McMeekin et F. Sirois, "Normal zone propagation velocity in 2G HTS coated conductor with high interfacial resistance," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 23, n°. 3, p. 4 701 605–4 701 605, 2013.

[49] S. E. Russek, S. C. Sanders, A. Roshko et J. Ekin, "Surface degradation of superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films," *Applied physics letters*, vol. 64, n°. 26, p. 3649–3651, 1994.

[50] C. Lacroix, Y. Lapierre, J. Coulombe et F. Sirois, "High normal zone propagation velocity in second generation high-temperature superconductor coated conductors with a current flow diverter architecture," *Superconductor Science and technology*, vol. 27, n°. 5, p. 055013, 2014.

[51] C. Lacroix et F. Sirois, "Concept of a current flow diverter for accelerating the normal zone propagation velocity in 2G HTS coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, n°. 3, p. 035003, 2014.

[52] G. G. Sotelo, M. Carrera, J. Lopez-Lopez et X. Granados, "H-formulation FEM modeling of the current distribution in 2G HTS tapes and its experimental validation using hall probe mapping," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, n°. 8, p. 1–10, 2016.

[53] B. Shen, F. Grilli et T. Coombs, "Review of the AC loss computation for HTS using H formulation," *Superconductor Science and Technology*, vol. 33, n°. 3, p. 033002, 2020.

[54] F. Roy, M. Therasse, B. Dutoit, F. Sirois, L. Antognazza et M. Decroux, "Numerical studies of the quench propagation in coated conductors for fault current limiters," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 2496–2499, 2009.

[55] H. Topsoe, "Geometric factors in four point resistivity measurement," *Bulletin*, vol. 472, n°. 13, p. 63, 1968.

[56] A. L. Mbaruku et J. Schwartz, "Fatigue behavior of Y–Ba–Cu–O/Hastelloy-C coated conductor at 77 K," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, n°. 3, p. 1743–1752, 2008.

[57] Y. Yoshizako, M. Tonouchi et T. Kobayashi, "Chemical Etching of High-Tc Superconducting Y-Ba-Cu-O Films in Phosphoric Acid Solution," *Japanese journal of applied physics*, vol. 26, n°. 9A, p. L1533, 1987.

[58] J. Ekin, C. C. Clickner, S. E. Russek et S. C. Sanders, "Oxygen annealing of ex-situ YBCO/Ag thin-film interfaces," *IEEE transactions on Applied Superconductivity*, vol. 5, n°. 2, p. 2400–2403, 1995.

[59] K. Kishio, J.-i. Shimoyama, T. Hasegawa, K. Kitazawa et K. Fueki, "Determination of oxygen nonstoichiometry in a high-T_c superconductor $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$," *Japanese journal of applied physics*, vol. 26, n°. 7A, p. L1228, 1987.

[60] F. Sirois, J. Coulombe et A. Bernier, "Characterization of the superconducting to normal transition of HTS coated conductors by fast pulsed current measurements," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 3585–3590, 2009.

[61] F. Sirois, J. Coulombe, F. Roy et B. Dutoit, "Characterization of the electrical resistance of high temperature superconductor coated conductors at high currents using ultra-fast regulated current pulses," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, n°. 3, p. 034018, 2010.

[62] I. Keithley Instruments, *Low Level Measurements Handbook : Precision DC Current, Voltage and Resistance Measurements*. Keithley, 2004.

[63] M. Ohring, *Materials Science of Thin Films*. Elsevier, 2001.

[64] E. H. Brandt, "Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field : Strips and slabs," *Physical Review B*, vol. 54, n°. 6, p. 4246, 1996.

[65] Ö. Polat, J. Sinclair, Y. L. Zuev, J. R. Thompson, D. K. Christen, S. W. Cook, D. Kumar, Y. Chen et V. Selvamanickam, "Thickness dependence of magnetic relaxation and E-J characteristics in superconducting (Gd-Y)-Ba-Cu-O films with strong vortex pinning," *Physical Review B*, vol. 84, n°. 2, p. 024519, 2011.

[66] D. Uglietti, "A review of commercial high temperature superconducting materials for large magnets : from wires and tapes to cables and conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 32, n°. 5, p. 053001, 2019.

[67] J.-H. Fournier-Lupien, P. Del Vecchio, C. Lacroix et F. Sirois, "Analytical model of 2D electric potential and current transfer in superconducting tapes with a current flow diverter architecture," *Superconductor Science and Technology*, vol. 33, n°. 11, p. 115014, 2020.

[68] V. Matias, E. J. Rowley, Y. Coulter, B. Maiorov, T. Holesinger, C. Yung, V. Glyantsev et B. Moeckly, "YBCO films grown by reactive co-evaporation on simplified IBAD-MgO coated conductor templates," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, n°. 1, p. 014018, 2009.

[69] M. Polak, P. Barnes et G. Levin, "YBCO/Ag boundary resistivity in YBCO tapes with metallic substrates," *Superconductor Science and Technology*, vol. 19, n°. 8, p. 817, 2006.

[70] R. C. Duckworth, F. A. List et Y. Zhang, "Effect of interfacial resistance on AC loss as a function of applied AC field in YBCO filamentary conductors," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 3327–3331, 2009.

[71] H. Asano, K. Takita, H. Katoh, H. Akinaga, T. Ishigaki, M. Nishino, M. Imai et K. Masuda, "Crystal Structure of the High Tc Superconductor $LnBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Ln= Sm, Eu and Gd)," *Japanese journal of applied physics*, vol. 26, n°. 8A, p. L1410, 1987.

[72] S. Lei, Z. Guien, J. Yunbo, H. Yunlan, R. Wang, C. Wang, H. Yi, H. Li et Z. Yuheng, "Lattice matching of $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ superconducting thin films on Zr (Y) O2," *Superconductor Science and Technology*, vol. 6, n°. 3, p. 191, 1993.

[73] R. Beyers, G. Lim, E. Engler, V. Lee, M. Ramirez, R. Savoy, R. Jacowitz, T. Shaw, S. La Placa, R. Boehme *et al.*, "Annealing treatment effects on structure and superconductivity in $Y_1Ba_2Cu_3O_{9-x}$," *Applied physics letters*, vol. 51, n°. 8, p. 614–616, 1987.

[74] Z.-G. Fan, Y.-X. Zhuang, G. Yang, R. Shao et G.-F. Zhang, "Oxygen absorption kinetics in $YBa_2Cu_3O_x$," *Journal of alloys and compounds*, vol. 200, n°. 1-2, p. 33–36, 1993.

[75] Z. Mori, T. Doi et Y. Hakuraku, "Optimal annealing conditions for $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, n°. 2, p. 023903, 2010.

[76] N. Van de Velde, T. Bruggeman, L. Stove, G. Pollefeyt, O. Brunkahl et I. Van Driessche, "Influence of Morphology and Texture of CeO2 on $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) Growth and $BaCeO_3$ Formation in Solution-Derived Synthesis," *European Journal of Inorganic Chemistry*, vol. 2012, n°. 8, p. 1186–1194, 2012.

[77] T. Holesinger, S. Foltyn, P. Arendt, H. Kung, Q. Jia, R. Dickerson, P. Dowden, R. DePaula, J. Groves et J. Coulter, "The microstructure of continuously processed $YBa_2Cu_3O_y$ coated conductors with underlying CeO_2 and ion-beam-assisted yttria-stabilized zirconia buffer layers," *Journal of Materials Research*, vol. 15, n°. 5, p. 1110–1119, 2000.

[78] R. Goswami, R. L. Holtz et G. Spanos, "Microstructure and Interface Phase Formation in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Prepared by an MOD Process," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 17, n°. 2, p. 3294–3297, 2007.

[79] D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann et A. Polyanskii, "High-T_c superconducting materials for electric power applications," dans *Materials For Sustainable Energy : A Collection of Peer-Reviewed Research and Review Articles from Nature Publishing Group*. World Scientific, 2011, p. 311–320.

[80] W.-K. Chan, P. J. Masson, C. A. Luongo et J. Schwartz, "Influence of Inter-Layer Contact Resistances on Quench Propagation in $YBa_2Cu_3O_x$ Coated Conductors," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 2490–2495, 2009.

[81] M. Breschi, P. L. Ribani, X. Wang et J. Schwartz, "Theoretical explanation of the non-equipotential quench behaviour in Y–Ba–Cu–O coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, n°. 4, p. L9, 2007.

[82] R. Bellis et Y. Iwasa, "Quench propagation in high T_c superconductors," *Cryogenics*, vol. 34, n°. 2, p. 129–144, 1994.

[83] A. Akhmetov et R. G. Mints, "Normal zone stationary distribution in superconducting composites with contact resistance," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 19, n°. 3, p. 232–235, 1983.

[84] A. Akhmetov et R. Mints, "Propagation of the normal zone in composite superconductors with high contact resistance," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 18, n°. 5, p. 925, 1985.

[85] G. A. Levin, P. N. Barnes et J. S. Bulmer, "Current sharing between superconducting film and normal metal," *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, n°. 8, p. 757, 2007.

[86] G. A. Levin, P. N. Barnes, J. P. Rodriguez, J. A. Connors et J. S. Bulmer, "Stability and normal zone propagation speed in YBCO coated conductors with increased interfacial resistance," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 19, n°. 3, p. 2504–2507, 2009.

[87] A. Akhmetov et V. Baev, "Current voltage characteristics of composite superconductors with high contact resistance," *Cryogenics*, vol. 24, n°. 2, p. 67–72, 1984.

[88] A. V. Gurevich et R. G. Mints, "Self-heating in normal metals and superconductors," *Reviews of modern physics*, vol. 59, n°. 4, p. 941, 1987.

[89] R. Mints, A. Akhmetov et A. Devred, "Enhanced quench propagation velocity," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 3, n°. 1, p. 654–657, 1993.

[90] D. Yu, Y. Eyssa et P. Zolliker, "Electrical boundary resistance in an aluminum-stabilized superconductor," dans *Advances in Cryogenic Engineering Materials*. Springer, 1982, p. 701–709.

[91] M. N. Wilson, *Superconducting magnets*. Clarendon Press, 1983.

[92] M. Polak, W. Zhang, J. Parrell, X. Cai, A. Polyanskii, E. Hellstrom, D. Larbalestier et M. Majoros, "Current transfer lengths and the origin of linear components in the voltage-current curves of Ag-sheathed BSCCO components," *Superconductor Science and Technology*, vol. 10, n°. 10, p. 769, 1997.

[93] R. C. Duckworth, *Contact resistance and normal zone formation in coated yttrium barium copper oxide superconductors*. University of Wisconsin–Madison, 2001.

[94] Y. Fang, S. Danyluk, Y. Cha et M. T. Lanagan, "Modeling voltage distribution and current limit in $Ag/Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$," *Journal of applied physics*, vol. 79, n°. 2, p. 947–952, 1996.

[95] A. Usoskin, A. Issaev, H. Freyhardt, M. Leghissa, M. Oomen et H.-W. Neumueller, "Interchange of current between shunt layer and HTS film in long coated tapes," *Physica C : Superconductivity*, vol. 372, p. 857–862, 2002.

[96] *COMSOL Multiphysics® v. 4.3b. COMSOL AB*, Stockholm, Sweden. [En ligne]. Disponible : https://www.comsol.com

[97] *Matlab code*, Polytechnique Montreal, Canada, 2020. [En ligne]. Disponible : https://www.professeurs.polymtl.ca/f.sirois/code.zip

[98] U. P. Trociewitz, M. Dalban-Canassy, M. Hannion, D. K. Hilton, J. Jaroszynski, P. Noyes, Y. Viouchkov, H. W. Weijers et D. C. Larbalestier, "35.4 T field generated using a layer-wound superconducting coil made of $(RE)Ba_2Cu_3O_{7-x}$ (RE= rare earth) coated conductor," *Applied Physics Letters*, vol. 99, n°. 20, p. 202506, 2011.

[99] H. Maeda et Y. Yanagisawa, "Future prospects for NMR magnets : A perspective," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 306, p. 80–85, 2019.

[100] M. Dhalle, L. Porcar, M. Ivancevic, A. Polcari, Y. Huang, G. Witz et R. Flukiger, "Current transfer lengths in multifilamentary superconductors with composite sheath materials," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 9, n°. 2, p. 1093–1096, 1999.

[101] C. Lacroix, F. Sirois et J.-H. Fournier-Lupien, "Engineering of second generation HTS coated conductor architecture to enhance the normal zone propagation velocity in various operating conditions," *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, n°. 6, p. 064004, 2017.

[102] "THEVA GmbH website," https://www.theva.com/, accessed : 2020-09-06.

[103] M. Bauer, R. Semerad et H. Kinder, "YBCO films on metal substrates with biaxially aligned MgO buffer layers," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 9, n°. 2, p. 1502–1505, 1999.

[104] M. Bauer, R. Metzger, R. Semerad, P. Berberich et H. Kinder, "Inclined substrate deposition by evaporation of magnesium oxide for coated conductors," *MRS Online Proceedings Library Archive*, vol. 585, 1999.

[105] R. Metzger, M. Bauer, K. Numssen, R. Semerad, P. Berberich et H. Kinder, "Superconducting tapes using ISD buffer layers produced by evaporation of MgO or reactive evaporation of magnesium," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 11, n°. 1, p. 2826–2829, 2001.

[106] T. Zilbauer, P. Berberich, A. Lümkemann, K. Numssen, T. Wassner et G. Sigl, "High quality ISD MgO buffers on large scale, flexible metal substrates for RF applications of HTS thin films," *Superconductor Science and Technology*, vol. 19, n°. 11, p. 1118, 2006.

[107] J.-H. Fournier-Lupien, C. Lacroix, S. Hellmann, J. Huh, K. Pfeiffer et F. Sirois, "Use of the buffer layers as a current flow diverter in 2G HTS coated conductors," *Superconductor Science and Technology*, vol. 31, n°. 12, p. 125019, 2018.

[108] H. Maeda et Y. Yanagisawa, "Recent developments in high-temperature superconducting magnet technology," *IEEE Transactions on applied superconductivity*, vol. 24, n°. 3, p. 1–12, 2013.

[109] M. D. Bird, I. Dixon et J. Toth, "Large, high-field magnet projects at the NHMFL," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 25, n°. 3, p. 1–6, 2014.

[110] H.-Y. Park, A.-R. Kim, M. Park, I.-K. Yu, B.-Y. Eom, J.-H. Bae, S.-H. Kim, K. Sim et M.-H. Sohn, "Analysis of temperature dependent quench characteristics of the YBCO coated conductor," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 20, n°. 3, p. 2122–2125, 2010.

[111] W. Lu, J. Fang, D. Li, C. Wu et L. Guo, "The experimental research and analysis on the quench propagation of YBCO coated conductor and coil," *Physica C : Superconductivity*, vol. 484, p. 153–158, 2013.

[112] H.-P. Kraemer, W. Schmidt, B. Utz et H.-W. Neumueller, "Switching behavior of YBCO thin film conductors in resistive fault current limiters," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 13, n°. 2, p. 2044–2047, 2003.

[113] K. Nam, H. Kang, C. Lee, T. K. Ko et B.-Y. Seok, "Visualization study on boiling of nitrogen during quench for fault current limiter applications," *IEEE transactions on applied superconductivity*, vol. 16, n°. 2, p. 727–730, 2006.

[114] N. Nguyen et P. Tixador, "A YBCO-coated conductor for a fault current limiter : architecture influences and optical study," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, n°. 2, p. 025008, 2009.

[115] N. T. Nguyen, C. Barnier et P. Tixador, "Optical investigation of the quenching of coated conductors," dans *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 234, n°. 3. IOP Publishing, 2010, p. 032058.

[116] Y. Touloukian, *Thermophysical Properties of Matter*. Plenum, New York, 1977.

[117] J. Gordon, R. Fisher, S. Kim et N. Phillips, "Lattice and electronic specific heat of $YBa_2Cu_3O_7$," *Physica C : Superconductivity and its Applications*, vol. 162, p. 484–485, 1989.

[118] J. Lu, E. Choi et H. Zhou, "Physical properties of Hastelloy® C-276™ at cryogenic temperatures," *Journal of applied physics*, vol. 103, nº. 6, p. 064908, 2008.

[119] S. Hagen, Z. Wang et N. P. Ong, "Anisotropy of the thermal conductivity of $YBa_2Cu_3O_{7-y}$," *Physical Review B*, vol. 40, nº. 13, p. 9389, 1989.

[120] D. R. Lide, *CRC handbook of chemistry and physics*. New York : CRC press, 2004, vol. 85.

[121] T. Friedmann, M. Rabin, J. Giapintzakis, J. Rice et D. Ginsberg, "Direct measurement of the anisotropy of the resistivity in the a-b plane of twin-free, single-crystal, superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$," *Physical Review B*, vol. 42, nº. 10, p. 6217, 1990.

ANNEXE A FICHES TECHNIQUES

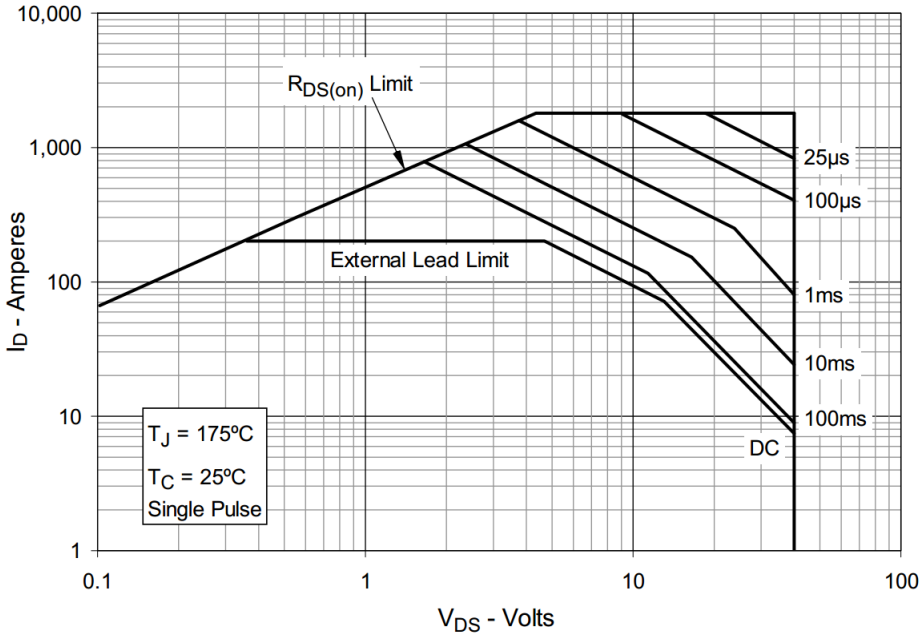

Figure A.1 Fiche technique des MOSFETs (IXTN600N04T2) utilisés dans la source pulsée pour la mesure de la NZPV.

ANNEXE B PROPRIÉTÉS DES MATÉRIAUX

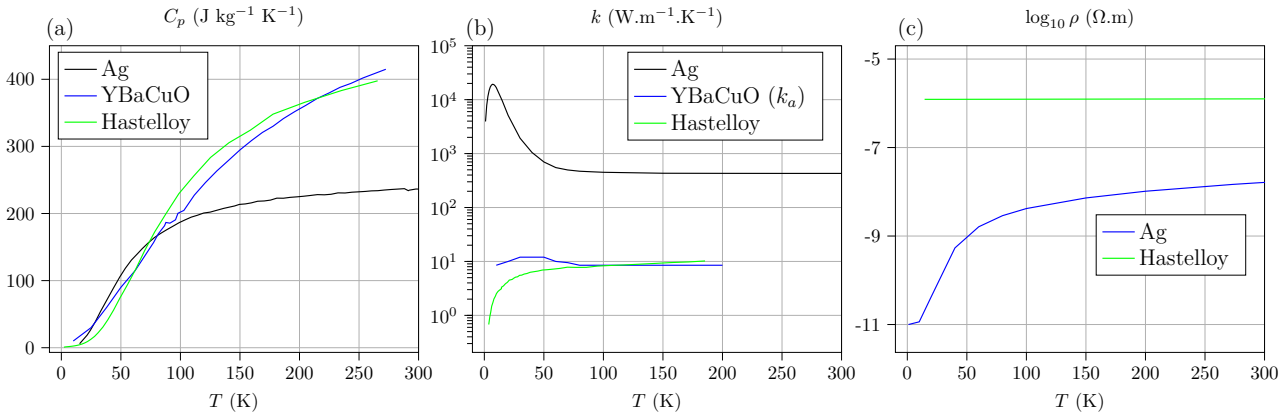

Figure B.1 Caractéristiques thermiques et électriques à basse température des matériaux utilisés dans les simulations. (a) La capacité thermique C_p pour l'argent [116], l'YBaCuO [117] et l'hastelloy [118]. (b) La conductivité thermique k pour l'argent [116], l'YBaCuO [119] et l'hastelloy [118]. (c) La conductivité électrique ρ pour l'argent [120] et l'hastelloy [118].

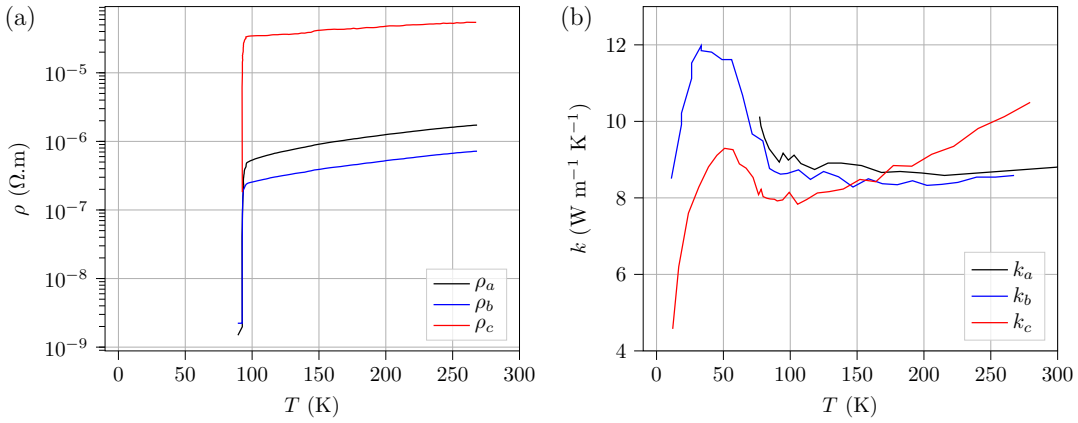

Figure B.2 Propriétés anisotropes de l'YBaCuO, à titre indicatif. (a) Résistivité de l'YBaCuO selon les trois directions cristallographiques ρ_a, ρ_b et ρ_c [121]. (b) Conductivité thermique de l'YBaCuO selon les trois directions cristallographiques k_a^{YBCO}, k_b^{YBCO} et k_c^{YBCO} [119].