



ACADÉMIE
DES SCIENCES
INSTITUT DE FRANCE

Comptes Rendus

Physique


Cheryl Feuillet-Palma

Transport et interaction matière–rayonnement dans des matériaux corrélés

Volume 26 (2025), p. 129-180

En ligne depuis le 6 février 2025

<https://doi.org/10.5802/crphys.220>

 Cet article est publié sous la licence
CREATIVE COMMONS ATTRIBUTION 4.0 INTERNATIONAL.
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Les Comptes Rendus. Physique sont membres du
Centre Mersenne pour l'édition scientifique ouverte
www.centre-mersenne.org — e-ISSN : 1878-1535



Article de synthèse / *Review article*

Transport et interaction matière–rayonnement dans des matériaux corrélés

Transport and matter–radiation interaction in correlated materials

Cheryl Feuillet-Palma ^a

^a Laboratoire de Physique et d'étude des Matériaux, ESPCI Paris, CNRS, PSL
University, Sorbonne Université, 75005 Paris, France
Courriel: cheryl.feuilletpalma@espci.psl.eu

Résumé. L'interaction matière–rayonnement permet à la fois de sonder la physique de ces systèmes complexes et de générer de nouvelles fonctionnalités dans des dispositifs quantiques de basse dimension. Cette revue est une synthèse des recherches menées autour de l'étude de matériaux fortement corrélés, en particulier les interfaces d'oxyde $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ et deux familles de cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

Abstract. Matter–radiation interaction can both probe the physics of these complex systems and generate new functionalities in low-dimensional quantum devices. This review is a synthesis of research carried out around the study of strongly correlated materials, in particular oxide interfaces $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ and two families of cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

Mots-clés. Supraconductivité, Matériaux fortement corrélés, Electrodynamique des supraconducteurs, Dispositifs quantiques.

Keywords. Superconductivity, Strongly correlated materials, Superconductor electrodynamics, Quantum device.

Manuscrit reçu le 15 août 2023, révisé le 5 novembre 2024, accepté le 6 novembre 2024.

Alex Muller, décédé en 2023, a eu deux contributions majeures à la physique du XXI^e siècle. Son intérêt d'abord pour les pérovskites le poussa à étudier les propriétés singulières de SrTiO_3 , para-électrique quantique. Ce matériau s'est imposé comme étant le substrat de choix à l'origine des interfaces d'oxyde supraconductrices découvertes en 2004. En effet, le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) obtenu spontanément¹ à l'interface des isolants $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$, ou encore $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$, est supraconducteur, possède un fort couplage Spin–Orbite de type Rashba et ses propriétés sont contrôlables par effet de champ électrique. De tels systèmes sont donc une plateforme idéale pour l'étude de la physique d'un gaz bidimensionnel d'électrons influencée par des corrélations fortes et possèdent tous les ingrédients d'une supraconductivité non conventionnelle. Dans une seconde partie de sa vie, Alex Müller a mené des recherches à contre-courant pour découvrir de nouveaux matériaux supraconducteurs. Cela le conduisit à découvrir pour la

¹Sous certaines conditions.

première fois la supraconductivité dans des matériaux fortement corrélés, en collaboration avec son collègue Johannes Georg Bednorz. Cette découverte ouvrit le champ d'un nouveau domaine de recherche très actif autour des supraconducteurs à haute température critique.

Cette revue présentera l'état de l'art et les applications de ces deux matériaux fortement corrélés.

La première partie est consacrée aux interfaces d'oxydes, en particulier les hétérostructures $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ (LAO/STO), en mettant en avant leurs propriétés supraconductrices et l'existence d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). Découvertes récemment, ces interfaces offrent un SOC modulable par effet de champ, ouvrant la voie à des applications en électronique de spin et en dispositifs supraconducteurs.

La seconde partie se concentrera sur les cuprates, en particulier les matériaux $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO), connus pour leurs températures de transition supraconductrice élevées. Leurs structures, organisées en plans CuO_2 , sont le siège de corrélations électroniques intenses, qui confèrent aux cuprates un diagramme de phase complexe, incluant les phases supraconductrices et pseudogap. Ce travail explore des techniques avancées de structuration pour réaliser des circuits supraconducteurs afin de développer une nouvelle génération de dispositifs de détection.

1. Les interfaces d'oxydes

Découvertes en 2004, les interfaces d'oxyde ont émergé comme des systèmes particulièrement remarquables. En effet, le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) obtenu à l'interface des isolants $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$, $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ ou plus récemment $\text{AlO}_x/\text{KTaO}_3$, est supraconducteur, possède un fort SOC Rashba et ses propriétés sont contrôlables par effet de champ électrique. De tels systèmes sont donc une plate-forme idéale pour l'étude de la physique d'un gaz bidimensionnel d'électrons influencée par des corrélations fortes et possèdent tous les ingrédients d'une supraconductivité non conventionnelle.

1.1. Introduction sur les oxydes

Les oxydes de métaux de transition sont le siège de nombreux phénomènes physiques issus d'ordres électroniques variés [1] : on y rencontre la magnétorésistance colossale, la supraconductivité, la ferroélectricité, la thermoélectricité. Cette grande variété de propriétés est aujourd'hui à l'origine d'intenses recherches pour comprendre et développer de nouvelles applications permettant de supplanter l'électronique standard à base de semi-conducteurs : c'est le domaine de l'*Oxytronique*. La plupart de ces oxydes abritent des corrélations fortes entre les électrons des couches orbitales 3d partiellement remplies. L'existence d'interactions entre les degrés de liberté de spin, de charge, d'orbite et de réseau [2] est à l'origine d'un diagramme de phase complexe qu'il est possible de parcourir par modification d'un ou plusieurs paramètres extérieurs tels que la température, la pression, le dopage chimique, le dopage par effet de champ électrique, le champ magnétique, ou encore la contrainte mécanique. Ces interactions sont en partie responsables de la richesse des propriétés électroniques trouvées. À ceci s'ajoutent les très forts progrès technologiques réalisés en matière d'élaboration des matériaux rendant le dépôt des oxydes contrôlé à la monocouche atomique près, le plus communément par des techniques d'épitaxie par jet moléculaire (Molecular Beam Epitaxy) ou de dépôt physique en phase vapeur (PVD). Il est alors possible d'envisager toutes sortes d'hétérostructures à base d'oxydes aux propriétés surprenantes. La découverte de l'existence d'un gaz bidimensionnel d'électrons de haute mobilité à l'interface des deux isolants de bande LaAlO_3 et SrTiO_3 en 2004 [3] a enflammé la communauté et ouvert la voie de ce champ d'investigation [4] : les propriétés des hétérostructures peuvent être

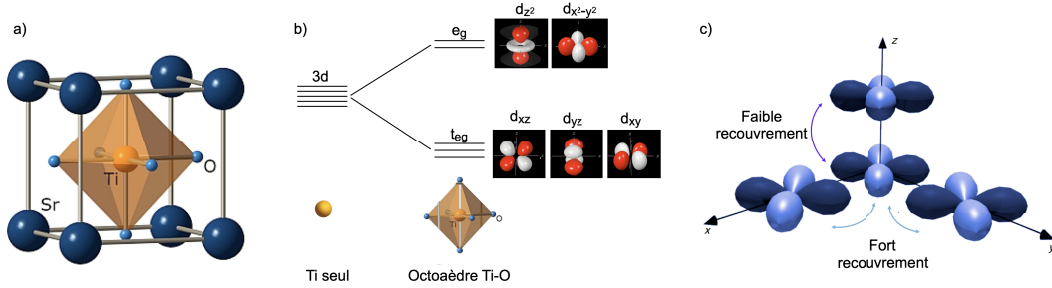


FIGURE 1. (a) Structure cristalline de SrTiO₃ de type cubique pérovskite à température ambiante : le Titane (Ti) est au centre d'un cube, entouré d'atomes de Strontium (Sr) aux sommets du cube, et d'atomes d'Oxygène (O) au centre de chacune des faces. (b) Orbitales 3d de Ti seul, puis de Ti au centre l'octaèdre formé par les O et levée de dégénérescence des orbitales atomiques 3d de Ti en présence des O menant aux niveaux d'énergie e_g pour les orbitales d_{z^2} et $d_{x^2-y^2}$ et t_{2g} pour les orbitales d_{xy} , d_{yz} et d_{xz} . (c) Le recouvrement des orbitales d_{xy} est plus fort dans les directions X et Y (directions légères) que dans la direction Z (direction lourde).

radicalement différentes des matériaux parents. La tâche pour prédire et comprendre les phénomènes physiques en jeu est vaste pour les théoriciens, et pleine de surprises en tant qu'expérimentateur.

1.1.1. Propriétés de SrTiO₃

Par la suite, nous nous intéresserons à l'hétérostructure LaAlO₃/SrTiO₃ composée d'oxydes de métaux de transition appartenant à la famille des pérovskites. SrTiO₃ fait partie des pérovskites remarquables. Ses propriétés vont de l'isolant para-électrique² quantique dans sa forme stoechiométrique à celle d'un ferroélectrique, d'un métal ou même d'un supraconducteur lorsqu'il est sous contrainte mécanique, en présence d'un champ électrique ou dopé chimiquement [5].

À température ambiante, il possède une structure cubique pérovskite, représentée à la Figure 1a, dans laquelle l'atome de Titane (Ti), au centre d'un cube, est entouré d'atomes de Strontium (Sr) aux sommets du cube, et d'atomes d'Oxygène (O) au centre de chacune de ses faces. Son paramètre de maille $a_{\text{STO}} = 3,905 \text{ \AA}$ correspond extraordinairement bien à celui de certains oxydes de métaux de transition [6], ce qui en fait un candidat idéal pour la croissance épitaxiale de films de haute qualité (cuprates, manganites, nickelâtes). En fonction de la température, il subit plusieurs déformations structurelles dont la plus connue est une transition cubique-tétragonale se produisant à 105 K [7, 8].

SrTiO₃ est un matériau possédant des liaisons mixtes ionique-covalentes, formées par les ions Sr⁴⁺, Ti²⁺ et O²⁻. En présence du champ cristallin dans l'octaèdre formé par l'ion Ti⁴⁺ environné par les ions O²⁻, les orbitales 3d du titane subissent une levée dégénérescence en deux niveaux d'énergie t_{2g} et e_g , illustré à la Figure 1b. Le niveau t_{2g} , de plus basse énergie, correspond aux orbitales d_{xy} , d_{yz} et d_{xz} lesquelles ne pointent pas en direction des atomes d'oxygène et subissent moins la répulsion Coulombienne. Le niveau e_g correspond, lui, aux orbitales d_{z^2} et $d_{x^2-y^2}$ qui sont dirigées vers les atomes d'oxygène. L'hybridation des états 2p de l'oxygène avec les états 3d (t_{2g} et e_g) du titane se traduit par une liaison Ti-O de nature

²Matériau qui n'a pas de polarisation spontanée en l'absence de champ électrique extérieur.

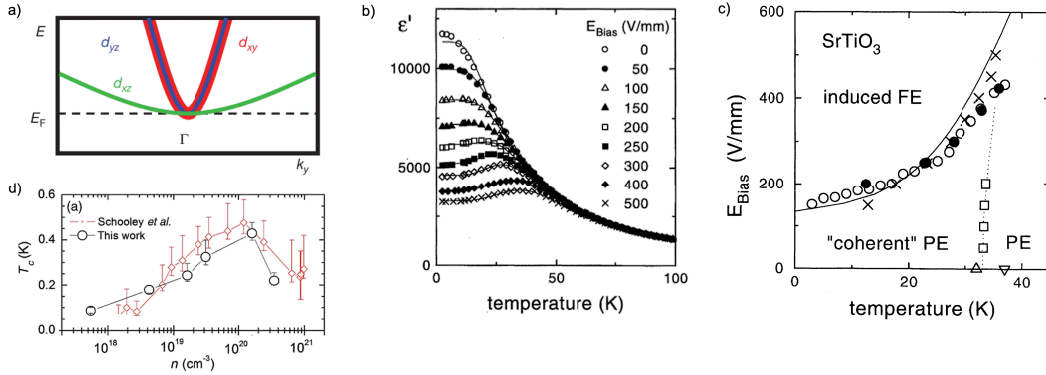


FIGURE 2. Propriétés de SrTiO_3 . (a) Bandes de conduction de SrTiO_3 dans la phase cubique, autour du point Γ , selon k_y . Présence d'une bande d_{xz} lourde (verte) et de deux bandes légères d_{xy} et d_{yz} en rouge et bleu [10]. (b) Dépendance en température de la partie réelle de la constante diélectrique de SrTiO_3 pour différents champs de polarisation [15]. (c) Diagramme de phase (champ électrique E , Température T) pour SrTiO_3 [15]. Les croix représentent les maxima se produisant dans $\epsilon'(T)$. Les cercles pleins et ouverts représentent les maxima dans $\epsilon''(T)$ et $\epsilon''(E)$, respectivement. Les maxima séparent la phase para-électrique (PE) à haute température de la phase ferroélectrique (induced FE) à forte polarisation électrique, de la phase para-électrique quantique (coherent PE). (d) Évolution de la température critique en fonction du dopage dans SrTiO_3 . Les barres d'erreur représentent la largeur de la transition supraconductrice [16].

fortement covalente. SrTiO_3 est un isolant de bande avec une bande interdite de 3,2 eV. La bande de conduction est principalement construite à partir des orbitales t_{2g} du titane, tandis que la bande de valence l'est plutôt à partir des orbitales 2p de l'oxygène [9]. L'anisotropie des orbitales t_{2g} conduit également à une anisotropie de bandes dans SrTiO_3 . Ceci est principalement dû à la différence de recouvrement orbitalaire dans les différentes directions, affectant directement le terme de saut t des électrons entre orbitales et, donc, la masse effective m^* de la bande ($m^* = -(\hbar^2/2a^2t)$, a paramètre de maille). La Figure 1c illustre les deux types de recouvrement (faible et fort respectivement) pour l'orbitale d_{xy} selon z d'une part, et selon x ou y , d'autre part. Selon z , la bande est donc lourde avec une masse effective au point Γ 10 à 20 fois plus grande que la masse effective des bandes légères dans les directions x et y ($m^* \sim 0,7m_0$, m_0 étant la masse de l'électron). Remarquons enfin qu'au point Γ toutes les bandes sont dégénérées dans la phase cubique [10]. Cette dégénérescence est levée lors de la transition cubique-tétragonale à 105 K et en présence de SOC [11].

SrTiO_3 est un para-électrique quantique à basse température : les fluctuations quantiques de point zéro des atomes de titane empêchent l'apparition d'un ordre ferroélectrique à longue portée, Figure 2c. En fonction du champ électrique de polarisation et de la température, SrTiO_3 peut se trouver dans un état ferroélectrique, para-électrique ou para-électrique quantique. On retrouve des propriétés semblables chez KTaO_3 [12-14].

SrTiO_3 possède une constante diélectrique relative très élevée. A température ambiante, elle est de l'ordre de 300 et croît à basse température jusqu'à atteindre 24 000 à 4 K. On peut observer, Figure 2b, qu'à une température donnée, elle dépend non-linéairement du champ électrique E selon une loi empirique du type $\epsilon_R(E) = 1/(A + BE)$, A et B étant des constantes [17].

SrTiO_3 , initialement isolant de bande, peut très facilement être dopé pour devenir semi-conducteur et métallique, et ce, pour un très faible niveau de dopage (moins de 0,1 %) [18].

Plus encore, SrTiO₃ est le supraconducteur le plus dilué connu : il est possible de le rendre supraconducteur en créant des lacunes d'oxygène tous les 10⁵ atomes [16] (dopage 3D de l'ordre de $5,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, soit une densité de porteurs 2D de $6,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). La courbe de la température critique en fonction du dopage [16, 19], Figure 2d, est en forme de dôme, rappelant entre autres celle des cuprates. SrTiO₃ est supraconducteur pour des taux de dopages variant sur trois ordres de grandeur, avec un maximum en température critique T_c autour de 400 mK pour un dopage de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} . Il existe plusieurs méthodes pour doper SrTiO₃, par exemple, en créant des lacunes d'oxygène, par substitution d'atomes (Ti⁴⁺ par Nb⁵⁺, ou Sr²⁺ par La³⁺). Toutes mènent à un dopage en électrons (type n). L'origine de la supraconductivité et du dôme de SrTiO₃ sont des questions qui restent encore ouvertes aujourd'hui.

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour décrire les propriétés de transport de SrTiO₃ dans lesquels la constante diélectrique ϵ_{STO} exotique de SrTiO₃ joue un rôle prépondérant. Pour la supraconductivité, on citera par exemple, le scénario d'interaction attractive entre électrons médiée par des modes de phonons intervallés [20] — scénario par ailleurs contrarié expérimentalement par la mise en évidence d'une vallée unique au centre de la zone de Brillouin dans SrTiO₃ [21, 22] — ou celui d'échange de plasmons et de phonons optiques polaires entre électrons [23], plus en accord avec les observations expérimentales. On mentionnera également la validité du critère de Mott [24] ($a_B n^{1/3} \gg 0.26$, avec $a_B = 4\pi\hbar^2\epsilon_{\text{STO}}/m^*e$ rayon de bohr effectif et n densité de porteurs de charge) permettant de comprendre la métallicité de SrTiO₃ très faiblement dopé.

1.1.2. Les propriétés de LaAlO₃

LaAlO₃ a une structure pérovskite rhomboédrique déformée à 300 K avec un paramètre de maille quasi-cubique $a_{\text{LAO}} = 3,79 \text{ \AA}$. Il subit une transition à 800 K vers une structure pérovskite cubique idéale [25]. C'est un isolant de bande interdite 5, 6 eV. Le matériau est polaire : chacune des cellules élémentaires de LaAlO₃ (LaO et Al₂O) présente un moment dipolaire qui, en l'absence de tout ré-arrangement, provoque un potentiel électrostatique interne divergeant avec le nombre de couches, appelé « instabilité de la catastrophe polaire ». La surface de LaAlO₃ possède donc un caractère fortement instable qui nécessite une reconstruction structurale de la surface, différente de la terminaison idéale [26]. LaAlO₃ possède une constante diélectrique relative élevée $\epsilon_{\text{LAO}} = 24$, il est couramment utilisé comme substrat pour les films minces de supraconducteurs à haute température critique, notamment pour les applications hyperfréquences (cavités, antennes et filtres) en raison de ses pertes diélectriques relativement faibles [27].

LaAlO₃ et SrTiO₃ présentent des différences, et la croissance de LaAlO₃ sur SrTiO₃ peut générer certaines instabilités qui nécessitent une compensation structurale, chimique et électronique. Notons la différence de structure entre les deux oxydes, les décalages en énergie entre bandes de conduction et de valence à l'interface des deux isolants, la discontinuité de la polarité des couches atomiques et la forte instabilité polaire du film de LaAlO₃.

1.2. L'interface d'oxydes LaAlO₃/SrTiO₃

La croissance épitaxiale de LaAlO₃ sur SrTiO₃ a permis la découverte d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) [3] supraconducteur [28] à l'interface de l'hétérostructure, en 2004. L'interaction spin-orbite de type Rashba y est forte. Le couplage du spin de l'électron à un champ magnétique induit crée donc un SOC de type Rashba. Il s'exprime sous la forme hamiltonienne suivante : $H_{\text{SOC}} = \alpha(\vec{\sigma} \wedge \vec{k})\vec{n}_z$, où \vec{k} est le vecteur d'onde de l'électron, \vec{n}_z est un vecteur unitaire perpendiculaire à l'interface et $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli [29]. Supraconductivité et SOC y sont contrôlables par effet de champ. Cette interface présente également des propriétés magnétiques [30].

Les conditions de croissance et de recuit, le plan de terminaison du substrat, le nombre de couches déposées, la qualité du dépôt sont autant de paramètres influençant l'existence et les propriétés de ce gaz.

1.2.1. Réalisation des échantillons

Les échantillons de $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ décrits ici ont plusieurs origines³. Les échantillons ont été réalisés par une technique de croissance épitaxiale de dépôt par laser pulsé (PLD) sur des substrats de SrTiO_3 terminés par un plan de TiO_2 .

Figure 3a présente une image prise au microscope électronique à transmission d'une coupe transversale d'un échantillon dans lequel 5 monocouches atomiques de LaAlO_3 ont été déposées sur un substrat de SrTiO_3 [31].

Selon la pression partielle en oxygène durant la croissance, Figure 3c, les valeurs de résistance des échantillons peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs. Deux cartographies transversales de la résistance locale d'une interface $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ à l'aide d'un microscope à force atomique à pointe conductrice (CT-AFM) ont été réalisées sur des échantillons ayant subi différents traitements après croissance. Seule l'interface recuite sous pression partielle d'oxygène, Figure 3b-1, est conductrice sur une épaisseur de l'ordre de 7 nm. En l'absence de recuit, tout l'échantillon est conducteur, Figure 3b-2 : en effet, le substrat de SrTiO_3 , à basse pression, est dopé en lacunes d'oxygène et devient métallique voire supraconducteur [16]. Un recuit sous pression partielle d'oxygène est donc indispensable après la croissance pour combler les lacunes d'oxygène et préserver le caractère bidimensionnel du gaz d'électron. Avec des conditions de croissance idéales, une transition isolant-métal a été mise en évidence pour une épaisseur critique de LaAlO_3 déposée supérieure à 4 couches de cellules élémentaires [35] sur un substrat terminé TiO_2 . Cet effet de seuil est en faveur d'un mécanisme de création du gaz indépendant des lacunes d'oxygène, mais ayant plutôt une origine physique propre à l'interface.

Plusieurs explications ont été proposées. Ici, nous détaillerons uniquement le cas de la catastrophe polaire [34] la plus connue, appuyée par quelques études numériques basées sur la DFT [36-38]. Ce mécanisme, illustré à la Figure 3d, a été proposé pour les deux types de terminaison du substrat de SrTiO_3 (SrO ou TiO_2). La discontinuité des charges présentes à l'interface et à la surface de LaAlO_3 et son caractère fortement polaire, conduisent à l'émergence d'un potentiel électrique croissant avec le nombre de couches de LaAlO_3 déposées sur SrTiO_3 , comme illustré Figure 3d-1&3. Les bandes en énergie dans chacune des couches se décalent en présence du potentiel électrostatique, croisent le niveau de Fermi au-delà d'une épaisseur critique, menant à un transfert de charge depuis la surface vers l'interface. La divergence du potentiel électrostatique peut être évitée si 1/2 électron par cellule élémentaire est transféré au plan TiO_2 à l'interface. Une telle restructuration électronique permet d'expliquer l'existence d'un gaz bidimensionnel à partir de 4 cellules élémentaires de LaAlO_3 , illustré Figure 4b. Néanmoins, ce modèle ne rend pas compte de plusieurs observations expérimentales : la valeur attendue pour la densité de porteurs dans ce scénario — de l'ordre de $3.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ pour un paramètre de maille de SrTiO_3 de $a_0 = 3,905 \text{ \AA}$ — est 5 à 10 fois plus élevée que les valeurs mesurées expérimentalement, le caractère isolant des interfaces réalisées à partir de substrats de SrTiO_3 terminés par un plan SrO , Figure 4a, la présence d'un gaz bidimensionnel réalisé à partir d'un substrat de SrTiO_3 d'orientation (110) [39].

Une amélioration de ce modèle a été proposée [41], dans laquelle la contribution de tous les types de défauts présents dans l'hétérostructure est également prise en compte. En deçà de l'épaisseur critique de LaAlO_3 déposée, des défauts donneurs de LaAlO_3 peuplent les défauts accepteurs de SrTiO_3 situés en dessous de la bande de conduction dans l'interface de type n, illustré

³N. Reyren et E. Lesne dans l'équipe d'A. Barthélémy et M. Bibes (UMR CNRS-Thalès, Palaiseau, France), et G. Herranz au ICMAB à Barcelone (Espagne).

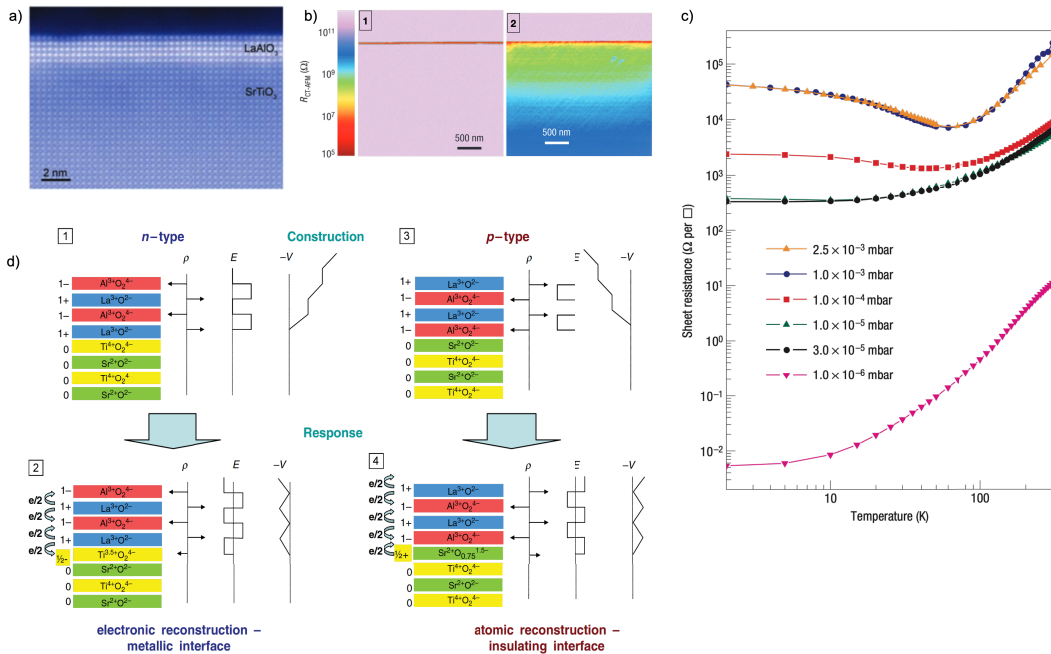


FIGURE 3. Interface de $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$: catastrophe polaire et condition d'existence du 2DEG. (a) Image TEM d'un échantillon $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ avec cinq monocouches de LaAlO_3 [31]. (b) Cartographie de la résistance à l'aide d'un microscope à force atomique à pointe conductrice autour de l'interface $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ à gauche, après recuit, et à droite, sans recuit [32]. (c) Dépendance en température de la résistance par carré pour différentes conditions de pression partielle en oxygène durant la croissance [33]. Pour des pressions partielles supérieures à 10^{-3} mbar, les échantillons sont faiblement conducteurs voire même isolants. Pour les pressions partielles inférieures à 10^{-4} mbar, l'interface est conductrice. (d)-[1] et (d)-[3] Divergence du potentiel électrostatique en l'absence de reconstruction électronique pour des interfaces $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ de type n et p respectivement [34]. SrTiO_3 (100) a des plans neutres quand LaAlO_3 présente une alternance de plans chargés $\text{La}^{3+}\text{O}^{-2}$ (+1) et $\text{Al}^{3+}\text{O}_2^{-4}$ (-1). (d)-[2] et (d)-[4] Reconstruction électronique impliquant le transfert d'1/2 électron de la surface de LaAlO_3 vers l'interface avec SrTiO_3 . Cette reconstruction annule la divergence du potentiel électrostatique.

Figure 4c-1. Rien ne va dans la bande de conduction : l'interface reste alors isolante. Au-dessus de cette épaisseur critique, la discontinuité polaire déclenche thermodynamiquement la formation spontanée de certains défauts à la surface de LaAlO_3 , principalement des vacances d'oxygènes, cédant leur électron à la bande de conduction de SrTiO_3 plus basse en énergie, illustré Figure 4c-2. Il en résulte la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface dont la densité est comparable aux valeurs expérimentales. Ce modèle permet également d'expliquer le caractère isolant des interfaces $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ de type p ou encore la présence de moments magnétiques locaux [43-46].

Au-delà de quatre couches de LaAlO_3 déposées, l'interface réalisée entre ces deux isolants de bande devient donc conductrice, et plus surprenant encore, supraconductrice : l'interface abrite un gaz bidimensionnel d'électron (2DEG) supraconducteur. A ceci s'ajoute la possibilité de moduler la densité de porteurs et les propriétés supraconductrices du 2DEG par effet de champ

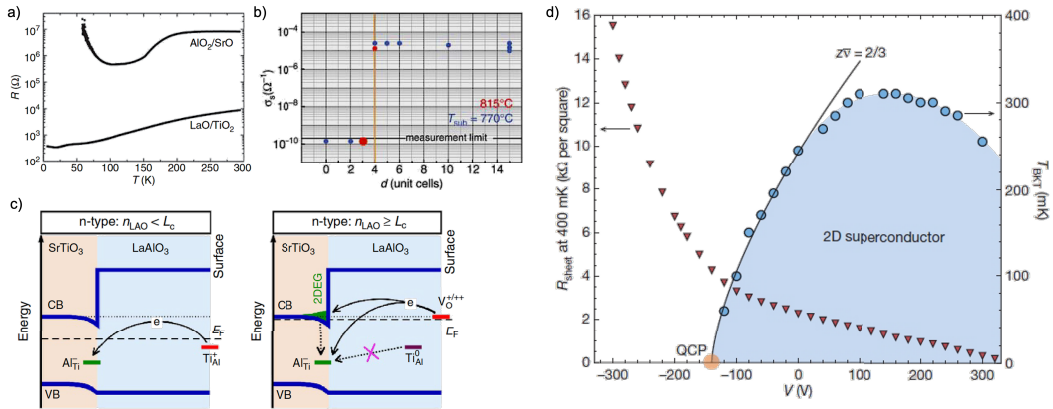


FIGURE 4. Interface supraconductrice contrôlable par effet de champ électrique. (a) Courbe de la résistance d'interface LaAlO₃/SrTiO₃ pour des conditions de croissance de LaAlO₃ sur SrTiO₃ (100) identiques mais pour deux types de terminaison de surface du substrat différentes soit TiO₂ (interface LaO/TiO₂ de type n) et soit SrO (interface AlO₂/SrO de type p). A température ambiante, les résistances des deux interfaces diffèrent d'un facteur 10³ : l'interface LaO/TiO₂ présente un comportement métallique tandis que l'interface AlO₂/SrO, elle, est isolante [40]. (b) Influence de l'épaisseur de LaAlO₃ sur les propriétés électroniques de l'interface LaAlO₃/SrTiO₃ : résistance par carré pour différentes épaisseurs de LaAlO₃ déposées [35]. (c) Schéma du diagramme de bande et du transfert de charge parmi les défauts donneurs anti-sites induits par le mélange interfacial de cations, les lacunes d'oxygène à l'interface et à la surface de LaAlO₃, adapté de [41]. Cas ici, de l'interface de type *n* en fonction du nombre de couches n_{LaO} de LaAlO₃ déposé comparé à l'épaisseur critique L_c . A gauche, pour $n_{\text{LaO}} < L_c$: tous les électrons cédés par les défauts de Ti_{Al} de surface sont piégés par les défauts Al_{Ti} à l'interface et profonds, ne générant pas de 2DEG. A droite, pour $n_{\text{LaO}} > L_c$: formation de vacances conduisant à l'apparition d'un gaz bidimensionnel à l'interface. (d) Diagramme de phase d'une hétérostructure LaAlO₃/SrTiO₃ en fonction de la tension de grille [42]. L'axe de gauche se rapporte à la résistance de l'état normal, l'axe de droite à la température critique supraconductrice.

électrostatique. En déplaçant le gaz par effet de champ, la résistance augmente et la température critique diminue jusqu'à s'annuler : le gaz peut transiter par effet de champ depuis un état supraconducteur vers un état isolant [42], illustré Figure 4d. Le diagramme de phase en niveau de couleur de la résistance du 2DEG en fonction de la température et de la tension de grille, Figure 5a, fait apparaître plusieurs ordres électroniques — isolant, supraconducteur, métallique — ainsi que la présence d'un point critique quantique atteint à $T_c = 0$ K. En ce point, une transition de phase quantique supraconducteur-isolant peut être obtenue en changeant la tension de grille. On pourra remarquer que la courbe de la température critique en fonction de la tension de grille a une forme de dôme comparable à celle obtenue dans SrTiO₃ pour différents dopages. Cependant, dans LaAlO₃/SrTiO₃, les valeurs de dopages électroniques sont plus faibles (10²⁰ e/cm³), d'un ordre de grandeur comparé aux dopages (10²¹ e/cm³) dans SrTiO₃ massif dopé.

Enfin, une propriété non moins intéressante : cette interface présente un fort SOC de type Rashba [48] contrôlable par effet de champ. Il a été principalement mis en évidence dans les mesures de magnéto-transport sous un champ magnétique perpendiculaire, car il introduit un mécanisme de relaxation de spin supplémentaire qui conduit à des phénomènes d'anti-localisation (voir Figure 5b). On remarque que ce phénomène d'anti-localisation produit

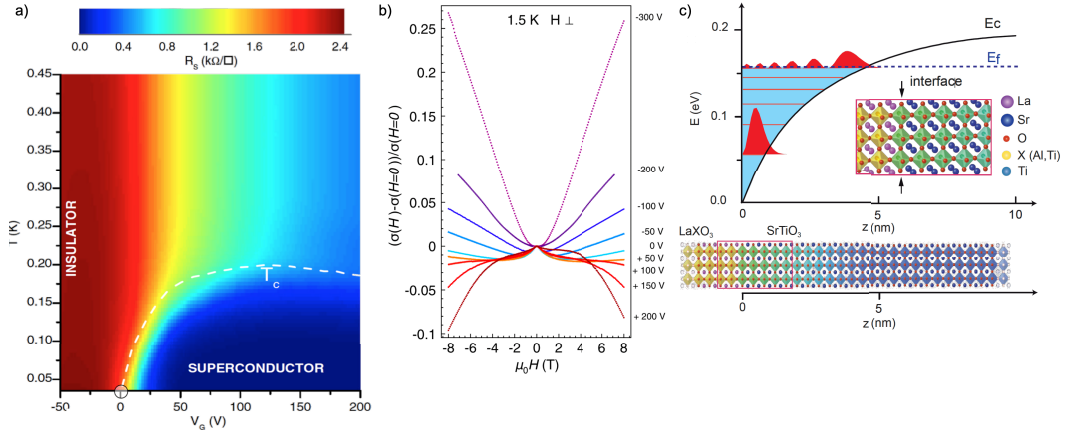


FIGURE 5. Dôme supraconducteur de $LaAlO_3/SrTiO_3$, présence du SOC. (a) Diagramme en niveau de couleur de la résistance par carré en fonction de la tension de grille pour une interface $LaTiO_3/SrTiO_3$ [47], la courbe en pointillés blancs représente la température critique de transition, les ordres supraconducteurs et isolants sont indiqués. (b) Mesures de magnétoconductance de l'interface $LaAlO_3/SrTiO_3$ pour différentes tensions de grille. Le changement de signe de la magnétoconductance provient de l'augmentation de l'intensité du SOC avec la tension de grille [48]. (c) Structure cristalline et schéma du puits quantique 2D modélisant le 2DEG piégé à l'interface de $LaAlO_3/SrTiO_3$ [49]. $LaAlO_3$ forme une barrière infinie et la bande de conduction de $SrTiO_3$ est courbée à l'interface pour accueillir le gaz. Les niveaux d'énergie quantifiés et les états propres du 2DEG en fonction de la distance à l'interface z sont représentés.

un changement de signe dans la magnéto-conductance qui dépend de la tension de grille appliquée.

L'accumulation d'électrons dans le puits quantique asymétrique formé à l'interface $LaAlO_3/SrTiO_3$ est à l'origine d'un fort champ électrique local E asymétrique, lequel génère un fort champ électrique local E_z perpendiculaire au mouvement des électrons. Ce champ électrique dans le référentiel du laboratoire se traduit par la présence d'un champ magnétique dans le référentiel fixe des électrons non relativistes. Le couplage du spin de l'électron à ce champ magnétique induit crée donc un SOC de type Rashba⁴. La constante α représente la force du SOC, elle est proportionnelle au champ électrique E_z , responsable d'un décalage des deux bandes dégénérées en spin, selon la direction du vecteur d'onde relativement au spin. Le SOC a tendance à supprimer l'interférence de certaines boucles de rétrodiffusion à basse température lorsque le temps de collision inélastique devient plus grand que le temps caractéristique de retournement de spin par SOC. Certaines boucles étant alors ignorées, la correction de localisation est plus faible, ce qui mène à de l'anti-localisation. L'augmentation du SOC se traduit par un changement de signe dans la magnéto-conductance [48], illustré à la Figure 5b. La formule de Maekawa-Fukuyama permet d'extraire la contribution du SOC aux mesures de magnéto-conductance sous un champ magnétique perpendiculaire dans un cadre de la localisation faible [50, 51]. Le SOC Rashba lève la dégénérescence de spin à $k \neq 0$ et sépare la relation de dispersion des électrons en deux branches séparées par une énergie $2\alpha k_F$ au niveau de Fermi [52].

⁴Il s'exprime sous la forme hamiltonienne suivante : $H_{SOC} = \alpha(\vec{\sigma} \wedge \vec{k}) \cdot \vec{n}_z$, où \vec{k} est le vecteur d'onde de l'électron, \vec{n}_z est un vecteur unitaire perpendiculaire à l'interface et $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli [29].

Ceci achève de placer cette interface au centre de tous les intérêts de la communauté des oxydes : la supraconductivité et le SOC fort, tous deux contrôlables par effet de champ, cohabitent dans cette hétérostructure. En effet, ces ingrédients permettent d'observer de nouveaux états de la matière comme des états topologiquement protégés, appelés fermions de Majorana.

L'existence d'un 2DEG supraconducteur contrôlable par effet de champ a été mesuré dans une interface d'oxyde similaire, à savoir $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ [47], Figure 5a.

Dans ce qui va suivre, nous allons nous pencher sur la physique de cette interface d'oxyde.

1.2.2. Structure de bande de l'interface et contrôle des propriétés du 2DEG par effet de champ global

L'expérience d'AFM à pointe conductrice décrite plus haut, Figure 4b, a permis de montrer que le 2DEG à l'interface de $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ réside plutôt dans le substrat de SrTiO_3 . Les mesures de résistance en champ magnétique perpendiculaire et parallèle permettent d'extraire la longueur de cohérence de la phase supraconductrice de l'ordre de $\xi_0 = 40$ nm à $T = 0$ K et l'épaisseur d du gaz de l'ordre de $d = 15$ nm [47]. Le libre parcours des électrons dans le 2DEG est de l'ordre de $l_e = v_F \tau = 15$ nm. Le 2DEG est donc en limite sale. Ces mesures qui sont à corrélérer à la dépendance logarithmique de la correction de localisation faible en fonction de la température [36], renforcent la signature d'un mécanisme de diffusion inélastique plutôt en faveur d'une interaction électron-électron attendue dans les systèmes bidimensionnel en limite sale.

Les mesures d'effet Hall dans les interfaces de $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ à fort champ magnétique pour différentes tensions de grille sont non-linéaires, signature de la présence de plusieurs types de porteurs de charge dans le gaz, Figure 6a. En supposant l'existence de deux types de porteurs de charge de densité et mobilité respectives n_1 , n_2 , μ_1 et μ_2 , il est possible d'extraire toutes ces quantités à partir des mesures de résistance DC⁵, des mesures de capacité⁶, et de l'analyse des courbes non linéaires de résistance de Hall [53] ajustées par le modèle à deux porteurs en parallèles⁷. Les valeurs n_1 , n_2 , μ_1 et μ_2 en fonction de la tension de grille sont tracées à la Figure 6b. On remarque qu'à tension de grille négative, un seul type de porteurs de charge est présent dans le système, et ils sont de faible mobilité (Low Mobile Carrier — LMC), tandis qu'à tension de grille positive, une seconde population de porteurs de charge apparaît, dont la mobilité est bien plus grande (High Mobile Carrier — HMC). Lorsque le gaz est déplété par effet de champ, il subit une transition supraconducteur-isolant (Figure 5a). Lorsque il est dopé, la température critique augmente puis décroît à fort dopage, suivant un dôme réminiscent de la dépendance de la température critique de SrTiO_3 en fonction du dopage (Figure 2d).

Par ailleurs, pour garantir une mesure stable du gaz, et comme un consensus répandu dans la communauté, le système requiert une première étape dite de formation du gaz. Durant cette étape, une valeur de tension de grille en face arrière positive est appliquée jusqu'à saturation de la résistance du 2DEG, et ce, tout en conservant le gaz à la masse. Une telle procédure permet ensuite d'agir de façon réversible avec la tension de grille à condition de rester en deçà de la valeur de tension de grille maximale initialement appliquée. De cette façon, les mesures sont affranchies de tout comportement hystérétique, d'effets de saturation et de phénomènes de relaxation dans le temps, irréversibles, dans cette gamme de tensions.

⁵ $\sigma = 1/R_S = en_1\mu_1 + en_2\mu_2$.

⁶ Qui fixent le nombre de charges totales dans le système $n_{\text{tot}} = n_1 + n_2$.

⁷ Suivant l'expression :

$$R_H = \frac{B}{e} \frac{\frac{n_1\mu_1^2}{1+\mu_1^2B^2} + \frac{n_2\mu_2^2}{1+\mu_2^2B^2}}{\left[\frac{n_1\mu_1}{1+\mu_1^2B^2} + \frac{n_2\mu_2}{1+\mu_2^2B^2} \right]^2 + \left[\frac{n_1\mu_1^2B}{1+\mu_1^2B^2} + \frac{n_2\mu_2^2B}{1+\mu_2^2B^2} \right]^2}. \quad (1)$$

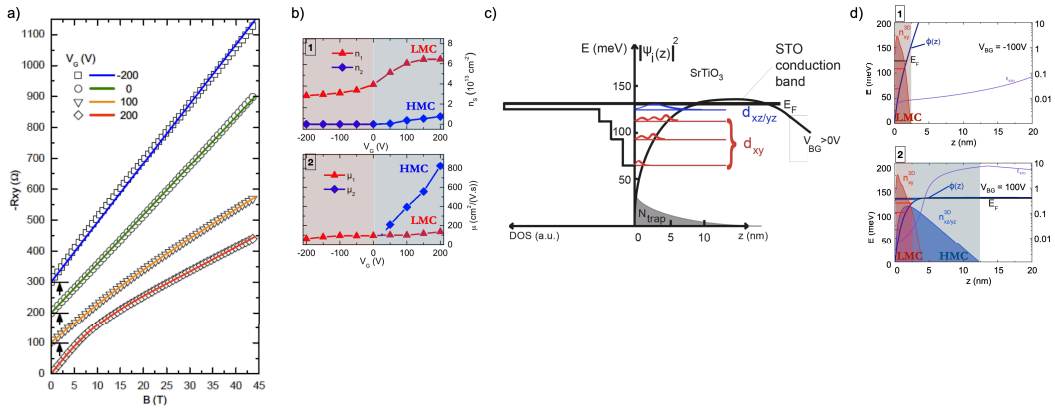


FIGURE 6. Modélisation de l'interface et présence de deux types de porteurs à l'interface. (a) Résistance de Hall mesurée à 4.2 K jusqu'à 45 T à différentes tensions de grille, et ajustement du modèle à deux porteurs. (b) Évolution de la densité de porteurs de faible mobilité (LMC) et de haute mobilité (HMC). (c) Modélisation du 2DEG à l'interface en présence de deux types de bandes, lourde (d_{xy}) et légère ($d_{xz/yz}$). (d) Niveaux d'énergie quantifiés et les états propres du 2DEG en fonction de la distance à l'interface z pour une tension de grille négative en haut et positive en bas. La présence des LMC et HMC types de charges est indiquée par les zones rouges et bleues respectivement.

Pour comprendre l'origine de ces différentes observations, un modèle emprunté aux semi-conducteurs a été développé [49, 52, 54].

Initialement, le 2DEG dans l'hétérostructure, est modélisé par un puits quantique formé par le LaAlO_3 agissant comme une barrière de potentiel infini, et par la bande de conduction du SrTiO_3 se courbant à l'interface et se raccordant au potentiel chimique loin de l'interface. En résolvant simultanément, et de façon auto-cohérente l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective pour les électrons dans le puits, et l'équation de Poisson incluant les charges piégées à l'interface, il est possible de déterminer les états propres et les énergies propres du 2DEG à l'interface, Figure 5c. Il ressort de ce modèle que l'effet de la tension de grille arrière (ou back gate) est alors de remplir le puits en électrons, tout en courbant fortement la bande de conduction de SrTiO_3 loin de l'interface. Lorsque le niveau de Fermi atteint le sommet du puits, les électrons peuvent s'en échapper thermiquement, se piéger loin dans le substrat de SrTiO_3 , et y rester sauf si le système est réchauffé à suffisamment haute température. On notera que les électrons occupant les niveaux les plus hauts dans le puits sont d'avantage délocalisés dans le SrTiO_3 . Cette délocalisation loin de l'interface conférerait aux charges correspondantes une plus grande mobilité, notamment en raison de leur éloignement des charges piégées à l'interface et du fort écrantage associé à la constante diélectrique bien plus élevée ($\epsilon_r = 20\,000$) à cet endroit. A contrario, pour des tensions de grille négatives, le niveau de Fermi est bas dans le puits, la constante diélectrique est fortement réduite ($\epsilon_r = 300$) et les électrons sont plus près de l'interface et des charges piégées : la mobilité des porteurs de charge est en conséquence plus faible. La présence de ces différents porteurs de charge fait aujourd'hui consensus et la nécessité d'affiner le modèle de puits quantique s'est avérée indispensable pour prendre en compte les écarts de mobilité et la présence de bandes lourdes et légères qui coexistent à l'interface. La résolution auto-cohérente des équations en tenant compte de ce système multibande permet de mettre en évidence une bande supplémentaire en haut du puits, Figure 6c, légère dans la direction z et possédant donc un grand écart entre les différents niveaux confinés dans le puits. Lorsque

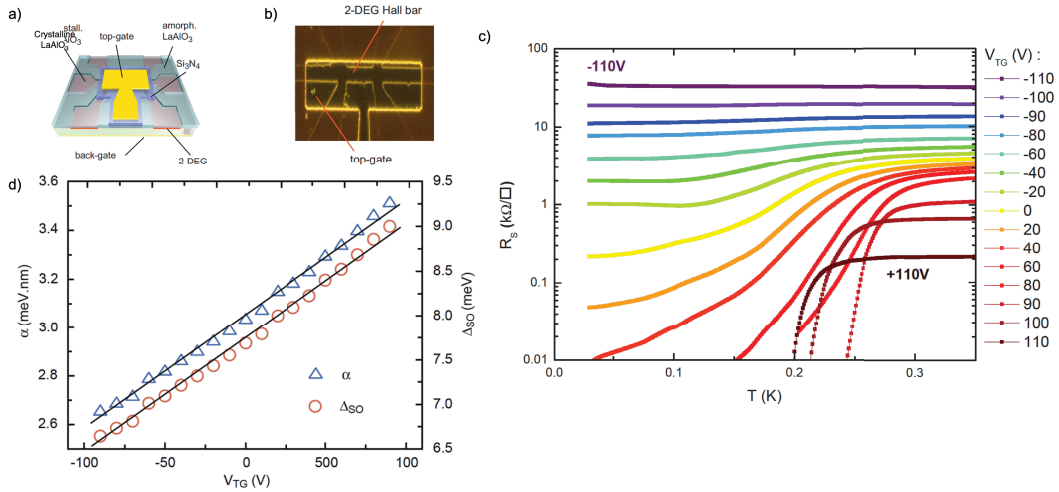


FIGURE 7. Contrôle de la supraconductivité et du SOC Rashba par effet de champ local en surface de l'échantillon. (a) Schéma d'un dispositif LaAlO₃/SrTiO₃ avec une couche diélectrique Si₃N₄ de 500 nm d'épaisseur. (b) Image optique en « dark field » du dispositif montrant la barre de Hall couverte par une top gate. (c) Contrôle de la supraconductivité par effet de champ en surface « top gate » (V_{TG}). (d) Résistance par carrée du dispositif en fonction de la température pour différents V_{TG} . (e) Contrôle du SOC par effet de champ V_{TG} tiré de [55].

la tension de grille ajuste le niveau de Fermi pour atteindre cette bande légère selon z , on remarque que l'émergence de ces charges de haute mobilité apparaît aux mêmes tensions de grille ($V_G = 0$ V) que la supraconductivité du 2DEG, Figure 6b. Cette observation est en faveur de l'attribution de la supraconductivité à des porteurs de charge très mobiles en faible nombre. Est-ce la réminiscence de la supraconductivité de STO, ou le peuplement d'une bande légère dont la densité d'état est très importante et favorise un mécanisme de supraconductivité induite? Nous reviendrons sur cette question plus tard.

1.3. Contrôle local des propriétés du 2DEG par effet de champ

La présence conjointe de la supraconductivité et d'un fort SOC contrôlable par effet de champ est l'une des principales motivations pour l'étude de ces systèmes électroniques. Ces deux propriétés sont les ingrédients clés pour l'existence d'états exotiques de la matière appelée supraconductivité topologique.

Une des motivations forte et naturelle est de pouvoir contrôler les propriétés quantiques de ce 2DEG localement pour y trouver des états topologiquement protégés. Il a été démontré qu'un supraconducteur ayant un paramètre d'ordre de type s en présence d'un SOC fort dans un canal quasi-1D permettrait de réaliser une phase supraconductrice topologique [56-59]. Compte tenu des longueurs caractéristiques du 2DEG de l'ordre de la vingtaine de nanomètres, les dispositifs fabriqués doivent confiner les électrons à ces échelles.

Dans cet objectif, nous avons cherché à moduler d'abord les propriétés du gaz à l'aide d'une électrode de grille locale déposée à la surface de l'échantillon. Cela a mené également à affiner le modèle auto-cohérent de puits quantique pour y introduire d'autres bandes lourdes et légères, d'une part, l'effet d'une grille arrière « back gate » et d'une grille en surface de l'échantillon « top gate », d'autre part.

Cette première étape de contrôle par une top gate locale a représenté un défi. Pour éviter tout courant de fuite entre l'électrode de grille et le gaz, une couche de diélectrique a été déposée, ce qui s'est avéré problématique compte tenu des hypothèses sur l'origine même du gaz à l'interface. En effet, nous avons vu précédemment qu'un des Scenarii probables de l'existence de ce gaz découle de la catastrophe polaire et de la reconstruction du gaz à l'interface par transfert de charge depuis la surface. Le dépôt de matériaux à la surface de LaAlO_3 peut donc perturber fortement cette reconstruction électronique. Cette observation étayée de travaux expérimentaux et de calcul DFT [60-62] montre que le gaz est extrêmement sensible aux états de surfaces. Certaines équipes sont parvenues à réaliser des grilles locales pour contrôler le gaz dans l'état normal [63, 64]. Les étapes de lithographie optique ou électronique préservent les propriétés du gaz, mais le dépôt de certains diélectriques comme SiO_2 à la surface de LaAlO_3 génère une augmentation de la résistance de l'échantillon d'un ordre de grandeur, quand Si_3N_4 ne la change pas. Dans la continuité des travaux pionniers en la matière de [65], nous avons pu mettre en évidence le contrôle par effet de champ local des propriétés supraconductrices et du SOC de type, Figure 7. Notons que l'ordre de grandeur du décalage en énergie des bandes, associé au SOC, est de quelques meV en cohérence avec d'autres travaux [48, 66]. L'amplitude est bien plus importante comparée à celle de la plupart des semi-conducteurs. Le problème du contrôle de la diffusion à l'interface supraconducteur-semiconducteur ne se présente pas dans ces interfaces. Le SOC peut être modulé par la top gate : il augmente linéairement avec le champ électrique interfacial. Cet effet a été démontré dans un autre travail réalisé par G. Singh durant son post-doc dans le groupe, sur des échantillons dopés en Chrome [67]. Il a permis de confirmer le mécanisme de type Rashba du SOC dans les interfaces $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ et que ce dernier augmentait avec le champ électrique à l'interface.

Après cette démonstration du contrôle local des propriétés du 2DEG, nous avons réalisé un contact ponctuel quantique (QPC) sur une interface $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$, dispositif emblématique du transport mésoscopique dans les 2DEG à base de semiconducteurs, dans lequel les électrons sont confinés dans une direction de l'espace supplémentaire.

Contrairement à la top gate décrite précédemment, dans la géométrie de QPC, nous n'avons pas utilisé de diélectrique entre la grille et la surface de l'échantillon. Cela a permis d'avoir des électrodes au plus près du 2DEG produisant ainsi un potentiel de confinement plus abrupt dans la direction transversale de la barre de Hall. Pour éviter l'étape de dépôt de diélectrique, nous avons directement déposé les électrodes en Au sur du LaAlO_3 plus épais (5 nm).

Les mesures de conductances en fonction de la top gate ont révélé la présence de plateaux de quantification de la conductance (en unité de $G_0 = 2e^2/h$) pour certaines valeurs de Top gate indiquant un régime de confinement du transport électronique dans un nombre limité de canaux de conduction dégénérés en spin, Figure 8. Les mesures de transport non-linéaires ont permis de réaliser la spectroscopie des niveaux $3d_{xy}$ et d'extraire les énergies caractéristiques du potentiel de confinement.

La présence d'un champ magnétique supplémentaire génère un décalage Zeeman des sous-bandes polarisées en spin qui se traduit par des plateaux de quantification en $G_0 = e^2/h$. Nous avons pu extraire une valeur du facteur g de Landé (de l'ordre de 0,9) qui diffère fortement de celle des électrons libres, mais qui reste cohérente avec des mesures d'ARPES [68] dans ces systèmes. Une telle réduction de la valeur du facteur de Landé, bien que mystérieuse, pourrait expliquer la violation de la limite paramagnétique de Pauli pour les supraconducteurs [69-71].

1.4. *Électrodynamique du gaz bidimensionnel supraconducteur*

La sonde de transport DC ne nous révèle pas toutes les propriétés du système. Dès que la T_c est atteinte, le gaz devient supraconducteur et toute la dynamique de l'état supraconducteur

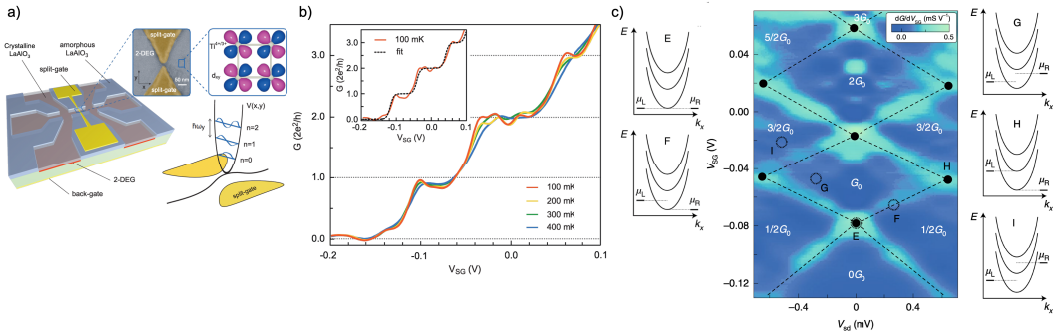


FIGURE 8. (a) Dessin schématique de l'interface LaAlO₃/SrTiO₃ avec l'image de microscopie électronique à balayage du Contact Ponctuel Quantique (QPC) montrant la partie centrale de la grille en surface fendue. La séparation entre les électrodes du QPC est de 25 nm. Schéma des orbitales 3d_{xy} localisées sur les ions Ti formant la bande de conduction de plus basse énergie dans le 2DEG et représentation du potentiel de confinement au centre du QPC. La bande 3d_{xy} est divisée en plusieurs sous-niveaux séparés d'une énergie $\hbar \omega_y$. (b) Quantification de la conductance en fonction de la tension des top gate V_{SG} pour différentes températures. (c) Transconductance dG/dV_{SG} du QPC (en échelle de couleurs) en fonction de la tension source drain V_{sd} et la top gate V_{SG} . Les diagrammes d'énergie de part et d'autre, montrent les positions des réservoirs μ_L et μ_R qui correspondent aux points étiquetés E, F, G, H et I sur le graphique en couleur.

nous échappe. Pour étudier cette phase, nous avons mesuré la réponse micro-onde du gaz supraconducteur. Cette réponse micro-onde, à fréquence finie, nous permet d'accéder à la partie réelle de la conductivité associée au transport des électrons non appariés existant à température non nulle, ainsi qu'à la partie complexe de la conductivité du gaz associée au transport des paires de Cooper [72, 73]. Cette dernière quantité détient des informations sur la force d'appariement des électrons des paires et sur la rigidité de phase du condensat, ou rigidité superfluide J_s . On peut sonder la conductivité micro-onde pour différents états de dopage du gaz.

Pour réaliser une telle mesure, le gaz bidimensionnel d'électrons a été inséré dans une ligne de transmission coplanaire (CPW). Le dispositif mesuré est schématisé à la Figure 9 avec son circuit équivalent. La caractérisation micro-onde est une mesure résonante, on adapte le circuit pour que les composants SMD et le 2DEG forment un circuit RLC résonant autour de 0.3 GHz.

On réalise la mesure du coefficient de réflexion de l'onde électromagnétique, dans une gamme de fréquence donnée bien plus faible que le gap du 2DEG supraconducteur. A ces fréquences, le condensat supraconducteur a une réponse essentiellement inductive, qui, en parallèle de composants SMD, résonne à une fréquence donnée, Figure 9b-1. Cette fréquence évolue avec la température, cela provient de la dépendance en température de l'inductance cinétique. Elle évolue également en fonction de la tension de grille, cela résulte du dopage du puits par effet de champ, Figure 9b-1 à 6. En extrayant la réponse inductive du 2DEG, insert de la Figure 9c, on peut remonter directement à la densité superfluide par la relation $n_s^{2D} = (4m/\hbar^2)J_s = m/e^2 L_K$. On peut donc en déduire la densité superfluide en parcourant le diagramme de phase par effet de champ, Figure 9c. On peut comparer cette quantité J_s^{exp} à la valeur de la densité superfluide à température nulle obtenue dans le cas d'un supraconducteur à une bande, obéissant à la théorie BCS, dans la limite sale : $j_s^{\text{BCS}}(0) = (\pi\hbar/4e^2 R_n)\Delta(0)$, où R_n est la résistance dans l'état normal du 2DEG et $\delta(0)$ son gap à température nulle. J_s^{exp} et $j_s^{\text{BCS}}(0)$ sont tracées Figure 9c, pour différentes tensions de grille. On note qu'il existe toute une région ($V_G > V_G^{\text{opt}}$) pour laquelle les deux quantités

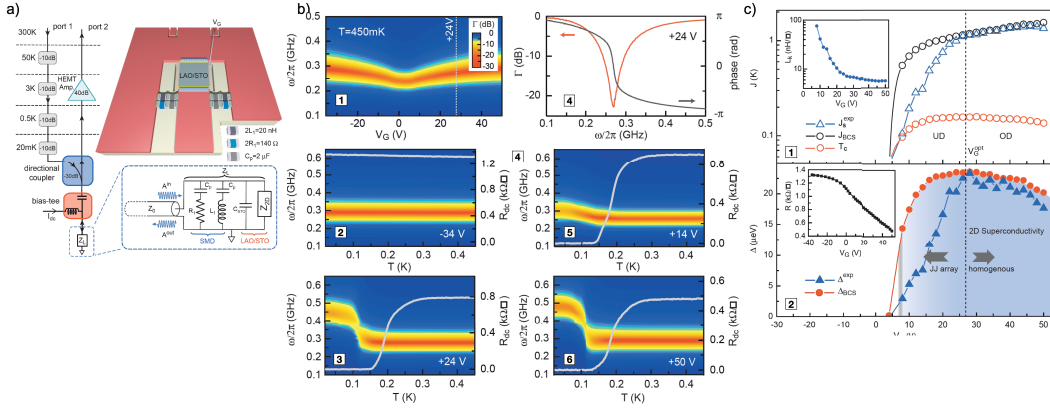


FIGURE 9. Mesures micro-ondes de la densité superfluide. (a) Montage de l'échantillon $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ pour la mesure hyperfréquence. L'échantillon $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ est inséré entre la bande centrale et la masse d'une ligne de transmission CPW, en parallèle avec des inductances SMD L_1 , des résistances R_1 et des capacités C_p . Le circuit équivalent de l'échantillon d'impédance Z_L est indiqué dans son montage de mesure micro-onde qui comprend une ligne d'entrée atténuée et une ligne de lecture amplifiée séparées par un coupleur directionnel. Le coefficient de réflexion $\Gamma(\omega)$, pris à la discontinuité entre la ligne CPW et le circuit échantillon, est défini comme le rapport de l'amplitude complexe de l'onde réfléchie $A_{out}(\omega)$ sur celle de l'onde incidente $A_{int}(\omega)$. (b)-1 $\Gamma(\omega)$ en dB à la résonance du circuit dans l'état normal à $T = 450$ mK en fonction de la tension de grille et (b)-2,3,5,6 $\Gamma(\omega)$ à la résonance dans l'état supraconducteur pour différentes tensions de grille en fonction de la température. (b)-4 Amplitude et phase de $\Gamma(\omega)$ à $V_G = +24$ V. (c)-1 Rigidité superfluide expérimentale $J_s^{\text{exp}}(T \approx 0)$ (triangles ouverts) en fonction de V_G par rapport à T_c pris à $R_{dc} = 0 \Omega$ (cercles ouverts rouges), et avec la rigidité théorique BCS J_s^{BCS} attendue à partir de l'équation (3) en supposant $\Delta(0) = 1,76k_B T_c$ (cercles ouverts noirs). Insert : $L_k(T \approx 0)$ en fonction de V_G . (c)-2 Rigidité superfluide convertie en énergie du gap $\Delta_s^{\text{exp}}(T \approx 0)$ en fonction de V_G (triangles pleins) comparée à l'énergie du gap BCS prévue soit $1,76k_B T_c$ (cercles pleins).

coïncident. Dans ce régime de dopage, le 2DEG est bien décrit par la théorie BCS ou théorie de Mattis-Bardeen [72] : l'énergie d'appariement des paires domine sur l'énergie de rigidité de phase. Dans l'autre région du diagramme de phase ($V_G < V_G^{\text{opt}}$), la rigidité superfluide devient plus faible que l'énergie d'appariement et $j_s^{\text{BCS}}(0)$ diffère de J_s^{exp} . On interprète cet écart comme une déviation au modèle BCS qui n'est plus valable. Dans cette région, le 2DEG peut être modélisé par des flaques supraconductrices couplées et les fluctuations de la phase supraconductrice dominant. Une telle modélisation est en accord avec l'analyse du comportement critique de la transition supraconducteur-isolant en fonction du champ magnétique du 2DEG à l'interface de $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ [74].

Notons que la densité superfluide trouvée dans la région optimalement dopée est cohérente avec les mesures d'effet Hall à plusieurs porteurs de charge, avec les valeurs trouvées dans la littérature [75] et semble privilégier le faible remplissage des bandes d_{xz}/d_{yz} situées en haut du puits quantique. Ces bandes possèdent une plus grande densité d'états et s'étendent plus profondément dans le substrat, là où la constante diélectrique retrouve sa valeur nominale. Ces électrons sont délocalisés dans SrTiO_3 dont la supraconductivité est de type BCS [76]. Est-ce une coïncidence ?

1.5. Conclusion

En conclusion, nous avons pu faire un tour d'horizon du potentiel des 2DEG aux interfaces d'oxyde et l'abondance des phénomènes physiques présents dans une interface d'oxydes type, $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$: la réalisation d'un supraconducteur topologique unidimensionnel à base d'oxydes permettrait d'explorer la richesse de ces 2DEG mais reste encore aujourd'hui un défi technologique. Cette revue n'est pas exhaustive, de nombreux sujets n'ont pas été abordés ici, citons par exemple l'étude de la transition BKT dans ces interfaces [77], ou encore le travail de N. Bergeal sur les interfaces $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ orientées (110), pour lesquelles l'ordre des bandes t_{2g} est inversé par rapport à celui de l'orientation conventionnelle (001) [78], et la possibilité d'y observer une transition de Lifshitz [79] en fonction de la tension de grille. D'autres interfaces sont venues compléter cette grande famille comme l'interface supraconductrice $\text{AlO}_x/\text{KTaO}_3$ [80] découverte très récemment qui présente des propriétés comparables, à savoir la supraconductivité bidimensionnelle contrôlable par effet de champ. Cette interfaces semble moins sensible aux conditions de préparation des échantillons. La physique est tout aussi passionnante et prometteuse.

La suite de ce mémoire sera consacrée à l'autre thème de recherche autour des supraconducteurs à haute température critique et leur applications.

2. Supraconducteurs à haute température critique

La découverte par Bednorz et Müller de la supraconductivité à 30 K en 1986 [81] a déclenché le top départ d'une course infernale aux matériaux supraconducteurs dans les oxydes et un regain d'intérêt pour la supraconductivité « non conventionnelle » qui brisait le paradigme. Un an plus tard, l'éventail des applications des supraconducteurs semblait s'ouvrir avec la découverte de la supraconductivité dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ à 87 K. Bien que les promesses ne furent pas à la hauteur des réalisations et que nombreuses questions restent ouvertes concernant le mécanisme à l'origine de la supraconductivité à haute température, certaines applications ont émergé. Nous citerons les câbles supraconducteurs de puissance, les bobines supraconductrices à haute température critique ou encore les filtres hyperfréquences.

On peut classer les supraconducteurs à haute température critique en deux grandes classes : ceux à base d'oxydes de cuivre (ou cuprates) et ceux à base de fer (les pnictures). Ici, on s'intéressera essentiellement à deux cuprates : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, matériaux au centre de nos efforts ces dix dernières années.

2.1. Les cuprates : focus sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

Les supraconducteurs à haute température critique ont une structure cristalline générique qui dérive d'une structure cubique pérovskite de type ABX_3 représentée à la Figure 10b, où X est un atome d'oxygène (O). Ils consistent en un empilement de plusieurs plans conducteurs CuO_2 (de 1 à 5 plans) séparés entre eux par des atomes d'Yttrium (Y) ou de Calcium (Ca), alternent avec des blocs d'oxydes de type BO/AO/BO eux-mêmes des réservoirs de charge (B étant un alcalino-terreux de type Baryum (Ba) ou Strontium (Sr), et A étant par exemple Bismuth (Bi), Calcium (Ca), Plomb (Pb), Thallium (Tl), ...).

2.1.1. Structure cristallographique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

La cellule élémentaire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Figure 10c, est composée de trois mailles pérovskites déficitaires en oxygène dans lesquelles l'atome de Baryum (Ba) et l'atome d'Yttrium (Y) au centre d'un cube, sont entourés d'atomes de Cuivre (Cu) aux sommets du cube, et d'atomes d'Oxygène

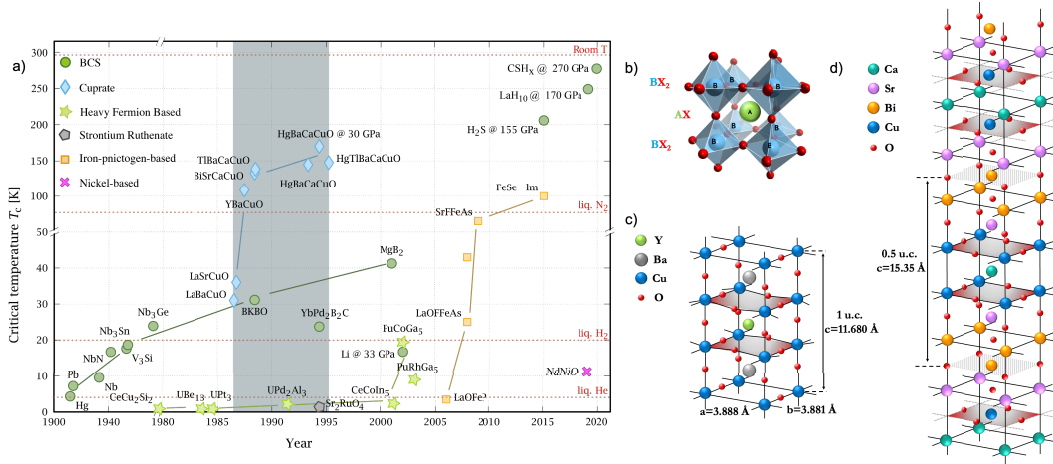


FIGURE 10. Découverte des cuprates et structure cristalline de la maille élémentaire. (a) Différentes classes de matériaux supraconducteurs représentés en couleur adapté de Wikipédia [82] : BCS (cercle vert foncé), à base de fermions lourds (étoile verte), les cuprates (diamant bleu), à base de fer-pnicture (carré orange), de ruthénate de strontium (pentagone gris), de nickel (croix rose). (b) Maille de la pérovskite de type ABX_3 , où A est un cation de type métaux alcalins, alcalino-terreux ou terre rare, B est un cation appartenant aux métaux de transition et X est O^{2-} . (c) Maille de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. (d) Maille de $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Dans ces deux mailles, les plans CuO_2 abritant la supraconductivité, ont été grisés.

(O) au centre des arêtes. Les deux plans conducteurs CuO_2 y sont séparés par l'atome d'Yttrium. La maille élémentaire possède des paramètres a et b très proches, ce qui est responsable de la présence de macles quasi-systématiques dans les films. Selon le dopage en oxygène, la structure cristallographique d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ peut évoluer de la phase tétragonale pour $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ à une phase orthorhombique pour le dopage optimal, tout en passant par des phases intermédiaires pour les autres dopages.

Nous travaillons à partir de films minces réalisés soit par l'entreprise allemande Ceraco, soit par J. Briatico de UMR CNRS/Thalès à travers une collaboration académique. Le dépôt d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ en couche mince est réalisé le plus souvent sur un substrat monocristallin, généralement un oxyde : saphir, $LaAlO_3$, MgO -avec une couche tampon comme CeO_2 de paramètre de maille $a = 5,41 \text{ \AA}$ adapté à la croissance de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, ou $SrTiO_3$ de maille très proche de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Pour une croissance de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sur un substrat silicium, il est possible d'utiliser un multicouche de type $Si/SrTiO_3/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ou $Si/YSZ/CeO_2/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YSZ étant le Zircon stabilisé à l'Yttrium). Il existe plusieurs techniques de croissances pour les films minces de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ dont les trois principales sont la pulvérisation cathodique, l'évaporation et l'épitaxie par jet moléculaire et l'ablation laser pulsée. Les films minces que nous utilisons sont essentiellement réalisés par les deux dernières méthodes. L'évaporation et l'épitaxie par jet moléculaire requièrent un vide partiel en oxygène de l'ordre de 10^{-4} mbars, un substrat en rotation chauffé entre $650 \text{ }^\circ\text{C}$ et $800 \text{ }^\circ\text{C}$, et des creusets de matériaux (Y, Ba et Cu). Ces derniers sont chauffés par effet joule ou par un canon à électrons permettant l'évaporation de ces matériaux sur le substrat cible chaud et sont en rotation. L'ablation laser pulsée consiste en l'irradiation d'une cible de matériau par un laser pulsé focalisé (Excimer à $\lambda = 308 \text{ nm}$). L'énergie déposée permet d'extraire le matériau de la cible vers le substrat cible chauffé, en rotation, et maintenu sous pression partielle d'oxygène.

Chez Thalès, le dépôt se fait sur SrTiO_3 par ablation laser avec un contrôle couche par couche et permet la réalisation de films d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ d'épaisseur ultime [83]. L'entreprise Ceraco réalise des dépôts par évaporation et épitaxie par jet moléculaire.

2.1.2. Structure cristallographique $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

La maille élémentaire de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, est représentée à la Figure 10d. Chaque demi-couche fait intervenir un empilement de deux plans CuO_2 séparés par un atome de Calcium. Cet empilement est, à son tour, inséré entre deux couches isolantes de SrO , lui-même entouré par deux plans de BiO . Les paramètres de maille a et b étant identiques, la structure cristallographique est quadratique sur la base carrée du plan CuO_2 .

Les couches limitrophes de ce bloc élémentaire sont donc composées de BiO . De tels blocs sont ensuite empilés les uns sur les autres, avec un décalage relatif de $a/2$. Les atomes de Bi d'un bloc sont coordonnés aux atomes de O de la couche de liaison BiO du bloc adjacent. La cellule unitaire est donc constituée de deux blocs élémentaires. Les atomes de Cu sont coordonnés 5 fois avec les atomes de O . Les plans de BiO sont les plans préférentiels de clivage [84, 85]. Différentes méthodes permettent de faire croître des couches minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, on en recense ici essentiellement trois : l'épitaxie par jet moléculaire, la pulvérisation, et le dépôt par laser pulsé [86]. Durant les deux dernières décennies, suite à la découverte du graphène [87], des techniques ont été développées, permettant de réaliser des hétérostructures Van Der Waals [88]. Ces méthodes d'exfoliation ont permis la réalisation d'échantillons minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ pouvant atteindre l'épaisseur d'une demi-cellule unitaire [89].

Tous les cuprates, dont ceux présentés ici, ont en commun la présence de plan de CuO_2 séparés entre eux par d'autres plans, agissant comme des réservoirs de charges et des stabilisateurs de structure.

2.1.3. Les plans CuO_2 : structure

Dans les plans CuO_2 représentés à la Figure 11b, les ions de transition Cu^{2+} sont dans une configuration de valence $3d^9$ et sont au centre d'un octaèdre formé de six atomes d'Oxygène, Figure 11a. L'atome d'oxygène apical n'y figure pas. La bande de Cu est donc partiellement remplie, il reste un trou unique de spin $1/2$. En présence du champ cristallin, de façon analogue au cas de l'atome de Ti dans SrTiO_3 , il y a une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie des cinq orbitales $3d$ de Cu en e_g (pour d_{xy} , d_{yz} et d_{xz}) et t_{2g} (pour $d_{3z^2-r^2}$ et $d_{x^2-y^2}$), Figure 11c. Par ailleurs, la déformation tétragonale de Jahn-Teller selon l'axe z lève une nouvelle fois la dégénérescence des niveaux e_g , le niveau de plus haute énergie $d_{x^2-y^2}$ étant partiellement rempli. Les orbitales p de O subissent également une levée de dégénérescence partielle. Le niveau de plus basse énergie correspond aux orbitales d_{xy} , d_{yz} et d_{xz} , lesquelles ne pointent pas en direction des atomes d'oxygène. Elles sont donc moins sujettes à la répulsion coulombienne. L'orbitale $d_{x^2-y^2}$ de Cu pointe vers les orbitales p_x ou p_y de O , ce qui donne lieu à une forte hybridation et donc à une liaison Cu-O-Cu covalente très forte dans les plans CuO_2 . La répulsion coulombienne U entre les spin $1/2$ de Cu^{2+} est très élevée (de l'ordre de la dizaine eV [90]) et domine toutes les autres échelles d'énergie en jeu dans le système. On notera que le terme de saut t_{pd} des électrons entre les orbitales de Cu et de O est relativement élevé, de l'ordre de 1,5 eV. La forte répulsion coulombienne U entre les atomes de Cu des plans, en l'absence de tout dopage, fige les électrons sur chacun des sites, comme illustré dans la partie supérieure de la Figure 11e alors qu'un calcul de bande sans corrélation pour une bande d partiellement remplie prédit la métallicité d'un tel système. Ce composé parent des cuprates est donc isolant, et, plus précisément, un isolant de Mott. La répulsion de Coulomb U entre les bandes haute et basse de Hubbard sur les sites Cu est plus grande que la largeur de bande. Ces composés peuvent être classés dans la catégorie des isolants de Mott à transfert de charge, à différencier

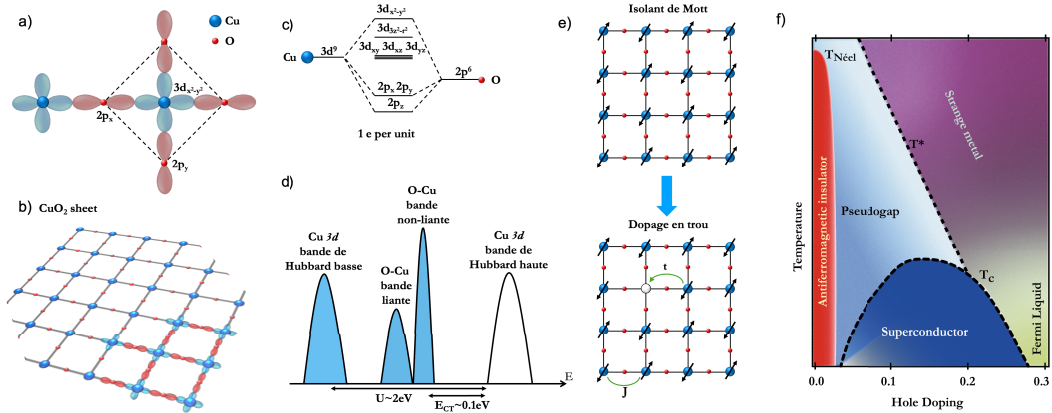


FIGURE 11. Propriétés des plans CuO_2 des cuprates. (a) Orbitales des atomes de Cu et de O intervenant dans les plans CuO_2 . (b) Arrangement schématique des liaisons Cu–O–Cu dans les plans CuO_2 . (c) Diagramme énergétique des orbitales 3d de Cu et 2p de O, et de leur hybridation. (d) Structure de bande d’un plan de CuO_2 . Les bandes de Hubbard de Cu, et les bandes liante et non-liante de O–Cu figurent, U est l’énergie d’interaction coulombienne sur Cu. (e) Schéma du plan de CuO_2 dans sa phase isolante de type isolant de Mott et dans le cas d’un dopage par des trous. (f) Diagramme de phase des cuprates.

des isolants de Mott–Hubbard. Cela provient des valeurs d’énergie des niveaux électroniques ϵ_p de O et ϵ_d de Cu qui sont parmi les plus proches au sein des ions de transition [91]. La plus petite énergie d’excitation reste faible devant la répulsion coulombienne. Les cuprates non dopés sont un système modèle pouvant être décrit par le Hamiltonien de Heisenberg de spins 1/2 à deux dimensions faisant intervenir le terme de saut t et le couplage J d’échange entre site.

En raison de la très forte covalence de la liaison Cu–O, de la forte valeur de répulsion coulombienne et du caractère bidimensionnel des plans CuO_2 , ces derniers appartiennent à la famille des matériaux fortement corrélés.

2.1.4. Dopage des plans CuO_2 : diagramme de phase des cuprates

Si les plans CuO_2 non dopés sont isolants, il est possible de moduler leurs propriétés en contrôlant leur dopage en électrons ou en trous. Ceci peut être réalisé soit par substitution d’atomes de valence différente, soit en créant des lacunes d’oxygène ou en incorporant de l’oxygène. On peut réaliser un dopage en trous en substituant des atomes divalents par des atomes trivalents⁸ ou encore par modification des blocs réservoirs qui, par transfert de charge, dopent en trous les plans CuO_2 ⁹.

Plus généralement, il est possible de contrôler finement le dopage des plans de CuO_2 et de parcourir un diagramme commun à tous les cuprates, Figure 11f. Ce diagramme de phase générique est habituellement parcouru à partir de plusieurs dopages chimiques¹⁰. La particularité de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est de pouvoir parcourir les différentes régions de ce diagramme de phase par effet de champ, et nous reviendrons par la suite sur cette particularité pour les fines couches de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ étudiées.

⁸ Par exemple substitution dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de Y^{3+} par Ca^{2+} pour obtenir $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$.

⁹ Le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ est isolant, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ est supraconducteur.

¹⁰ Soit plusieurs échantillons, soit plusieurs traitements chimiques et/ou physiques du même échantillon.

A la Figure 11f, nous avons présenté le diagramme de phase des cuprates dopés en trous¹¹, cas particulier qui nous concernera dans ce travail. Dans cette situation précise, les porteurs mobiles sont des charges positives. A contrario, pour les cuprates dopés en électrons comme $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ [92], les charges mobiles sont des électrons. Le diagramme des cuprates présente différentes phases électroniques. On trouve un ordre antiferromagnétique en l'absence de dopage, avec une température de Néel qui décroît avec le dopage, ou encore un ordre supraconducteur avec une valeur de dopage pour laquelle la température critique est maximale — point de dopage optimal —. Dans le régime sur-dopé et dans l'état normal, on observe un comportement métallique de type liquide de Fermi (caractérisé par une dépendance en température en T^2) ou de type métal anormal (dépendance linéaire de la résistance en fonction de la température) pour des dopages plus faibles. Lorsque le dopage décroît encore, on rejoint une phase dite pseudogap, marquée par un gap dans le spectre des excitations qui semble caractériser un gel des excitations de basse énergie. Le transport électronique dans les cuprates présente une très forte anisotropie. La conductivité perpendiculairement aux plans CuO_2 peut être jusqu'à 1000 fois plus faible comparativement à celle dans le plan. Si nous revenons aux cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, l'anisotropie de conductivité est la plus forte dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: un facteur 30 pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [93] contre un facteur 3000 pour $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ à température ambiante [94].

Chaque région de ce diagramme a été étudiée par différentes sondes, résonnantes ou non, locales ou globales, optiques, électriques, thermoélectriques... [90, 95-97]. La délimitation entre ces phases électroniques dans l'état normal reste floue et dépendante de la sonde de caractérisation. Bien que les cuprates aient fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales, aucun consensus n'existe aujourd'hui permettant de décrire l'ensemble des propriétés électroniques de ces matériaux.

2.1.5. Quelques propriétés de la phase supraconductrice des plans CuO_2 des cuprates

Les plans CuO_2 abritent la supraconductivité. Plusieurs études expérimentales mettant en œuvre différentes techniques [95-100] ont mis en évidence l'existence d'un nœud dans le gap non-isotrope des supraconducteurs à haute température critique, Figure 12c. Ces travaux ont permis d'aboutir à un consensus quant à la symétrie du paramètre d'ordre qui est du type $d_{x^2-y^2}$, Figure 12d. Des quasi-particules peuvent donc exister jusqu'à 0 K, le long des lignes nodales à 45° par rapport à la direction des lobes. Les longueurs caractéristiques supraconductrices sont différentes dans le plan ab et le long de l'axe c , par conséquent les champs critiques sont également très anisotropes dans ces deux directions. Dans les cuprates massifs, la longueur de cohérence est de l'ordre de $\xi_0 = 2$ nm et le libre parcours moyen est de l'ordre de $l_e = 15$ nm [101-103]. La supraconductivité dans les plans CuO_2 est donc dans la limite dite propre. La supraconductivité y est de type II, le paramètre de Ginzburg Landau vérifie $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$. Les propriétés de transport sont dominées par la dynamique des vortex.

Lorsqu'on travaille avec des films minces de cuprates ayant des épaisseurs d petites devant la longueur de pénétration de London λ , les courants d'écrantage doivent s'étendre davantage dans le plan afin d'écranter le champ magnétique et préserver les propriétés supraconductrices, sur une distance appelée longueur de Pearl [104] :

$$\Lambda = \frac{2\lambda^2}{d}. \quad (2)$$

Lorsque l'épaisseur du film de cuprate devient inférieure à l_e , le libre parcours moyen effectif est partiellement renormalisé avec l'épaisseur. l_{eff} est principalement fixé par l'épaisseur d . Pour des films très minces d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($d < 5$ nm), une longueur de cohérence de $\xi(T =$

¹¹Diagramme qui ne fait pas l'objet d'un consensus général dans la communauté.

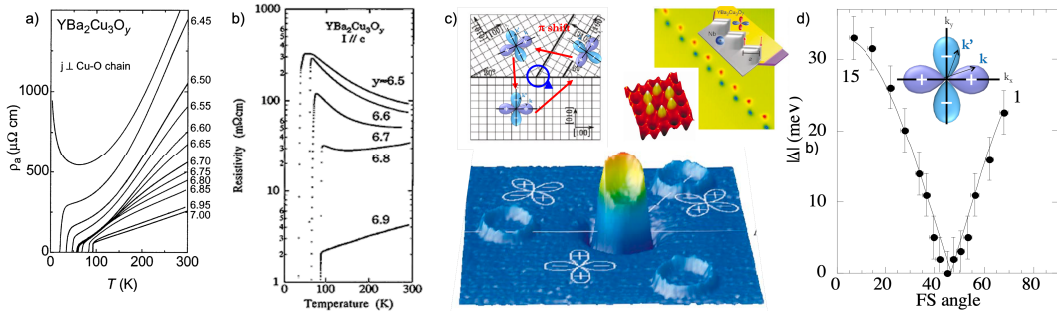


FIGURE 12. Anisotropie de résistivité mesurée dans le plan (a) et hors plan (b) [93]. (c) Droite : diagramme schématique du substrat tri-cristallin de SrTiO_3 (100), avec quatre anneaux d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ épitaxiaux. Bas : image prise au microscope SQUID à balayage des quatre anneaux supraconducteurs, refroidis sous champ magnétique de l'ordre de 5 mG [95]. Gauche : réseau antiferromagnétique ordonné de quanta de demi-flux, généré spontanément dans un réseau en zigzag $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-Au-Nb}$ [100]. (d) Écart énergétique dans le Bi-2212 mesuré par ARPES en fonction de l'angle sur la surface de Fermi; courbe pleine, ajustements aux données en utilisant un paramètre d'ordre de symétrie d [98].

0 K) \approx 3 nm laisse envisager qu'on puisse atteindre une limite sale dans ce cas. Pour les films de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, il est possible de conserver les propriétés supraconductrices en ne travaillant qu'avec une unique cellule unitaire.

Durant les quinze dernières années, Jérôme Lesueur *et al.* a développé une technique de structuration de circuits supraconducteurs en géométrie planaire et intégrant des jonctions Josephson. La jonction Josephson est la brique élémentaire de nombreux dispositifs quantiques parmi lesquels la boîte à paires de Cooper, le détecteur hétérodyne THz ou le SQUID. La suite est consacrée à la description de cette méthode pour façonner des circuits supraconducteurs à haute température critique en tirant parti de la symétrie du paramètre d'ordre supraconducteur et de sa sensibilité au désordre.

2.1.6. Technique d'irradiation ionique pour façonner des circuits quantiques à base $d\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

La symétrie d'onde du paramètre d'ordre supraconducteur dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ le rend extrêmement sensible aux défauts. Chaque défaut agit comme un centre de dépairisation pour les paires de Cooper. En contrôlant la quantité de désordre introduit, les propriétés supraconductrices d'un film mince de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ peuvent être finement ajustées.

La densité de désordre peut être quantifiée par la fraction d'atomes du cristal qui a été déplacée de ses sites d'origine, à savoir le déplacement par atome (dpa). Dans ses travaux pionniers en la matière, Jérôme Lesueur [105] a montré qu'il était possible de diminuer fortement la T_c de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ pour de faibles valeurs de dpa, Figure 13a. À partir d'un modèle basé sur le mécanisme de rupture de paire d'Abrikosov-Gor'kov [106], il est possible de rendre compte de cette observation. Comme pour les impuretés magnétiques qui brisent les paires de Cooper par diffusion de spin dans un supraconducteur ayant un paramètre d'ordre de type s , dans un supraconducteur de paramètre d'ordre de type d , lorsqu'une paire de Cooper diffuse sur une impureté cristalline non magnétique, le vecteur d'onde initial est dévié dans une autre direction avec un déphasage de π . La paire de Cooper est alors détruite, diminuant par la même la T_c . Suivant l'approche d'Abrikosov et Gor'kov, on peut considérer que les paires de Cooper ont une

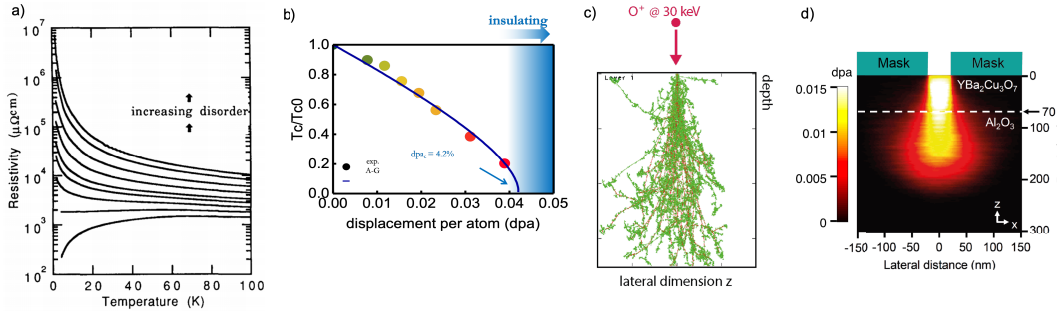


FIGURE 13. (a) Courbes de résistivité en fonction de la température pour différentes doses d'ions He^+ en unité d'ions- cm^2 [108]. (b) Évolution de T_c normalisée par la température critique initiale T_{ci} du film nu en fonction du déplacement par atome (dpa) suite à l'irradiation ionique, et ce, pour différentes doses [109]. La ligne continue est l'ajustement par le modèle d'Abrikosov–Gor'kov [106]. (c) Trajectoires latérales et en profondeur d'ions oxygène ayant une énergie de 30 keV dans un film d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. (d) Dpa simulé pour des ions implantés à 110 keV et pour une dose de 5×10^{13} ions- cm^{-2} en fonction de la profondeur dans le plan (x, z) de la fente réalisée dans une résine (mask).

durée de vie finie [105], ce qui se traduit par la réduction de T_c en fonction de dpa, illustrée à la Figure 13b, et suivant la loi :

$$\ln \frac{T_c}{T_{ci}} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + 0.14 \frac{\text{dpa}}{\text{dpa}_c} \frac{T_{ci}}{T_c} \right) \quad (3)$$

où T_{ci} est la température critique initiale du film mince avant implantation et Ψ est la fonction digamma. Au-delà du dpa critique pour lequel T_c devient nulle, le matériau est un métal désordonné qui entre progressivement dans un régime de localisation à mesure que la dpa augmente. A grand dpa, le système subit une transition Anderson de métal à isolant [107]. Les parties du film mince original qui sont fortement irradiées seront rendues isolantes. Cela nous permet ainsi d'« imprimer » des circuits supraconducteurs intégrés dans un matériau isolant, à savoir le supraconducteur à haute température critique fortement désordonné.

Il existe différentes techniques pour implanter des ions dans des matériaux solides, comme le faisceau d'ions focalisé à partir d'une source de gallium [110] ou de He [111, 112] par exemple, ou encore l'implantation ionique à large faisceau qui est utilisée pour le dopage de type n ou p dans l'industrie des semi-conducteurs [113]. Suivant la technique, des ions sélectionnés sont extraits de la source, puis accélérés par une tension allant de 10 kV à 200 kV (30 kV maximum pour la FIB) vers le film mince. Ces ions de haute énergie pénètrent le matériau sur une longueur typique de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres. De cette manière, les ions dopent, créent des défauts ou même attaquent le matériau, en fonction de la dose choisie.

Lorsque les ions pénètrent dans la cible, ils déplacent des atomes de leur position cristallographique d'origine, ce qui peut en déplacer d'autres successivement. Ainsi, le faisceau d'ions crée des défauts le long des trajectoires des ions implantés, Figure 13c. Le contrôle de la T_c du film dépend finement de la quantité de désordre introduite localement dans la couche mince. Ceci est directement lié au type d'ions, à leur énergie et à la dose. En utilisant les simulations numériques de Monte Carlo SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [114], il est possible de déterminer la gamme appropriée de paramètres pour contrôler les propriétés supraconductrices du film irradié. Cet outil nous permet d'estimer la zone d'interaction des ions implantés et le taux de défauts créés qui en résulte pour un grand nombre d'ions.

La technique d'implantation dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a été initialement développée avec succès pour fabriquer des jonctions Josephson [112, 115-123] et plus récemment pour façonner des films minces de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en fils de 100 nm de large.

Dans la suite, je commencerai par décrire rapidement la Jonction Josephson (JJ) irradiée en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, brique élémentaire de dispositifs quantiques, et les différentes applications réalisées comme le détecteur THz hétérodyne, le SQUID ou le SQIF.

2.1.1.7. Jonction Josephson irradiée

En réalisant deux irradiations ioniques successives sur un film mince d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ supraconducteur (de 150 nm d'épaisseur), Jérôme Lesueur *et al.* [117] ont montré qu'il était possible de fabriquer une Jonction Josephson (JJ).

Dans un premier temps, un micropont de 1 à 5 μm de large, protégé par de l'or ou de la résine, est irradié à forte dose (5×10^{15} ions $\cdot\text{cm}^{-2}$ à 100 keV), pour rendre les parties non protégées isolantes. Aucun matériau supraconducteur à haute température critique n'est enlevé puisque les canaux supraconducteurs restent encapsulés dans le milieu isolant, empêchant ainsi leur dégradation. Dans un second temps, une fente étroite ouverte dans la résine est irradiée à une dose plus faible (de l'ordre de 3×10^{13} ions $\cdot\text{cm}^{-2}$ à 110 keV) afin d'y abaisser la température critique à T_c , Figure 15b.

La résistance de la JJ en fonction de la température $R(T)$, Figure 14a, est très bien décrite le cadre du modèle RSJ¹², lequel représente le circuit électrique équivalent des deux canaux de courant dans la JJ en parallèle; l'un pour le passage par effet tunnel des quasi-particules, l'autre pour celui des paires de Cooper. En dessous de T_J , le courant critique I_c augmente avec une loi quadratique lorsque la température est abaissée (16a). En dessous d'une certaine température, l'ensemble du pont transite vers l'état supraconducteur, on observe alors un régime dit de « flux-flow », insert haut Figure 13c.

Les deux équations Josephson (appelées AC et DC) permettent de décrire le passage par effet tunnel des paires de Cooper dans une JJ, et plus généralement, dans tout lien faible. Elles s'écrivent :

$$\begin{aligned} I &= I_c \sin \phi \\ \frac{d\phi}{dt} &= \frac{2e}{\hbar} V \end{aligned} \quad (4)$$

où V est le potentiel aux bornes de la jonction, I_c le courant critique, et ϕ , la différence de phase des fonctions d'ondes des deux condensats supraconducteurs de part et d'autre de la jonction. L'équation Josephson DC traduit l'existence d'un supercourant pouvant circuler dans la JJ pourvu que la différence de phase ϕ soit non nulle, et ce, en l'absence de polarisation en tension. La seconde équation permet de voir le lien direct entre la tension aux bornes de la jonction et l'évolution de la différence de phase ϕ à la fréquence $2e/h = 483,597$ GHz/mV. Lorsque la JJ est polarisée avec une tension de 2 mV, la phase oscille à une fréquence proche de 1 THz. Réciproquement, lorsque la JJ est irradiée par un signal micro-onde de fréquence f_0 , la synchronisation du courant de paires dans la JJ se traduit par l'apparition de marches de courant dans la caractéristique $I(V)$, dites marches de Shapiro, pour des valeurs de tension constantes, multiples entiers de f_0 . Cette relation tension-fréquence dans les JJ (indépendante du type de JJ, de la polarisation ou de la température), est au cœur de la définition du standard du Volt aujourd'hui. Dans l'insert de la Figure 13d, on visualise des marches de Shapiro dans $I(V)$ sous éclairage micro-onde d'une JJ irradiée. Cela met ainsi en évidence l'effet Josephson AC dans la JJ irradiée. Notons toutefois que les marches de Shapiro sont une empreinte typique d'un

¹²Resistively-Shunted Junction.

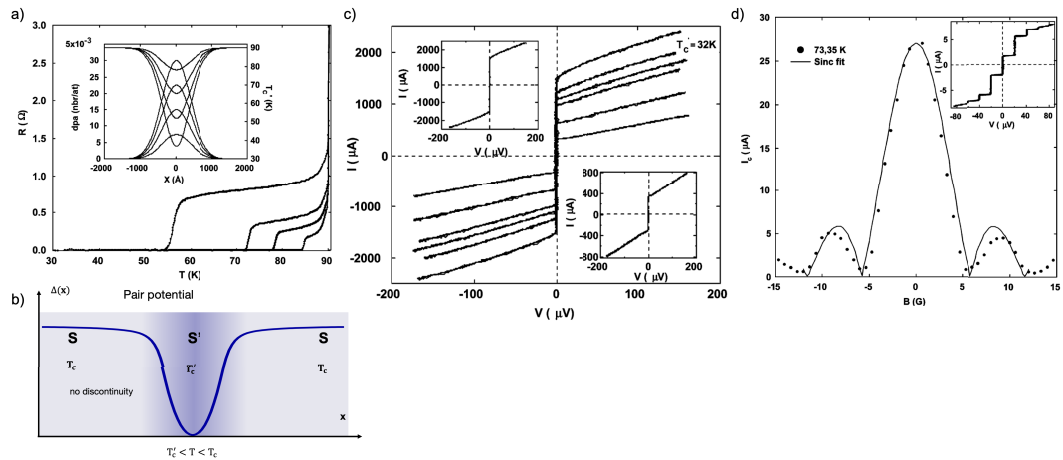


FIGURE 14. Jonction Josephson irradiée. (a) Résistance en fonction de la température pour des jonctions Josephson réalisées par irradiation ionique pour différentes doses d'irradiation. (b) Schéma représentant le paramètre d'ordre supraconducteur dans la JJ. Les fonctions d'onde des deux réservoirs supraconducteurs se recouvrent à T ($T_c' < T < T_c$) dans la partie normale de la jonction. (c) Caractéristiques $I(V)$ à température fixée $T = 32$ K pour des Jonctions Josephson (JJ) de différentes doses d'irradiation. (d) Modulation du courant critique en fonction du champ magnétique. Insert : Marches de Shapiro dans la courbe $I(V)$ d'une jonction sous rayonnement micro-ondes (9.5 GHz).

lien faible entre deux réservoirs supraconducteurs (JJ, nanofil, métal ...) sous irradiation micro-onde [124]. Nous verrons dans le cas des nanofils de cuprates que la relation courant-phase peut différer d'un lien faible à l'autre.

Le test le plus rigoureux pour vérifier la qualité de la JJ irradiée reste la modulation de I_c en fonction du champ magnétique appliqué, visible à la Figure 13d. La modulation suit un motif de Fraunhofer pour de la lumière diffractée par une fente, dont l'ajustement est celui attendu pour une jonction rectangulaire dans la limite des petites jonctions parcourues par une densité de courant homogène.

Les principaux avantages de la technique d'irradiation ionique pour réaliser les JJ sont :

- des films $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de haute qualité, disponibles commercialement.
- les paramètres des jonctions tels que R_n , I_c et la température de fonctionnement peuvent être adaptés simplement en choisissant la largeur de la fente, la dose et l'énergie des ions.
- il n'y a pas de contrainte de conception, et le procédé est, par nature, très évolutif.

Un désavantage des JJ irradiées reste la faible valeur du produit $I_c R_n$ 0.1 mV à 50 K, quantité corrélée au seuil de fonctionnement optimal de la JJ.

Dans le paysage des JJ dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, d'autres types de JJ existent, celles dites à joint de grain [125]. Plusieurs techniques existent pour les réaliser : la technologie bi-cristalline (dépôt épitaxial sur un substrat de départ bi-cristallin disponible commercialement), la technologie bi-épitaxiale (différents axes d'orientation de croissance du film d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ induits par l'utilisation de substrat de départ structuré, en présence ou non de couches tampons par endroit), la technologie dite « step-edge » (croissance épitaxiale sur un substrat pré-structuré possédant une marche). Dans ce type de JJ, le produit $I_c R_n$ peut être beaucoup plus élevé (jusque $I_c R_n = 12$ mV à 0,3 K pour les JJ fabriquées par bi-épitaxie) mais au prix d'un procédé de fabrication bien plus complexe et d'une flexibilité moindre dans le design.

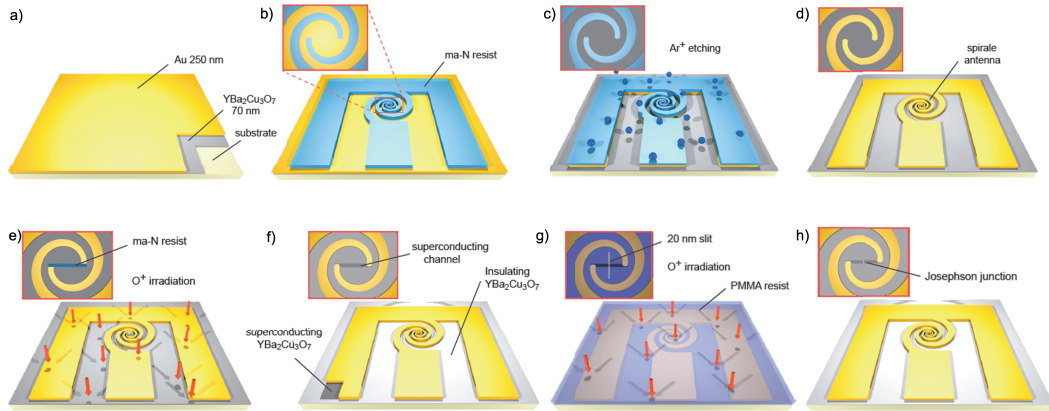


FIGURE 15. (a) Film commercial de départ déposé par CVD par Ceraco. Le film d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ d'une épaisseur de 70 nm est déposé sur un substrat de saphir, il est recouvert d'une couche d'or in situ de 250 nm. (b) Antenne en spirale dans la ligne de transmission CPW définie dans une résine négative ma-N de 500 nm d'épaisseur. (c) Gravure de la couche d'or par faisceau d'ions Ar à une énergie de 500 eV. (d) Antenne en or dans la ligne de transmission CPW (Coplanar Waveguide) sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. (e) Irradiation à forte dose par ions oxygène à une énergie de 70 keV pour rendre le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ exposé isolant. Le canal de 1 μm de large au centre de l'antenne est protégé une masque de résine de 500 nm réalisé par lithographie électronique. (f) Motifs des régions supraconductrices et isolantes en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. (g) Irradiation par des ions oxygène à faible dose d'énergie 110 keV à travers une fente de 20 nm de large dans une résine PMMA de 500 nm d'épaisseur pour réaliser la jonction Josephson. (h) Dispositif après nettoyage de la résine.

La fabrication des dispositifs à base d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradiées est réalisée en grande partie à l'ESPCI Paris et dans le consortium « Salle Blanche Paris », les étapes d'irradiation ionique étaient réalisés à l'institut ICUBE de Strasbourg et la fente nm ou le FIB He au C2N en collaboration avec C. Ulysse.

2.1.8. Les détecteurs hétérodynes THz à base de jonctions Josephson irradiées

La région THz du spectre électromagnétique (0,3 à 10 THz) est une région à cheval entre plusieurs domaines de recherche, notamment la physique, l'astronomie, la chimie, la science des matériaux, les communications, la biologie et la médecine.

Cette région du spectre n'est pas pleinement exploitée en raison du nombre limité de sources et de détecteurs appropriés. Bien qu'un large éventail de technologies ait récemment commencé à combler le « gap » THz, il existe toujours un besoin de détecteurs à haute sensibilité et haute résolution, à faible consommation d'énergie, pouvant être intégrés dans un petit volume. Les dispositifs à base de supraconducteurs à haute Température Critique (T_c) sont de bons candidats. Ils peuvent fonctionner à haute fréquence (quelques THz) et à une température assez élevée (77 K) facilement atteignable avec un cryostat simple et compact.

Les mélangeurs Josephson utilisent la non-linéarité des caractéristiques courant-phase pour mélanger les fréquences. La fréquence maximale de fonctionnement est liée au produit $I_c R_n$, ou fréquence caractéristique $f_c = 2e/h \cdot I_c R_n$, du système. Cette fréquence peut être aussi élevée que l'énergie de gap des supraconducteurs (≈ 25 mV pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$).

À la Figure 16b, une JJ a été intégrée dans une antenne log-spirale à large bande, connectée à une sortie RF adaptée en fréquence à quelques GHz. Toutes les étapes de fabrication du dispositif

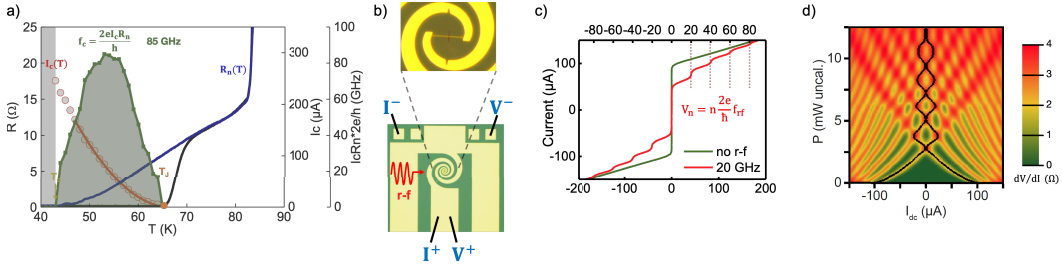


FIGURE 16. (a) Caractéristiques DC de la JJ : résistance versus température $R(T)$, courant critique en fonction de la température $I_c(T)$, et Résistance normale en fonction de la $R_n(T)$ extraite de l’ajustement des courbes $I(V)$ par le modèle RSJ. (b) Images optiques d’une JJ dans une antenne spirale insérée dans une ligne co-planaire RF. (c) Marches de Shapiro pour une irradiation micro-onde à 20 GHz incidente sur la JJ. (d) Résistance dynamique en niveau de couleurs en fonction du courant de la polarisation et de la puissance RF incidente sur la JJ.

à partir d’un film mince d’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, sont décrites à la Figure 15a–f. Les caractéristiques — résistance en fonction de la température — $R(T)$ et — courant critique en fonction de la température — $I_c(T)$ de la JJ sont tracées à la Figure 16a. Les $I(V)$ de la JJ sous illumination micro-onde présentent des marches de Shapiro, Figure 16c. La JJ a ensuite été irradiée simultanément par deux sources micro-ondes de fréquence distincte, Figure 17a. Le spectre de puissance à la fréquence intermédiaire (6 GHz) est illustré à la Figure 17b, pour une irradiation avec deux signaux micro-onde de fréquence 140 GHz et 146 GHz. Le signal présente un pic de 20 dB au-dessus du niveau de bruit, et la largeur du signal est limitée par l’instrumentation. Nous avons pu montrer la possibilité de réaliser du mélange jusqu’à 410 GHz [118]. La Figure 17c montre la puissance reçue à la fréquence intermédiaire (6 GHz) pour des irradiations incidentes à $f_{LO} = 410$ GHz et $f_{\text{signal}} = 416$ GHz. Il y a une forte atténuation, mais la détection est clairement visible. Ces dispositifs ont une réponse linéaire sur trois à cinq décades de puissance de signal, et sur deux décades de puissance de l’Oscillateur Local. Ils peuvent fonctionner avec une puissance de 100 pW à 10 nW. Ces niveaux extrêmement bas sont à comparer aux dizaines de mW nécessaires pour les mélangeurs à base de semi-conducteurs, ils sont donc compatibles avec la puissance émise par un réseau de JJ. Le comportement de ces dispositifs à base de JJ a été modélisé numériquement en faisant appel au modèle à trois ports pour le mélangeur Josephson [119], lequel fait intervenir la matrice d’impédance croisée entre les tensions et les courants AC des trois ondes intervenant dans le mélangeur Josephson : le Signal, l’Oscillateur Local et le battement à la Fréquence Intermédiaire. Dans le cadre de ce modèle, l’efficacité de conversion η s’exprime comme un produit de trois termes : deux d’entre eux soulignent l’importance de l’adaptation d’impédance aux fréquences d’entrée (signal) et de sortie (FI), et le troisième caractérise la sensibilité intrinsèque de la jonction à une perturbation du signal. Le rendement de conversion optimal peut être exprimé comme le rapport entre la fréquence caractéristique f_c et la fréquence de l’Oscillateur Local f_{LO} . C’est pourquoi la fréquence caractéristique f_c doit être aussi élevée que possible.

2.1.9. Réseau de JJ pour la synchronisation de JJ

Un des objectifs phare dans l’implantation des JJ en tant que détecteur hétérodyne THz intégré est la possibilité de mettre sur une même puce, des JJ de détection et des JJ de génération de signaux micro-ondes, ou Oscillateur Local. La flexibilité de la technique d’irradiation réside à la fois dans la possibilité de réaliser autant de JJ que l’on souhaite sur une puce d’ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de

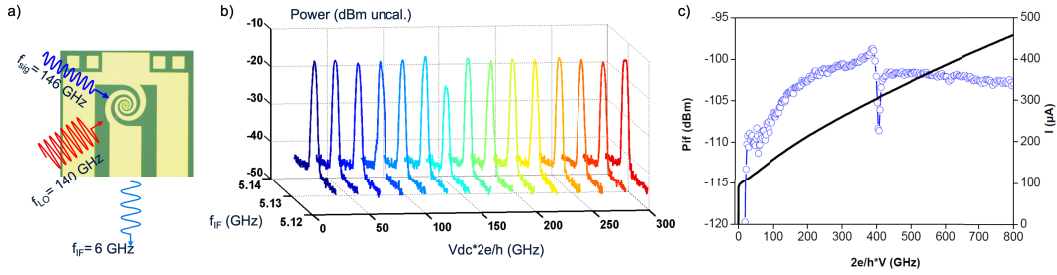


FIGURE 17. (a) Images optiques d'une JJ dans une antenne spirale insérée dans une ligne coplanaire RF avec la schématisation de l'irradiation par deux signaux micro-ondes : l'Oscillateur Local (OL) à 140 GHz et le Signal autour de 146 GHz, produisant un battement FI à $f_{IF} = 5,13$ GHz à l'issue du mélangeur Josephson. (b) Spectre correspondant du signal montrant le pic à la Fréquence Intermédiaire (FI), dont la puissance varie avec la tension dc (V_{dc}). La puissance du signal IF (P_{IF}) diminue à $V_{dc} * 2e/h = 140$ GHz, à l'endroit de la première marche de Shapiro sur la courbe $I(V)$. (c) Puissance du signal à la FI (P_{IF}), échelle de gauche, et courant dc, échelle de droite, en fonction de la tension mesurée à $T = 53$ K pour deux fréquences incidentes $f_{LO} = 410$ GHz et $f_{signal} = 416$ GHz, la puissance du signal est du même ordre que celle de l'OL.

10 mm \times 10 mm, et dans le fait de pouvoir les placer à moins de 100 nm l'une de l'autre, afin d'augmenter leur couplage jusqu'à les synchroniser.

Nous avons réalisé des réseaux de 4 et 8 JJ en série, insérés dans une antenne spirale (Figure 18a), en faisant varier la distance entre les JJ (80 nm et 960 nm). Les simulations SRIM, Figure 18b, montrent que les jonctions de 80 nm devraient être indépendantes dans les conditions d'irradiation standard. Les caractéristiques $R(T)$ et $I_c(T)$, pour différents espacements des JJ, sont présentées à la Figure 18a, pour $N = 4$ et $N = 8$ JJ espacées de $S = 80$ nm et $S = 960$ nm les unes des autres. Le comportement « sous irradiation micro-onde » de ces dernières est remarquable, et ouvre la voie à une véritable compréhension du mécanisme de synchronisation de ces JJ. La Figure 18 montre que la longueur des marches de Shapiro correspond à la fréquence d'irradiation $f_0 = 20$ GHz pour les JJ rapprochées, alors qu'elle correspond à $4f_0 = 80$ GHz pour les JJ éloignées. Cela suggère que les JJ espacées de 80 nm se comportent comme une seule et même JJ étendue, résultat d'une synchronisation entre elles, quand les JJ séparées de 960 nm sont indépendantes. Les expériences de mélange hétérodyne sur ces marches de Shapiro géantes à 20 GHz et 150 GHz indiquent que la fréquence caractéristique du réseau reste dans la gamme de 150 GHz. Par la suite, le remplacement d'une jonction unique par un réseau de JJ devrait permettre d'améliorer l'adaptation en impédance des mélangeurs Josephson en augmentant le produit $I_c R_N$ et, par la même, l'efficacité de conversion des mélangeurs Josephson. Par ailleurs, le verrouillage de phase entre les jonctions d'un réseau devrait permettre également d'améliorer la température de bruit du mélangeur.

2.1.10. JJ irradiées par FIB He

Plus récemment, nous avons fabriqué des JJ par la technique d'irradiation par un faisceau d'ions hélium focalisé (He FIB), voir Figure 19a. Nous avons étudié leurs propriétés DC et RF dans la gamme des 10 GHz à 40 GHz. Nous avons pu montrer que leur produit $I_c R_N$, ou fréquence caractéristique associée, peut monter jusqu'à 300 GHz à basse température, ce qui est bien plus élevé que les valeurs obtenues pour des jonctions similaires réalisées à partir de l'irradiation ionique aux ions oxygènes, Figure 19b–d. Sous illumination micro-onde, les JJ présentent

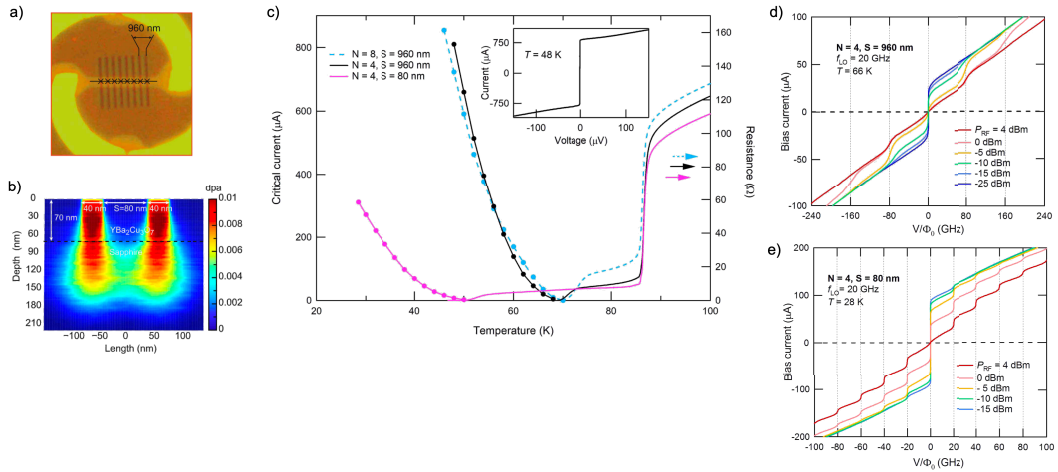


FIGURE 18. (a) Image optique d'un réseau de huit fentes de 40 nm de large séparées par 960 nm, ouvertes dans la résine PMMA. La taille apparente des fentes est limitée par la diffraction. Les croix noires indiquent les 8 JJ en série. (b) Simulation SRIM de l'irradiation de deux fentes de 40 nm de large, espacées de 80 nm dans 500 nm d'épaisseur, par des ions oxygène d'énergie 70 keV dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ exposé. (c) $R(T)$ et $I_c(T)$ pour $N = 4$ et $N = 8$ JJ placées à $S = 80$ nm et $S = 960$ nm les unes des autres. (d) et (e) $I(V)$ convertie en fréquence Josephson — exprimée en V/Φ_0 des réseaux de 4 JJ avec $S = 960$ nm (d) et $S = 80$ nm (e) sous irradiation micro-onde à $f_{LO} = 20$ GHz à différentes puissances P_{RF} . Des « marches de Shapiro géantes » apparaissent pour $S = 960$ nm. Dans les deux cas, les caractéristiques $I(V)$ sont semblables.

également des marches de Shapiro, illustré à la Figure 20a et 20b, dans les caractéristiques $I(V)$, lesquelles sont bien décrites par le modèle RSJ pour des jonctions SNS avec bruit thermique.

En utilisant la méthode dite de la « detective response » ou réponse du détecteur [126] (Figure 20c), il est possible d'extraire la largeur de raie Josephson¹³. Nous avons démontré que l'oscillation Josephson propre de la JJ n'est limitée que par le bruit thermique dans le modèle RSJ pour des températures allant de $T \sim 20$ K à 75 K. Cette méthode est prometteuse pour plusieurs raisons. La résolution de cette technique permet de mettre des JJ de plus en plus proches. Cela augmente le phénomène de synchronisation d'un réseau de JJ ainsi que la fréquence caractéristique. L'efficacité de conversion de l'antenne s'en trouve d'autant amélioré, et ce, à faible bruit. Cette technique ouvre également la voie de réalisation de réseau de JJ synchronisées pour la réalisation d'un émetteur THz on-chip ajustable en fréquence. Il est donc envisageable d'intégrer source et détecteur directement sur la même puce pour fabriquer un nouveau genre de détecteur hétérodyne de signaux THz.

Les JJ irradiées permettent de fabriquer des dispositifs sensibles au champ que nous allons décrire par la suite.

2.1.11. SQUIDS et SQIF à base de JJ irradiées

Une boucle de courant supraconductrice interrompue par deux JJ, munie de deux contacts de courant et de tension, réalise un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) [127].

¹³Une telle mesure est réalisée par détection synchrone de la tension aux bornes de la jonction, à une modulation à basse fréquence du signal RF irradiant la jonction. La transformée de Hilbert du signal détecté permet d'extraire la densité spectrale de puissance en tension qui n'est autre que le spectre de l'oscillation Josephson.

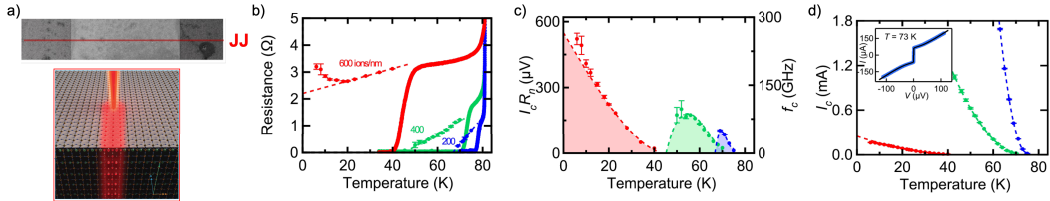


FIGURE 19. (a) Image d'un JJ en utilisant le mode d'imagerie du microscope He-FIB. La zone gris clair entre les lignes pointillées est le canal supraconducteur défini par FIB. La ligne horizontale est la zone irradiée à la dose de 600 ions/nm correspondant à la barrière du JJ. En dessous, vue d'artiste de l'irradiation ionique tirée de [111]. (b), (c) et (d) Courbes $R(T)$, $I_c R_n$ et $I_c(T)$, respectivement, des JJ à différentes doses d'irradiation (code couleur conservé) : 200 ions/nm (bleu), 400 ions/nm (vert) et 600 ions/nm (rouge). Sous T_J , R_n (symboles) est extraite de l'ajustement des courbes $I(V)$ par le modèle RSJ.

Dans un tel dispositif, la phase aux bornes des deux jonctions est directement sensible au flux total dans la boucle (i.e. flux du champ magnétique et flux induit par le supercourant circulant dans la boucle) : le courant critique dans le SQUID est modulé avec une périodicité en unité de quantum de flux $\Phi_0 = h/2e$. Ces dispositifs sont très sensibles à la dynamique de l'électronique de rétroaction, laquelle limite en pratique la bande passante du SQUID à 100 MHz dans le meilleur des cas, à moins qu'une mise en œuvre particulière ne soit utilisée pour atteindre le gigahertz, au prix d'une réduction drastique de la bande passante de fonctionnement. Lorsque plusieurs SQUIDS de différentes tailles sont placés en série, ils réalisent un filtre à interférences quantiques supraconducteurs (SQIF). La réponse en tension du SQIF à un champ magnétique externe appliqué est à valeur unique contrairement au SQUID. En courant continu, cette réponse est très élevée et symétrique autour du champ magnétique zéro, avec une partie linéaire étendue, sans avoir recours à de l'électronique de rétroaction et sans limitation de la fréquence. Les SQIFs ont été développés pour des applications en magnétométrie [128], et ils présentent aujourd'hui des propriétés particulièrement intéressantes en tant que récepteur radiofréquence ou antenne radar pour les applications hyperfréquences dans le domaine des télécommunications et des systèmes radars. En effet, le SQIF est alors sensible uniquement à la composante magnétique de l'onde électromagnétique incidente, contrairement au cas des antennes classiques. Le développement d'une antenne compacte, sensible et très large bande (des fréquences DC jusqu'au GHz) fonctionnant à 70 K, ouvre des perspectives d'un plus grand éventail d'applications que la technologie équivalente en supraconducteur à basse température critique [129].

La méthode des JJ irradiées se prête tout particulièrement à la réalisation de SQUID. Le premier SQUID à base de JJ irradiées a été fabriqué par N. Bergeal durant sa thèse sous la direction de J. Lesueur. Plus récemment nous avons développé des filtres à interférences quantiques supraconducteurs (SQIF) à base de JJ irradiées ont été réalisés. Ces derniers sont des réseaux de SQUIDS ayant des tailles de boucles incommensurables (jusqu'à 2000 SQUIDS en série). Ils fonctionnent à basse fréquence puis dans la gamme de fréquences des gigahertz avec une sensibilité de l'ordre de centaines de $fT/\sqrt{\text{Hz}}$ avec une réponse linéaire sur 7 décades en puissance RF. Ces magnétomètres à base de JJ irradiées à large bande de fréquence, de taille inférieure à la longueur d'onde, fonctionnent à des températures cryogéniques modérées pour lesquelles des systèmes de refroidissement économiques et compacts sont disponibles. Nous avons effectué une revue des différentes applications mettant en œuvre des JJ irradiés. Nous allons consacrer la suite de ce travail aux nanofils de cuprates, autre briques de base de nombreuses applications. Nous discuterons en particulier la physique de ces objets et leur potentiel intégration notamment pour la réalisation de détecteurs de photon unique.

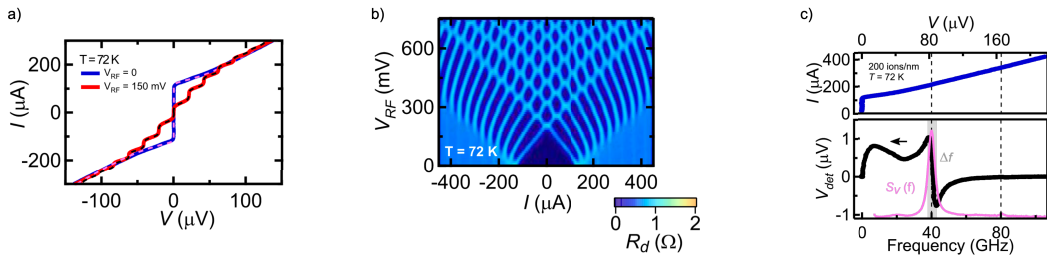


FIGURE 20. Marches de Shapiro et Bruit d'une JJ au FIB He. (a) Caractéristiques $I(V)$ de la JJ à 200 ions/nm sous irradiation micro-onde à $f = 10\text{ GHz}$. (b) Graphe en couleur de la résistance dynamique R_D pour la JJ à une dose de 200 ions/nm laissant apparaître les marches de Shapiro. (c) La distance Δf entre les extrema correspond à la largeur de ligne de l'oscillation Josephson. $S_v(f)$ extraite de la transformée de Hilbert inverse de la réponse normalisée $g(V)$ (rose), dont la largeur est Δf (gris).

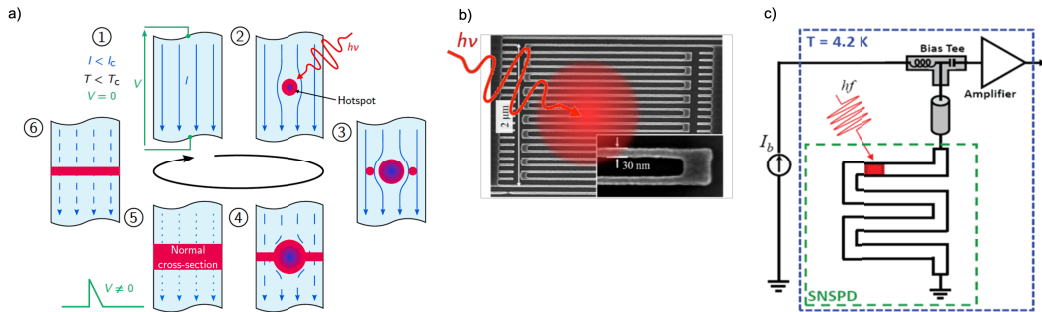


FIGURE 21. Les détecteurs de photon unique : mécanisme générale. (a) Mécanisme de détection décrit dans le texte. (b) Photo MEB d'un méandre typique en présence d'un photon incident schématisé. (c) Vue d'ensemble du circuit de lecture d'un SNSPD. Le dispositif est représenté comme un méandre dans lequel un point chaud résistif n'occupe qu'une petite fraction du nanofil total. Le dispositif est polarisé en courant via l'inductance d'un Bias Tee, tandis que le signal transitoire issu de la détection est collecté par couplage capacitif du composant micro-onde, amplifié ensuite à haute fréquence [132].

2.2. Nanofils supraconducteurs pour la détection de photons uniques

Depuis une vingtaine d'années, de nouveaux détecteurs ont été mis au point dont le principe de détection diffère du schéma usuel. Ce détecteur consiste en un fil très fin et étroit¹⁴ de matériaux supraconducteurs, dans lequel un photon unique peut générer une impulsion de tension mesurable [130], d'où son nom de Superconducting Single Photon Detectors (SSPD). Son fonctionnement est décrit à la Figure 21a [131] : un nanofil supraconducteur est polarisé juste en dessous de son courant critique, Figure 21a-1.

Lorsqu'un photon d'énergie supérieure au gap supraconducteur est absorbé, il casse les paires de Cooper et crée une zone normale, appelée point chaud (Figure 21a-2). Cette région normale dévie les supercourants, Figure 21a-3, qui se propagent sur les bords du fil, jusqu'à dépasser la densité de courant critique (Figure 21a-4). Le nanofil passe alors localement à un état résistif,

¹⁴Nanofils de 4 nm d'épaisseur, 100 nm de largeur et quelques dizaines de micromètres de longueur.

lequel génère une impulsion de tension, Figure 21a-5. Enfin, Figure 21c, le point chaud se dissipe par interaction électron-électron, électron-phonon du supraconducteur et phonon-phonon du substrat (Figure 21a-6). Le détecteur revient alors à son état initial, prêt pour un nouvel événement de détection. Pour cette dernière étape, il est nécessaire que le nanofil soit inséré dans un circuit séparant la contribution DC (polarisation en courant continu du fil) de la partie RF (détection du signal d'une durée de la ns) à l'aide d'un Bias-Tee, schématisé à la Figure 21c.

Nous avons décrit le mécanisme originalement proposé dit de « point chaud à cœur normal » [130], et nous reviendrons plus tard sur les raffinements de ce modèle pour tenter de décrire les processus microscopiques en jeu lors de l'interaction entre le photon et le nanofil supraconducteur, lesquels ne font pas encore consensus. Pour obtenir de meilleurs rendements, le nanofil doit être fin, typiquement de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur. Sa largeur doit être de l'ordre de la longueur de pénétration magnétique dans les matériaux supraconducteurs (typiquement 100 nm). Pour optimiser la surface de détection, le nanofil est généralement long (10 μm) et replié sur lui-même dans la surface d'un pixel, Figure 21b. Ces détecteurs sont à large bande puisque le mécanisme de détection n'est pas basé sur une énergie spécifique. En outre, ils présentent un faible taux de comptage d'obscurité car aucun processus d'ionisation n'est impliqué dans l'événement de détection. De nos jours, les SNSPD basés sur des matériaux conventionnels à faible T_c tels que le NbN, le NbTi ou le WSi [130, 131, 133, 134] surpassent à bien des égards leurs homologues à base de semi-conducteurs [133] et sont disponibles dans le commerce partout dans le monde¹⁵. On peut noter quelques propriétés remarquables telles qu'une efficacité quantique élevée ($\sim 94\%$ à $\lambda \sim 1,31\ \mu\text{m}$ [135], 93% à $\lambda \sim 1,55\ \mu\text{m}$ [136]), une fréquence de fonctionnement élevée ($\sim 1.2\ \text{GHz}$ [137]), un faible taux de comptage d'obscurité intrinsèque (6×10^{-6} count/s) [138]), une faible gigue ($\sim 4.6\ \text{ps}$ largeur complète à mi-hauteur $\lambda \sim 1,55\ \mu\text{m}$ [139]) et une large gamme spectrale (du visible à l'infrarouge moyen [140, 141]) jusqu'à $10\ \mu\text{m}$ de longueur d'onde [142, 143]). Très récemment, cette contrainte de largeur a été largement relâchée : des détecteurs de photons uniques à partir de fils minces d'une largeur de l'ordre du micron ont été réalisés [143]. Toutefois, ces dispositifs fonctionnent à des températures ultra-basses, inférieures à 1 K, ce qui nécessite une cryogénie lourde et coûteuse en énergie, empêchant les applications à grande échelle.

Dans ce contexte, la fabrication de SNSPD avec des supraconducteurs à haute température critique (HTS SNSPD) présenterait deux avantages principaux : la capacité de travailler à une température plus élevée (environ 40 K) avec une cryogénie simplifiée et la possibilité de fonctionner à une fréquence plus élevée, grâce à un temps de relaxation électron-phonon plus court de deux ordres de grandeur [144]. Pour ces raisons, le développement d'un SNSPD à partir de supraconducteurs à haute température critique est au cœur d'une recherche intense dans le monde entier [145], basée sur des supraconducteurs à haute température critique dopés tels que $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ [146], $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ [147], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [148-154] — Figure 22a —, $\text{La}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ [155] — Figure 22b —, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [156], $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [157] — Figure 22d —. les supraconducteurs à haute température critique remplissent toutes les conditions requises pour la détection, telles que, pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ par exemple, une courte longueur de cohérence $\xi_{\text{YBCO}} \sim 2\ \text{nm}$ (comparable aux matériaux supraconducteurs à basse température utilisés pour les SNSPD : $\xi_{\text{NbN}} \sim 5\ \text{nm}$ [158]), un temps de recombinaison des quasi-particules intrinsèquement rapide ($\sim 1\ \text{ps}$ [159]), des courbes $I(V)$ hystériques [150, 159] et, en même temps, une température critique élevée $T_c \sim 87\ \text{K}$. Pendant plus d'une dizaine d'années, les efforts n'ont pas permis de montrer la sensibilité des nanofils au photon unique. Ce n'est que très récemment, qu'une première preuve de principe a été réalisée [157]

¹⁵<http://www.scontel.ru>, <https://www.idquantique.com/>, <https://singlequantum.com/>, <https://www.qdusa.com/> and <http://www.sconphoton.com> (2022).

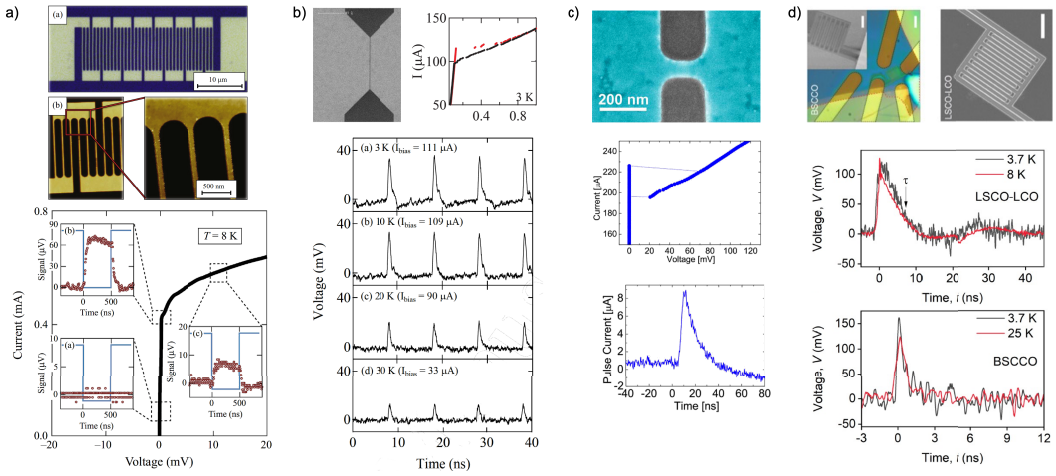


FIGURE 22. (a) Haut : image au microscope optique de nanofils $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ parallèles de 300 nm de large et image AFM de plusieurs nanofils $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de 130 nm de large. Bas : photo-réponse sous illumination optique pulsée à la longueur d'onde de 1550 nm à 8 K. Caractéristiques $I(V)$ à $T = 8$ K. Les trois encarts montrent le signal de photo-réponse résolu dans le temps (cercles rouges) mesuré à trois courants de polarisation, adapté de [148]. (b) Haut : image MEB du masque avant gravure permettant la réalisation de fils de $\text{La}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ de 100 nm de large, 10 μm de long, 5 nm d'épaisseur. Et $I(V)$ hystérique à 3 K. Bas : Photo-réponse transitoire d'un fil de $\text{La}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ de 100 nm de large, 10 μm de long, et de 5 nm d'épaisseur à différentes puissances d'impulsion laser. Le fil est éclairé par une impulsion laser femtoseconde de 1,56 μm de longueur d'onde à un taux de répétition de 100 MHz, et mesuré à 3 K avec $I_{\text{Bias}} = 111 \mu\text{A}$, adapté de [160]. (c) Nanofils ultra-minces (10–20 nm d'épaisseur, 65 nm de largeur, 200 nm de longueur) d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ optimalement dopé, non protégé, tiré de [149]. $I(V)$ hystérique à 4.9 K et pulse associé à un coup noir. (d) Nanofils réalisés en cuprates $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ à gauche et LSMO à droite. Pulse de détection avec une sensibilité au photon unique dans chacun des deux cuprates [157].

dans des nanofils de cuprates sur des couches ultrafines en dessous de 25 K à partir d'un nanofil supraconducteur à haute température, relançant la course à la réalisation d'un détecteur de photons uniques fonctionnant à environ 40 K, Figure 22.

Les principaux problèmes pour la réalisation de tels détecteurs proviennent de la croissance de films supraconducteurs à haute température ultra-minces et de leur mise en forme à l'échelle nanométrique [161-163]. Approcher l'échelle de longueur typique requise pour le fonctionnement des SNSPD et connue pour les bas T_c (typiquement 100 nm de large, 5 nm d'épaisseur, plusieurs μm de long pour les nanofils) constitue un défi majeur. L'autre problème est lié à la génération de points chauds auto-stabilisés lors de l'absorption de photons. Cela nécessite un nanofil homogène transportant une densité de courant approchant la limite de dépairisation théorique de Ginzburg-Landau de $J_d = 5 \times 10^8 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$ [164], avec des courbes $I(V)$ hystériques [150], signature d'un effet d'emballlement.

Les étapes de fabrication conduisent très souvent à la dégradation des propriétés supraconductrices.

Les films minces $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ exposés à l'air perdent facilement leur dopage optimal en oxygène, principalement en raison de la facilité avec laquelle les atomes d'oxygène migrent le

long des chaînes Cu–O [165], et de leur grande sensibilité aux défauts introduits [105]. Diverses techniques ont été proposées pour surmonter ces difficultés. On peut citer la gravure ionique à l'argon standard avec un ajustement très minutieux des paramètres de gravure pour éviter les effets de surchauffe et limiter l'interaction avec les ions correspondants [150], néanmoins les bords des fils gravés sont des zones favorables à l'échappement des atomes d'oxygène le long des chaînes Cu–O [165], phénomène amplifié pour les films ultra-minces. L'utilisation d'une couche de protection en or du film mince $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [166-168] ou un masque de carbone de 100 nm d'épaisseur [156, 169], améliore à la fois la fiabilité de la fabrication et l'homogénéité des propriétés supraconductrices. Cependant, la détection des photons nécessite l'élimination de cette couche protectrice, étape supplémentaire qui endommage généralement les propriétés supraconductrices. Une approche alternative à la gravure à l'argon est basée sur la gravure directe du film par un faisceau d'ions focalisés de Ga^{3+} [110, 168, 170]. Cette méthode offre une résolution plus élevée que le processus de lithographie électronique habituel. Les doses utilisées sont plus faibles que dans la gravure Ar conventionnelle, limitant ainsi l'introduction de désordre. Cependant, les ions Ga^{3+} empoisonnent $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, et endommagent les propriétés supraconductrices.

2.3. Nanofils en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ pour la réalisation de SNSPD

Nous avons montré la réalisation et la caractérisation de méandres de centaines de microns de long conçus dans des films minces d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de 30 nm d'épaisseur. Leurs largeurs sont de 100 à 750 nm, illustré sur l'image AFM du dispositif de 100 nm à la Figure 24a, et les surfaces de détection correspondantes de 562 à 45 μm . Nous avons mesuré les propriétés des dispositifs en courant continu et en hyperfréquences, qui s'avèrent être en bon accord avec les prédictions théoriques. En particulier, l'inductance cinétique L_K des dispositifs, Figure 24b et 24c, paramètre clé qui régit le temps de réinitialisation L/R_L d'un SNSPD (R_L est la résistance de charge du circuit), a été extraite. Sa valeur et sa dépendance en température, donnée par la profondeur de pénétration de London, correspondent très bien aux valeurs attendues dans l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [151]. Cette première réalisation de nanofils très longs a mis en œuvre la technique d'irradiation ionique sur des films minces de structure : CeO_2 (8 nm)/ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (30 nm)/ CeO_2 (40 nm)/Sapphire (500 μm). Ceux-ci nécessitent une étape préalable de gravure de la couche de CeO_2 pour prendre le contact sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, conduisant à des résistances de contact globalement élevées, et menant à une dissipation sous les contacts également élevée. La mesure de l'inductance cinétique est un des éléments clé de la dynamique du pulse de détection mais elle ne garantit pas la formation du point chaud.

Pour nous affranchir de l'étape de gravure de la couche de protection de CeO_2 conduisant inéluctablement à une dégradation de la couche $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, et pour garantir un contact ohmique sur la couche supraconductrice, nous avons proposé en collaboration avec J. Briatico de Thalès et l'entreprise Ceraco, un nouveau type de structure d'échantillons. Ces derniers sont composés d'une couche de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ protégée par un disque de CeO_2 de 5 mm de diamètre et de 8 nm d'épaisseur au centre du film mince de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, le tout recouvert d'un film de 20 nm d'épaisseur déposé in-situ, Figure 23a-1. A la Figure 23, nous avons schématisé toutes les étapes de fabrication et présenté des photos SEM de certaines réalisations. Cette technique a permis d'assurer une excellente qualité en termes de propriétés supraconductrices, Figure 25a. En suivant les prédictions théoriques [164] et empiriques [171], nous avons recherché la présence d'hystérèses dans les caractéristiques $I(V)$. Nous avons pu observer l'existence d'une valeur seuil de densité de courant critique $j_c \sim 5 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$, au-delà de laquelle les caractéristiques I_V présentent systématiquement une hystérèse propice au développement d'un point chaud. Cette observation empirique est comprise dans le cadre du modèle de Skocpol, Beasley et Tinkham, et

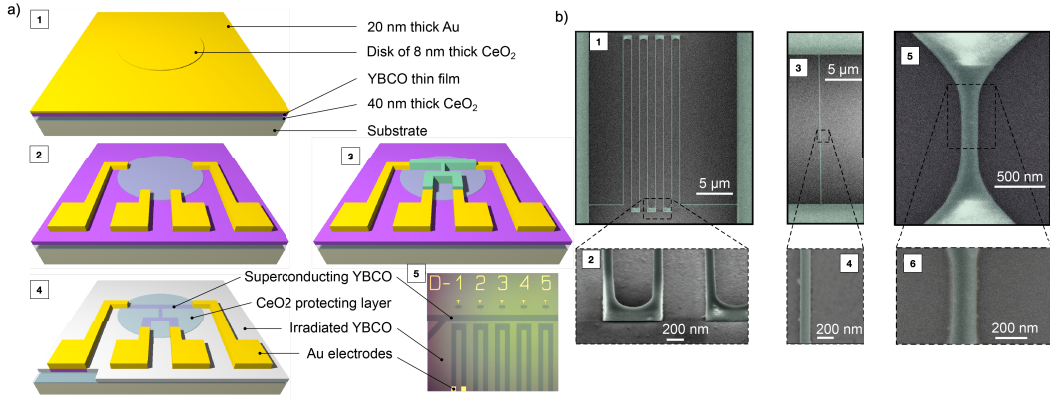


FIGURE 23. Réalisation de Nanofils encapsulés en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradiés. (a) Étapes de fabrication des nanofils : 1 — Film mince composé d'une couche de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ protégée par un disque de CeO_2 de 5 mm de diamètre et de 8 nm d'épaisseur protégeant la zone centrale du film mince de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, recouvert entièrement d'un film de 20 nm d'épaisseur déposé in-situ. 2 — Fabrication des électrodes de contacts par lithographie laser, dépôt de Ti/Au puis lift-off. 3 — Réalisation du masque de résine par lithographie électronique pour définir les électrodes supraconductrices et les nanofils protégés par le CeO_2 et non recouverts d'au. 4 — Lift-off de la résine après irradiation de l'ensemble de l'échantillon. [5] Image prise au microscope optique des électrodes et fils supraconducteurs après lift-off. (b) Images MEB de différents dispositifs réalisés dans un film de 30 nm d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ protégé par une couche de CeO_2 de 8 nm d'épaisseur. La partie visible est la résine qui protège contre l'irradiation ionique. [1] Géométrie en méandre d'un long nanofil de dimension $450 \mu\text{m} \times 500 \text{nm}$. 2 — Vue inclinée d'une partie du méandre illustré dans le panneau 1. 3 — Nanofils de dimension $150 \text{nm} \times 20 \mu\text{m}$ avec un Zoom — panneau 4 — sur une partie du long fil. 5 — Court nanofil dont les dimensions sont de $200 \text{nm} \times 500 \text{nm}$. [6] avec un Zoom — panneau 5-sur une partie du fil.

a déjà été observée dans d'autres travaux [150, 155, 157]. Les valeurs de sauts en tension observés dans nos nanofils sont les plus haut jamais relevés [172].

L'étude des caractéristiques $I(V)$ en température Figure 26a en échelle log-log, met en évidence la présence de plusieurs régimes de tension à mesure que le courant dans le fil augmente : flux creep, flux flow, switching. L'irradiation micro-onde du nanofil révèle l'existence de marches de Shapiro entières et fractionnaires, illustrées à la Figure 23c,d. Nous avons pu montrer que les marches de Shapiro observées dans notre lien faible pouvaient être décrites dans le cadre du modèle RSJ [174], en y introduisant une relation courant-phase non-sinusoidale proposée par Likharev [175] 2π -périodique¹⁶ :

$$\frac{d\Phi}{dt} + I_S = I_{DC} + I_{AC} \sin \omega t + I_{\text{Noise}} \quad (5)$$

$$I_S = I_C \frac{3\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\Phi}{L/\xi(T)} - \left(\frac{\Phi}{L/\xi(T)} \right)^3 \right).$$

L'accord entre simulation et expériences est très bon, Figure 27b-1 et 2. Toute relation courant-phase non sinusoidale conduit donc à la présence de marches de Shapiro fractionnaires. Une telle adéquation simulation/expérience laisse envisager que nos nanofils se comportent comme

¹⁶La relation courant-phase Josephson sinusoidale dans la limite des fils longs de longueur L devient asymétrique, peut être multivaluée et approximée sous cette forme [175].

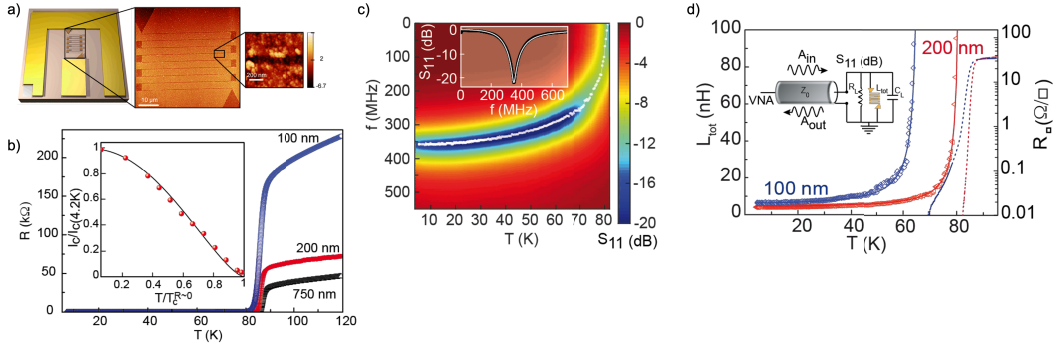


FIGURE 24. (a) Schéma d'un échantillon typique consistant en un nanoméandre incorporé dans une ligne CPW en or. Images AFM du méandre avec un zoom sur le canal conducteur défini par irradiation ionique. (b) $R(T)$ des méandres de largeurs 100 nm (bleu), 200 nm (rouge), et 750 nm (noir). Insert : $I_c(T)$. (c) Graphe en niveau de couleurs de S_{11} en fonction de la fréquence et de la température pour le méandre de 200 nm de large montrant le décalage de la fréquence de résonance f_0 avec la température. Insert de (b) : S_{11} en dB à $T = 30$ K pour le méandre de 200 nm de large (ligne noire) avec son fit théorique. (d) Dépendance de la température de L_{tot} pour les différentes largeurs de méandres : 100 nm de large (diamants bleus), 200 nm (triangles rouges). Les ajustements correspondants sont en lignes continues [151]. Encadré (d) : vue schématique du circuit résonnant.

des liens faibles de type SS'S. Cette description ne fait pas intervenir les vortex, ingrédients incontournables dans un supraconducteur de type II comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Afin de tenir compte de la dynamique des vortex Abrikosov naturellement présents dans les nanofils d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, nous avons effectué des simulations numériques du transport dans le cadre de la théorie de Ginzburg–Landau dépendante du temps (TDGL) pour un nanofil de 50ξ nm par 50ξ nm, valable dans le cadre d'un supraconducteur 2D, i.e. infiniment fin. Les équations de base de la théorie TDGL sont des équations aux dérivées partielles non linéaires couplées pour le paramètre d'ordre complexe Ψ et pour le potentiel vecteur \mathbf{A} — le potentiel scalaire est généralement éliminé par un choix approprié de la jauge —. Elles sont une généralisation de la théorie Ginzburg–Landau, initialement développée dans les années 50. Dans le cadre de la théorie pour la transition de phase supraconductrice, l'état du système y est décrit par un paramètre d'ordre complexe Ψ .

Au cours ce travail [176], nous avons réalisé la résolution numérique des équations TDGL sans dimension par la méthode des variables liées [177, 178]¹⁷. Remarquons que dans le cas d'un film ultra-mince, la longueur de pénétration de London effective (ou de Pearl) est bien plus grande que la taille de l'échantillon. On peut donc se placer dans la limite où le champ magnétique et la densité de courant critique sont homogènes. La seconde équation est alors nulle. Pour résoudre le problème, nous devons satisfaire également l'équation de Poisson pour le potentiel scalaire μ ¹⁸

17

$$u \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\mu \right) \Psi = \Psi - |\Psi|^2 \Psi + (\Delta - i\mathbf{A})^2 \Psi$$

$$\kappa^2 \Delta \times (\Delta \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_N + \mathbf{J}_S \quad (6)$$

avec u un paramètre sans dimension qui dépend spécifiquement du supraconducteur considéré (pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $u = 5,79$), Ψ est le paramètre d'ordre adimensionné en unité de $\Psi_0 = \sqrt{|a|/b}$, μ est le potentiel scalaire en unité de $\mu_0 = c\phi_0/9\pi^2\lambda^2\sigma$, \mathbf{A} est le potentiel vecteur en unité de $\xi H_{c2} = hc/4\pi e\xi$ et le courant est en unité de $j_0 = c\phi_0/8\pi^2\lambda^2\xi$. $\kappa = \lambda/\xi$ est grand (entre 4 et 25), et l'unité de longueur est ξ , la longueur de cohérence.

¹⁸ $\Delta\mu = \Delta \cdot \mathbf{J}_S$.

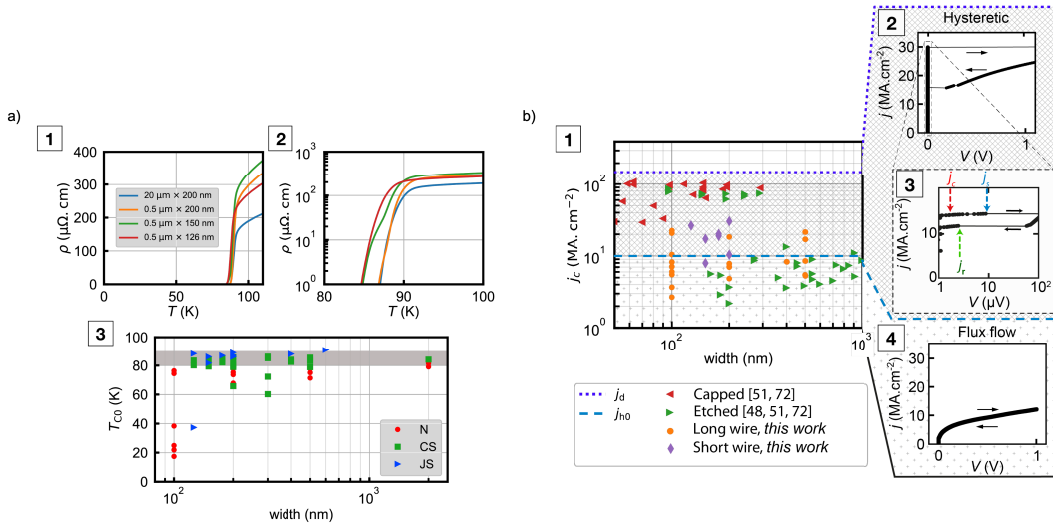


FIGURE 25. Nanofils irradiés supraconducteurs : comportement hystérique. (a) Évolution en température de la résistivité des nanofils supraconducteurs fabriqués à partir de film d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de 30 nm d'épaisseur, en échelle linéaire [1] et logarithmique [2]. [3] Évolution de la température critique à résistance nulle T_{c0} en fonction de la largeur pour des nanofils disposés sur des échantillons de 30 nm d'épaisseur de différents types. (b) [1] Évolution de la densité de courant critique j_c à 10 K en fonction de la largeur du nanofil. Selon la valeur de j_c les nanofils appartiennent à deux catégories : si $j_c > j_{h0}$ la courbe IV est hystérique comme représentée en [2] et [3], tandis que pour $j_c < j_{h0}$ la courbe IV a un comportement de « flux flow » comme le montre [4]. Les cercles oranges et les diamants violets représentent respectivement les densités de courant critique pour nos nanofils courts et longs, tandis que les triangles rouges et verts sont les densités de courant critique pour les nanofils protégés et non protégés, réalisés à l'aide d'autres techniques [161, 166, 173]. [3] Courbe $I(V)$ hystérique en échelle log-log avec un zoom autour de 0 V. Le courant de switching j_s (flèche rouge), le courant de retour j_r (flèche verte) et le courant critique j_c (flèche bleue) sont précisés.

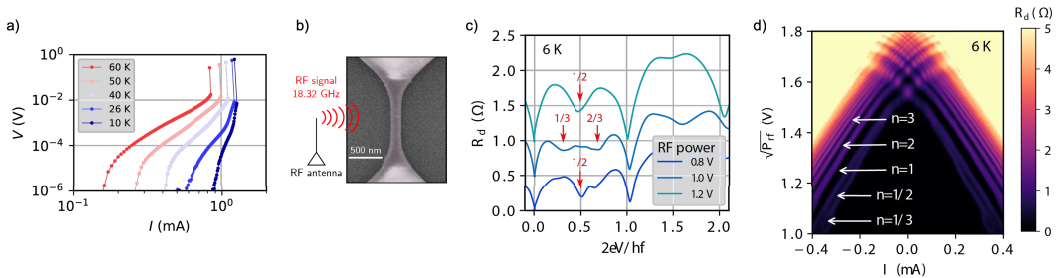


FIGURE 26. (a) $I(V)$ d'un nanofil d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de 125 nm de large, 500 nm de long, à différentes températures en échelle log-log. (b) Image MEB du nanofil sous illumination micro-onde à 18.32 GHz. (c) Apparition des marches de Shapiro fractionnaires dans la résistance dynamique du nanofil à 6 K. (d) Graphe en niveau de couleurs de la résistance dynamique $R_d = \partial V / \partial I$ en fonction de la puissance RF et du courant de polarisation à 6 K.

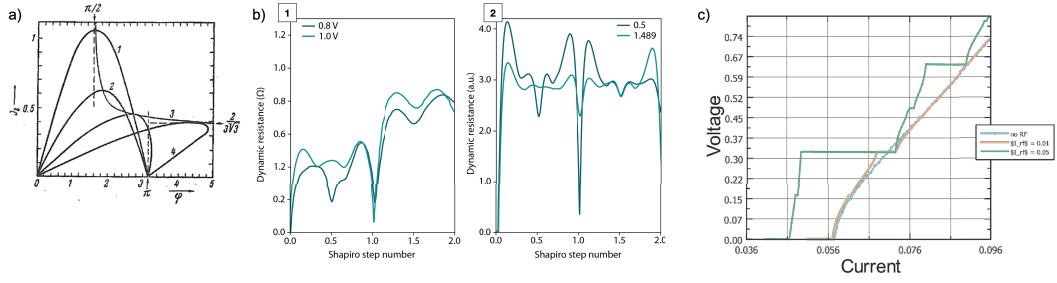


FIGURE 27. Relation courant-phase dans les nanofils irradiés. (a) Relation courant-phase pour différentes longueurs du pont supraconducteur extrait de [175]. (b)[1] et [2] Résultats expérimentaux et simulations de la résistance dynamique dV/dI en fonction du nombre de marches de Shapiro (en unité de $2eV/hf$) sous illumination micro-onde pour deux puissances. Les simulations sont réalisées à partir modèle RSJ en prenant la relation courant-phase non sinusoïdale [175]. (c) Simulation numérique dans le cadre du modèle TDGL, la courbe $I(V)$ a été simulée pour un vortex seul traversant le nanofil en présence d’une irradiation RF à différentes puissances. On peut voir les marches de Shapiro entières et fractionnaires.

dans le fil supraconducteur. Enfin, pour définir les conditions aux limites, nous nous approchons au plus près du système réel à simuler : un nanofil supraconducteur rectangulaire polarisé en courant et soumis à un champ magnétique perpendiculaire. Le courant circule dans la direction y et nous imposons en haut et en bas de la zone de simulation, des zones normales associés aux contacts. Pour simuler les bords normaux du nanofil supraconducteur, nous définissons une baisse du paramètre d’ordre en ces lieux [179]. L’irradiation d’un signal RF sur le nanofil est intégrée sous forme d’un courant sinusoïdal supplémentaire [180]. A partir de la résolution des équations, on peut en déduire la relation courant-Phase, et nous avons pu vérifier que dans le cas d’un seul vortex, la relation courant-phase prend une forme non sinusoïdale semblable à celle de Likharev [175] pour des longs fils.

On peut comprendre ainsi simplement le mouvement des vortex dans le fil et le lien, avec l’allure de la caractéristique $I(V)$. Dès qu’un vortex pénètre dans le fil, un antivortex pénètre simultanément sur le bord du fil opposé. Le nanofil est soumis à un courant de polarisation responsable d’une force de Lorentz sur chacun des vortex/antivortex. Ces derniers se déplacent alors vers le centre du fil pour s’annihiler. Au moment de l’annihilation, une nouvelle paire pénètre dans le fil depuis les bords. Ce mouvement de vortex génère de la dissipation d’énergie, responsable d’une tension finie aux bornes du nanofil. La vitesse des vortex est proportionnelle à la tension aux bornes du fil, et cette dernière augmente lorsque le courant de polarisation augmente. De façon plus précise, il est possible d’examiner la richesse du spectre de Fourier du signal en tension. Lorsqu’on irradie avec un signal micro-onde, ce dernier peut se coupler aux différentes harmoniques du signal de tension. Plus généralement, nous avons pu montrer la formule générale suivante : la marche n/k satisfait la condition $n\omega_{f_r} = V_k$ où n est un entier et V_k correspond à la k^{eme} harmonique de la tension, illustré à la Figure 27c. En se rapprochant davantage de la structure réelle des films de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ présentant des joints de grains d’une centaine de nanomètres, nous avons introduit dans la simulation TDGL des lignes (1 à 3 lignes) le long desquelles le paramètre d’ordre est affaibli ou nul¹⁹ sur les bords pour simuler un défaut. Les résultats des simulations, Figure 28, montrent que le passage de vortex génère dans les 3 cas des marches de Shapiro entières et fractionnaires. On en conclut que le mouvement de

¹⁹Entre $0.5|\Psi|^2$ et $0 \times |\Psi|^2$.

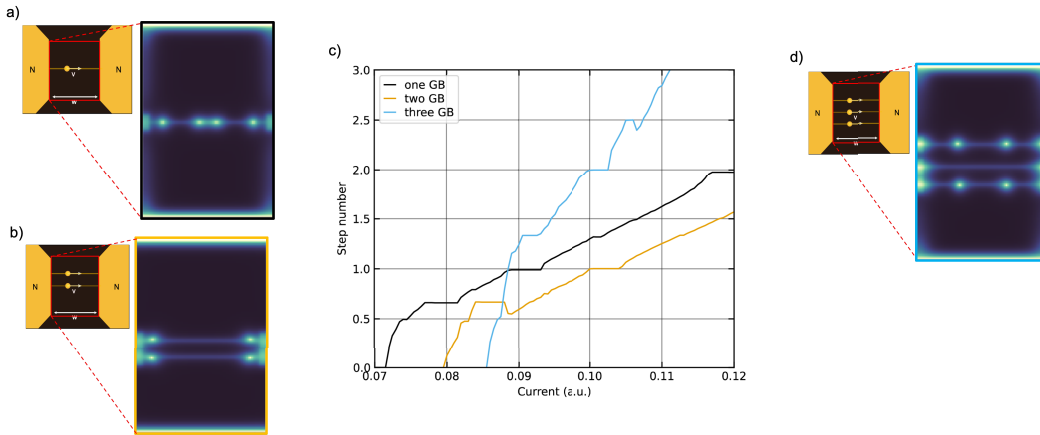


FIGURE 28. (a, b, d) Modèle pour la Simulation TDGL d'un nanofil en présence d'un joint de grain (noir), deux (jaune) et trois joints de grain (bleu). Courbes $I(V)$ correspondantes pour chacun des trois cas en présence d'un signal RF.

vortex dans le fil génère une relation courant-phase non sinusoïdale qui, en présence d'une onde hyperfréquence est à l'origine de marches de Shapiro fractionnaires.

Une particularité apparaît ici avec la présence d'un creux dans l' $I(V)$ pour deux et trois lignes. L'examen de la dynamique du passage de vortex à ces endroits montre que le signal RF qui pompe le mouvement et l'entrée des vortex, est responsable d'une pénétration simultanée de deux paires de vortex/antivortex. Lorsque le courant augmente, l'interaction entre les vortex devient prépondérante sur leur entrée simultanée déclenchant ainsi la transition vers une nouvelle phase dynamique et moins dissipative, dans laquelle les vortex et antivortex entrent de manière décalée : un état de moindre dissipation à courant plus élevé et tension plus faible apparaît dans la caractéristique $I(V)$. Cette transition depuis un état dissipatif vers un état moins dissipatif avec une topologie dynamique différente du mouvement des vortex dans les nanofils d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ se reproduit dans les expériences, Figure 29d.

Ces travaux nous permettent de comprendre le transport dans les nanofils d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Cet éclaircissement apporte des pistes supplémentaires d'amélioration des dispositifs pour parvenir à la fabrication de détecteurs de photon unique à base d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Nous avons réalisé l'étude du comportement stochastique de la distribution du courant de switching en fonction de la température et du champ magnétique, sous rayonnement micro-ondes et illumination laser. Les caractéristiques $I(V)$ des nanofils avec des densités de courant critiques élevées sont hystérétiques. La transition abrupte de l'état de tension nulle à l'état résistif est un processus stochastique caractérisé par une distribution de courant de switching (SCD) et une amplitude de saut de tension ΔV . Cette hystérésis est une caractéristique distinctive de la formation et du développement d'un point chaud auto-stabilisé dans le nanofil [171]. L'étude du SCD en fonction de la température donne des informations sur la nature des fluctuations (thermiques ou quantiques), et éventuellement sur le mécanisme impliqué, tel que le saut de phase thermiquement activé ou quantique [181, 182]. Nous étudions actuellement le lien entre le switching et le développement d'un saut de phase, et l'effet d'un signal micro-ondes [183] sur leur dynamique. Nous avons pu réaliser le comptage noir sur nos dispositifs et vérifier que ces derniers augmentaient à mesure que le courant de polarisation était proche du courant critique. Nous avons également montré de la photo-réponse, similaire aux travaux antérieurs [149]. Néanmoins, avec ces épaisseurs, nous n'avons pas pu mettre en évidence une sensibilité au photon unique. La technique d'irradiation ionique est très prometteuse à bien des égards, elle

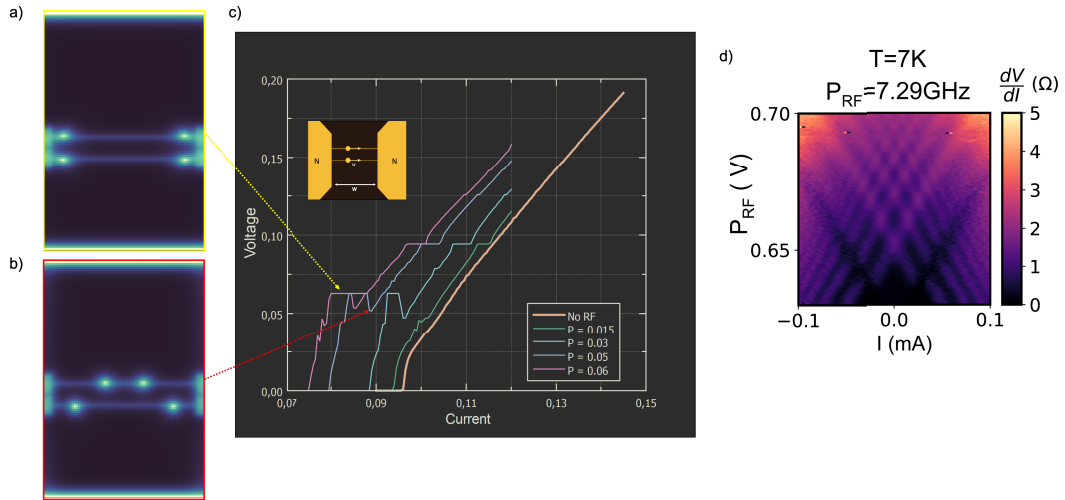


FIGURE 29. (a) Résultats de la simulation : les vortex et antivortex entrent dans le nanofil poussés par le signal RF irradiant le nanofil. Cela correspond à la marche fractionnaire $2/3$ sur la caractéristique $I(V)$. (b) L'interaction entre vortex domine, les vortex (antivortex) entrent les uns après les autres, l'annihilation est deux fois moins importante, réduisant d'autant l'accumulation de la tension aux bornes du fil. Cela correspond au creux après la marche fractionnaire au $2/3$. (c) Courbe $I(V)$ obtenue à partir des simulations numériques TDGL pour différentes puissances de signal RF. (d) Mesures dans un nanofil de 125 nm de large, 500 nm de long et 30 nm d'épaisseur à 7 K et sous illumination micro-onde à 7.29 GHz. Le graphe en niveau de couleur de la résistance dynamique en fonction de la puissance d'excitation et du courant de polarisation. On voit sur le graphe deux lignes noires, qui évoluent avec la puissance RF, qui traduisent la présence d'un creux dans les courbes $I(V)$.

a été éprouvée sur des films disponibles commercialement et permet de produire de nombreux dispositifs. C'est donc une technique implémentable à grande échelle.

Les mesures sur des échantillons de plus faibles épaisseurs met en évidence la difficulté majeure d'avoir des films de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ d'épaisseur ultime ayant des propriétés supraconductrices satisfaisantes et fiables. Ceraco ne peut pas nous garantir des films supraconducteurs à chaque campagne de production d'échantillons. La collaboration avec Javier Briatico, spécialiste de la croissance de films ultra-minces, est un sérieux atout pour la réalisation d'un SNSPD à base de supraconducteur à haute température critique. Nous avons pu réaliser un nanofil de 20 nm d'épaisseur, 125 nm de large et 20 μm de long, et mesurer un saut en tension de la dizaine de V [184].

2.4. Nanofils en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ pour la réalisation de SNSPD

Une autre stratégie pour réaliser des détecteurs de photon unique, consiste en l'utilisation de couches ultrafines de cuprates de type $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ présente un avantage important comparativement à $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Il est lamellaire, comme nous l'avons vu précédemment, Figure 10d, et présente un plan de clivage naturel selon un plan BiO de terminaison. En partant du monocristal, nous utilisons une méthode de collage anodique entre les premières cellules unitaires du cristal et la surface du substrat de verre en appliquant une tension de 500 V

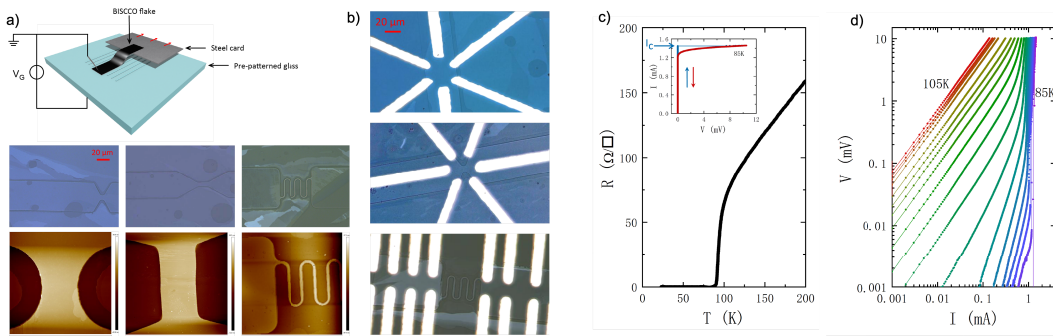


FIGURE 30. Collage anodique de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ par guidage du front d'adhésion. (a) Vue schématique du processus de fabrication principal. Le guidage du front, se fait en utilisant une pointe pour fixer un côté la couche de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ et l'autre partie placée sur une lame de métal. Images optiques et AFM des couches minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ fabriquées ainsi. (b) Images optiques des échantillons avec contacts métalliques en or. (c) $R(T)$ du pont de $50\ \mu\text{m}$ et insert $I(V)$ correspondante montrant la présence d'un switching. (d) Ensemble de caractéristiques $I(V)$ à différentes températures pour un dopage donné.

entre le cristal et l'arrière du substrat, à $180\ \text{°C}$. Cela permet d'activer le mouvement des ions sodium dans le substrat en créant un champ électrique important à la surface du verre. Nous obtenons un cristal bidimensionnel (2D) de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ accordable avec une taille latérale de $50\ \mu\text{m}$ et une épaisseur allant de 1 à 2,5 cellules unitaires sur un substrat de verre borosilicate de $0,5\ \text{mm}$ d'épaisseur. Le cristal 2D peut être ensuite recouvert d'une couche de h-BN pour protéger la couche de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ de la dégradation et de la diffusion de l'oxygène pendant le processus de dessin du fil par lithographie électronique.

Une méthode alternative [185] permet de fabriquer des couches minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ de 3–8 nm d'épaisseur avec une largeur variant de 3 à $80\ \mu\text{m}$ sur un substrat de verre pré-structuré d'une surface de $0,8 \times 0,8\ \text{cm}^2$. Le verre pré-structuré est défini par lithographie laser suivie d'une gravure par faisceau d'ions Ar^+ de 8 mins, conduisant à une structure de $\sim 50\ \text{nm}$ d'épaisseur. La technique utilisée ici pour la fabrication est dite de « collage anodique » [186-188], technique inspirée de la méthode d'exfoliation utilisée à l'origine pour la fabrication du graphène²⁰. Cette méthode a été appliquée avec succès à la fabrication de matériaux à faible couche de grande qualité et de grande taille, tels que le graphène, le MoS_2 , le GaSe, le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, etc [189-191]. Le principal défi pour la réalisation de nanofils, consiste à fabriquer une couche mince de haute qualité de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sur un verre ayant déjà les structures nanométriques recherchées. Nous avons récemment développé une méthode permettant de guider le front d'adhésion entre la couche mince et le verre pré-structuré, Figure 30a. Le guidage du front d'adhésion permet un meilleur taux de succès des échantillons. La compréhension du phénomène d'adhésion et de laminage sur une surface structurée fait l'objet d'une étude en collaboration avec le Laboratoire SIMM à l'ESPCI Paris — PSL.

Non seulement les propriétés thermiques des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sont moins bonnes que celles $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, mais également, les couches 2D de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ réalisées par « anodic bonding » ou collage anodique sont fabriquées sur un substrat en verre dont la

²⁰Le principe est qu'à haute température ($130\text{--}180\ \text{°C}$), la mobilité des ions Na^+ à l'intérieur du substrat de verre est activée. En appliquant ensuite une tension positive ($350\text{--}500\ \text{V}$) sur le mince précurseur plat exfolié au scotch à partir de cristaux massifs de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($T_c = 89\ \text{K}$) déposés sur le substrat de verre, les ions Na^+ mobiles s'éloignent de l'interface échantillon-verre, laissant derrière eux une charge d'espace O^{2-} à l'interface échantillon-verre, qui « colle » électrostatiquement les quelques premiers nm du cristal sur le substrat de verre.

conductivité thermique est faible. L'abaissement du couplage thermique favorise le développement et le maintien du point chaud. En effet, dans ce cas, les quasi-particules créées lors de l'absorption d'un photon resteront plus longtemps dans le nanofil, participant ainsi à l'extension du point chaud sur la largeur du nanofil avant de se détendre par couplage phonon-phonon. De plus, comme le cristal 2D est contrôlable par effet de champ, il est possible de passer d'un état supraconducteur à un état isolant. La transition supraconducteur-isolant peut être réalisée en continu avec une grille arrière. Ce contrôle fin de la transition supraconductrice offre un bouton supplémentaire pour contrôler les échanges thermiques au sein du nanofil.

A l'aide de cette méthode, nous pouvons étudier la spécificité des échantillons de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 2D dont les propriétés sont contrôlables par effet de champ. En effet, un échantillon offre la possibilité unique d'explorer une partie du diagramme de phase des cuprates. Cela permet en particulier de déterminer l'influence du couplage thermique et de la résistivité sur le développement d'un point chaud durable dans nos nanofils. Pour différentes valeurs de dopage en trous, il est possible d'étudier : le comportement stochastique de la distribution du courant de switching en fonction de la température et du champ magnétique, sous rayonnement micro-ondes et illumination laser, et la dynamique des vortex en fonction de la température via l'analyse des marches de Shapiro dans les nanofils sous rayonnement RF.

2.4.1. *Électrodynamique d'une monocouche de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$*

Par la technique originale de dopage électrostatique, nous pouvons modifier en continu la densité de porteurs des couches ultra-minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ et étudier l'ensemble du diagramme de phase. Les mesures micro-ondes en transmission large bande offrent une sonde supplémentaire pour tenter de répondre à plusieurs questions clés sur la physique de ce système quasi bidimensionnel. Notamment le rôle des fluctuations de phase en 2D, la présence de points critiques quantiques dans le diagramme de phase et la nature des transitions de phase dans l'état normal. Pour étudier ces systèmes, le travail a d'abord consisté à réaliser les dispositifs d'intérêt. Cette étape s'est avérée particulièrement difficile dans la mesure où tout processus de lithographie électronique nécessite le dépôt de résine, laquelle modifie la surface de la couche, et donc ses propriétés supraconductrices. Dans cette optique, la structuration du verre antérieurement au collage anodique, décrite précédemment, a été mise au point, l'objectif étant de réaliser des canaux de longueur suffisante afin que l'inductance cinétique soit mesurable (une dizaine de carrés) dans une gamme de fréquences de 10 à 40 GHz. Pour cette expérience, un prototype de station micro-onde cryogénique a été développé en collaboration avec l'entreprise MyCryofirm, Figure 31. Dans cette station fonctionnant à 4 K, les pointes micro-ondes adaptées jusque 40 GHz, sont montées sur des moteurs piézo-électriques, permettant la calibration in-situ des sondes micro-ondes. Ce point est crucial pour remonter aux valeurs absolues de la conductivité micro-ondes dans les plaques. Une autre difficulté réside dans la modélisation du circuit équivalent et la prise en compte des effets de contact entre la couche de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ et l'or.

En raison de la bi-dimensionnalité du système, la signature de la transition Berezinski-Kosterlitz-Thouless (BKT) est attendue dans les propriétés supraconductrices telles que la résistivité et la rigidité superfluide.

Les mesures de conductivité micro-onde [185], Figure 31d, ont permis d'extraire la rigidité de phase et la longueur de pénétration de London dans ces couches ultimes, avec des ordres de grandeurs cohérents avec la littérature.

La densité des porteurs supraconducteurs et la rigidité du superfluide semblent présenter une déviation à la théorie BCS à fréquence finie décrite par Mattis Bardeen. Cette déviation intervient à une température qui s'apparente à la température T_{BKT} . Elle peut être attribuée aux fluctuations de phase, aux inhomogénéités spatiales et à un ralentissement de la diffusion des vortex. Un tel comportement semble se manifester également dans les caractéristiques $I(V)$ classiques,

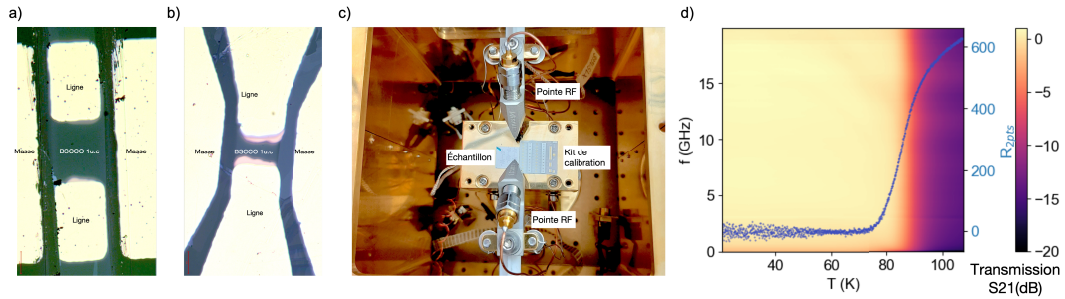


FIGURE 31. Mesures micro-ondes de la densité superfluide d'un feuillet de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. (a) et (b) Échantillons typiques montrant un feuillet de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ inséré dans une ligne de transmission. (c) Intérieur du cryostat MyCryofirm montrant la station micro-onde sous pointe cryogénique. (d) Mesure de transmission micro-onde large bande en fonction de la température d'un pont, superposée à la caractéristique $R(T)$ DC montrant la transmission parfaite à la transition supraconductrice de la flaque.

Figure 30d, sous la forme d'un élargissement se produisant dans une petite plage de température inférieure à la température de transition de Ginzburg–Landau de champ moyen, en cohérence avec la transition de phase BKT dans les matériaux inhomogènes.

L'accès à la partie réelle de la conductivité micro-onde renseigne sur les phénomènes de dissipation significatifs dans ce canal, dues aux paires vortex-antivortex près de la température de transition signature de la physique BKT.

2.5. Mécanisme microscopique à l'origine de la détection du photon unique

De manière surprenante, alors que ces détecteurs ultra-sensibles basés sur des matériaux à faible T_c sont largement utilisés, l'image microscopique de la conversion de la particule en signal est loin d'être comprise. Quatre modèles principaux [192] ont été proposés, comme le montre la Figure 32. Ils sont regroupés en deux scénarii : l'un basé sur les propriétés du matériau à l'état normal et l'autre sur le mouvement des vortex. Dans le premier scénario, un nanofil polarisé proche de son courant critique absorbe un photon d'énergie supérieure au gap supraconducteur. L'absorption du photon brise une paire de Cooper et produit un électron excité avec une énergie élevée par rapport au gap du supraconducteur. Grâce à l'interaction électron–électron et à l'interaction électron–phonon, cet état hors d'équilibre se propage dans un processus de type avalanche et génère un grand nombre de quasi-particules, ce qui crée un domaine central normal dans le supraconducteur, appelé « point chaud » ou « hotspot ». Simultanément, cette région normale dévie le supercourant qui dépasse alors le courant critique. Il en résulte une section transversale à l'état normal responsable d'une impulsion de tension mesurable. La relation entre le courant de polarisation et l'énergie du photon nécessaire pour produire un événement de détection est quadratique dans ce cas.

Le second modèle, qui est un raffinement du premier, est basé sur la diffusion de quasi-particules créées par le photon absorbé. Il n'y a plus de noyau normal. Le mécanisme repose sur la diminution du nombre de paires de Cooper après l'absorption du photon. Les paires de Cooper restantes doivent accélérer pour transporter le même courant que celui initialement transporté par le condensat non perturbé. Cela conduit à un excès de la vitesse critique pour les paires de Cooper qui se séparent. La relation énergie/courant prédite est linéaire, ce qui décrit bien les expériences. Ces deux modèles ne prennent en compte ni les fluctuations thermiques ni les fluctuations quantiques qui peuvent donner lieu à un événement de détection, à savoir un comptage

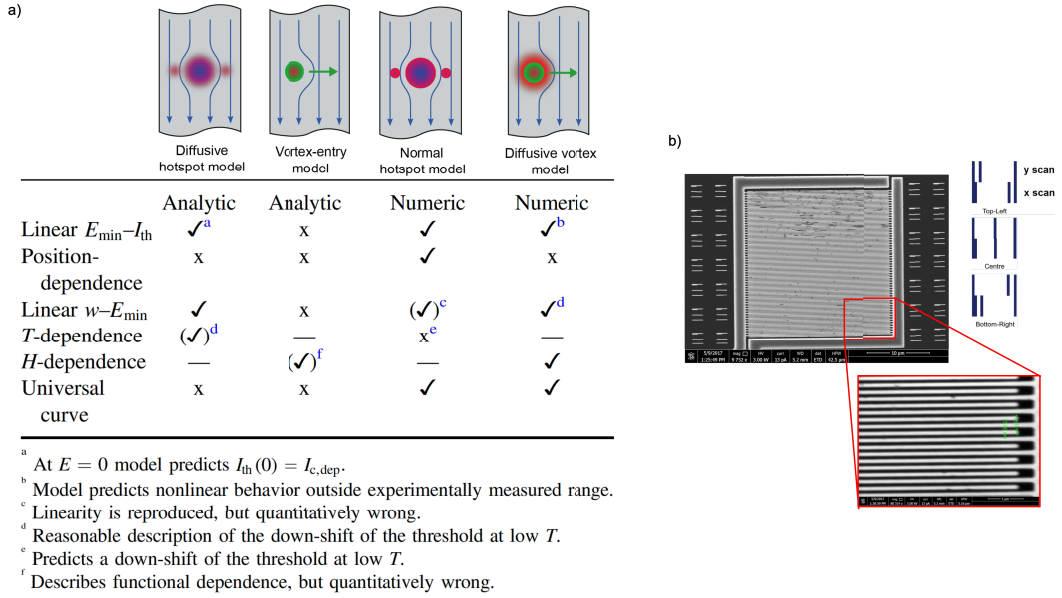


FIGURE 32. Mécanismes microscopiques de détection du point chaud. (a) Résumé des différents mécanismes microscopiques proposés pour expliquer la création d'un pulse de tension mesurable suite à l'absorption d'un photon par le nanofil supraconducteur. Ensembles des phénomènes expérimentaux en adéquation avec chacun des modèles, adapté de [192]. (b) Méandre SNSPD réalisé dans un film mince de NbN déposé sur Saphir. Les marques autour du méandre sont les marques d'alignement (à droite) pour permettre le positionnement rapide de la pointe AFM/STM sur le méandre.

noir. Des modèles impliquant la création et le mouvement de vortex ont été proposés plus tard pour tenir compte des fluctuations. Dans un troisième modèle, un vortex est généré à l'arrivée d'un photon et traverse le fil. L'absorption du photon diminue la barrière d'entrée d'un vortex (ou d'une paire vortex/antivortex), ce qui crée une région d'état normal en forme de ceinture à travers la bande, qui génère une impulsion de tension mesurable. Dans ce cas, la relation énergie-courant est exponentielle, ce qui n'est pas confirmé par les expériences. En revanche, elle décrit correctement les mesures de comptage de l'obscurité. Ce modèle a ensuite été affiné pour inclure la diffusion et la recombinaison de quasi-particules dans un quatrième modèle. Il implique un point chaud où la supraconductivité est affaiblie et un effet de proximité dans la zone normale qui est responsable de la création de paires vortex-anti-vortex qui sont entraînées sur les bords du fil. Ce modèle prédit une relation énergie-courant quasi-linéaire et explique la plupart des expériences, y compris la dépendance du nombre de photons par rapport au champ magnétique. Néanmoins, il ne parvient pas à décrire quantitativement les taux de comptage de photons ni la dépendance du seuil de détection par rapport à la position. Tous ces modèles ont été proposés pour rendre compte des observations expérimentales, telles que la relation énergie-courant, la dépendance selon le type de matériau, en fonction de la température, du champ magnétique, de la position et de la largeur des principaux paramètres du SNSPD (efficacité de détection interne, taux de comptage dans l'obscurité, etc). Cependant, certaines évolutions ne sont toujours pas comprises et, de plus, aucune d'entre elles ne fournit une image claire du processus microscopique impliqué dans l'absorption des photons, sans parler du rôle des défauts et des imperfections du nanofil dans les dispositifs réels. L'étude par sonde AFM/STM la topographie et la spectroscopie locale des SNSPD sous courant de polarisation et en présence d'un champ magnétique, à basse température critique et à haute température critique, devrait permettre d'apporter

un éclairage nouveau sur le mécanisme microscopique responsable du phénomène de génération du pulse lors de l'absorption du photon. A travers cette technique, la physique des SNSPD à l'échelle du nanomètre est accessible. Cette expérience a été amorcée avec des matériaux à basse température critique (NbN), nous souhaitons la réaliser dans des nanofils à haute température critique. Ce travail est en cours de réalisation, en étroite collaboration avec le groupe de D. Roditchev. Ils sont équipés au laboratoire du LPEM-ESPCI Paris, d'un microscope à effet tunnel UHV basse température/spectroscopie à effet tunnel/microscope à force atomique (STM/STS/AFM) permettant une telle étude. Pour approfondir l'étude de la physique des points chauds, il est intéressant de réaliser une spectroscopie locale à effet tunnel sur des nanofils polarisés en courant continu à l'aide d'une expérience STM/AFM. L'exploration de l'état supraconducteur des nanofils à l'échelle locale, lorsqu'ils sont soumis à un courant de polarisation élevé, permettra d'accéder aux propriétés locales d'un système au voisinage d'une instabilité, et d'identifier les zones faibles des nanofils (défauts, courbures . . .) où les points chauds peuvent se former. Ces recherches auront un impact significatif sur la conception des SNSPD et sur la compréhension des phénomènes physiques sous-jacents. Le rôle du courant de la pointe du STM/AFM est double. À faible courant, il sera utilisé pour effectuer des mesures spectroscopiques et analyser localement la densité d'états dans le nanofil. Cela permettra d'observer directement les inhomogénéités et les défauts des nanostructures, ainsi que la présence de vortex et la distribution du courant, via le décalage Doppler de l'énergie des quasi-particules induit par le courant. À courant élevé, il est possible de déclencher localement un événement de switching, permettant ainsi de cartographier directement les régions où les points chauds se forment. Une telle expérience n'a jamais été réalisée auparavant. Elle nécessite d'abord un mode AFM pour imager le nanofil supraconducteur, qui est intégré dans une partie isolante, ainsi que le développement d'un schéma de positionnement spécifique, tel que celui illustré dans la Figure 32, afin de localiser précisément le nanoméandre de très petite taille. Ensuite, le mode STM pourra être utilisé pour mesurer la densité d'états locale. Le mode AFM sera également essentiel pour fonctionner en mode contact ponctuel afin d'injecter une forte densité de courant dans les expériences de déclenchement par la pointe. Nous débuterons ces expériences complexes sur des méandres de NbN à basse température critique, car nous avons une solide expérience de fabrication de nanofils fonctionnels avec ce matériau.

Nous analyserons la topographie locale (courbure, défauts spatiaux locaux dus à la nanostructuration) et le rôle des inhomogénéités intrinsèques et extrinsèques sur l'efficacité du détecteur ainsi que le taux de comptage d'obscurité. Si les modèles assistés par vortex sont valides, on peut s'attendre à ce que la nucléation des vortex se produise à un point faible identifié par une telle mesure. En utilisant le champ magnétique, la présence et la distribution des vortex sous polarisation de courant avant et après un événement de détection seront étudiées. Pour ce faire, la pointe sera utilisée comme source de courant pulsé pour injecter des quasi-particules de haute énergie afin de déclencher l'événement de détection. Notre étude locale sera comparée à celles rapportées [193] sur les SNSPD à basse température critique et pour les comparer aux résultats obtenus précédemment.

3. Conclusion

Au cours de cette synthèse, nous avons revu les propriétés supraconductrices uniques et les perspectives applicatives prometteuses de deux classes de matériaux : les interfaces d'oxydes et les cuprates.

L'étude des oxydes de métaux de transition révèle la diversité des phénomènes électroniques (magnétorésistance, ferroélectricité, etc.) et la complexité de leurs propriétés due aux fortes corrélations électroniques.

Les gaz bidimensionnels d'électrons aux interfaces d'oxyde possèdent un fort SOC de type Rashba et des propriétés supraconductrices contrôlables par effet de champ. Ce domaine ouvre des voies prometteuses pour la création de dispositifs exploitant ces propriétés supraconductrices uniques pour générer de nouveaux états topologiques.

Les techniques avancées de structuration des supraconducteurs à haute température critique à base de cuprates permettent de réaliser des circuits supraconducteurs et des jonctions Josephson, éléments essentiels de dispositifs tels que les détecteurs hétérodynes et les SQUIDS. Par ailleurs, l'étude des nanofils de cuprates montre leur potentiel pour la détection de photons uniques (SNSPD) à des températures plus élevées que les supraconducteurs classiques, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives en détection photonique.

En conclusion, cette revue est une synthèse sur l'avancement des recherches récentes sur les interfaces d'oxydes et les cuprates. Ces travaux ouvrent la voie à la conception de dispositifs quantiques innovants, exploitant les propriétés uniques de ces matériaux pour des applications en détection de haute précision et en électronique quantique.

Déclaration d'intérêts

Les auteurs ne travaillent pas, ne conseillent pas, ne possèdent pas de parts, ne reçoivent pas de fonds d'une organisation qui pourrait tirer profit de cet article, et n'ont déclaré aucune autre affiliation que leurs organismes de recherche.

Acknowledgments

Le travail présenté ici est inspiré de mon mémoire d'habilitation à diriger des recherches. Je remercie mes collaborateurs N. Bergeal, J. Lesueur, D. Roditchev.

Références

- [1] H. Y. HWANG, Y. IWASA, M. KAWASAKI, B. KEIMER, N. NAGAOSA and Y. TOKURA, « Emergent phenomena at oxide interfaces », *Nat. Mater.* **11** (2012), no. 2, p. 103-113.
- [2] P. ZUBKO, S. GARIGLIO, M. GABAY, P. GHOSEZ and J.-M. TRISCONI, « Interface physics in complex oxide heterostructures », *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2** (2011), no. 1, p. 141-165.
- [3] A. OHTOMO and H. Y. HWANG, « A high-mobility electron gas at the LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface », *Nature* **427** (2004), no. 6973, p. 423-426.
- [4] Y.-Y. PAI, A. TYLAN-TYLER, P. IRVIN and J. LEVY, « Physics of SrTiO₃/sub-based heterostructures and nanostructures : a review », *Rep. Progr. Phys.* **81** (2018), no. 3, article no. 036503.
- [5] P. ZUBKO, S. GARIGLIO, M. GABAY, P. GHOSEZ and J.-M. TRISCONI, « Interface physics in complex oxide heterostructures », *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **2** (2011), no. 1, p. 141-165.
- [6] A. BUSSMANN-HOLDER and H. KELLER, « From SrTiO₃ to Cuprates and back to SrTiO₃ : a way along Alex Müller's scientific career », *Condens. Matter* **6** (2021), no. 1, article no. 2.
- [7] T. SAKUDO, « Dielectric properties of SrTiO₃ at low temperatures », *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971), no. 14, article no. 1147.
- [8] L. F. MATTHEISS, « Effect of the 110 °K phase transition on the SrTiO₃ conduction bands », *Phys. Rev. B* **6** (1972), no. 12, p. 4740-4753.
- [9] L. F. MATTHEISS, « Energy bands for KNiF₃, SrTiO₃, KMoO₃, and KTaO₃ », *Phys. Rev. B* **6** (1972), no. 12, p. 4718-4740.
- [10] A. F. SANTANDER-SYRO, O. COPIE, T. KONDO et al., « Two-dimensional electron gas with universal subbands at the surface of SrTiO₃ », *Nature* **469** (2011), no. 7329, p. 189-193.
- [11] K. van BENTHEM, *Electron microscopic investigations of the bonding behaviour of metals on SrTiO₃ substrates*, Dissertation, University of Stuttgart, 2002.
- [12] Y. FUJII and T. SAKUDO, « Dielectric and optical properties of KTaO₃ », *J. Phys. Soc. Jpn.* **41** (1976), no. 3, p. 888-893.
- [13] P. A. FLEURY and J. M. WORLOCK, « Electric-field-induced Raman scattering in SrTiO₃ and KTaO₃ », *Phys. Rev.* **174** (1968), no. 2, p. 613-623.

- [14] X. FAN, W. ZHENG, X. CHEN and D. J. SINGH, « 2DEGs at Perovskite interfaces between KTaO_3 or KNbO_3 and stannates », *PLoS One* **9** (2014), no. 3, article no. e91423.
- [15] J. HEMBERGER, P. LUNKENHEIMER, R. VIANA, R. BÖHMER and A. LOIDL, « Electric-field-dependent dielectric constant and nonlinear susceptibility in SrTiO_3 », *Phys. Rev. B* **52** (1995), no. 18, p. 13159-13162.
- [16] X. LIN, Z. ZHU, B. FAUQUÉ and K. BEHNIA, « Fermi surface of the most dilute superconductor », *Phys. Rev. X* **3** (2013), no. 2, article no. 021002.
- [17] R. C. NEVILLE, B. HOENEISEN and C. A. MEAD, « Permittivity of strontium titanate », *J. Appl. Phys.* **43** (1972), no. 5, p. 2124-2131.
- [18] A. SPINELLI, M. A. TORIJA, C. LIU, C. JAN and C. LEIGHTON, « Electronic transport in doped SrTiO_3 : conduction mechanisms and potential applications », *Phys. Rev. B* **81** (2010), no. 15, article no. 155110.
- [19] C. S. KOONCE, M. L. COHEN, J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER and E. R. PFEIFFER, « Superconducting transition temperatures of semiconducting SrTiO_3 », *Phys. Rev.* **163** (1967), no. 2, p. 380-390.
- [20] J. F. SCHOOLEY, J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER, E. AMBLER, J. H. BECKER, M. L. COHEN and C. S. KOONCE, « Dependence of the superconducting transition temperature on carrier concentration in semiconducting SrTiO_3 », *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965), no. 9, p. 305-307.
- [21] T. WOLFRAM, E. A. KRAUT and F. J. MORIN, « D-band surface states on transition-metal Perovskite crystals : I. Qualitative features and application to SrTiO_3 », *Phys. Rev. B* **7** (1973), no. 4, p. 1677-1694.
- [22] F. KUCHAR and P. FRANKUS, « Magnetoresistance of cubic and monodomain tetragonal n-type strontium titanate », *Phys. Rev. B* **16** (1977), no. 2, p. 874-883.
- [23] Y. TAKADA, « Plasmon mechanism of superconductivity in two- and three-dimensional electron systems », *J. Phys. Soc. Jpn.* **45** (1978), no. 3, p. 786-794.
- [24] N. MOTT, « On metal-insulator transitions », *J. Solid State Chem.* **88** (1990), no. 1, p. 5-7.
- [25] K. A. MÜLLER, W. BERLINGER and F. WALDNER, « Characteristic structural phase transition in perovskite-type compounds », *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968), no. 12, p. 814-817.
- [26] R. FRANCIS, S. MOSS and A. JACOBSON, « X-ray truncation rod analysis of the reversible temperature-dependent [001] surface structure of LaAlO_3 », *Phys. Rev. B* **64** (2001), no. 23, article no. 235425.
- [27] M. A. HEIN, « Progress, properties and prospects of passive high-temperature superconductive microwave devices in Europe », *Supercond. Sci. Technol.* **10** (1997), no. 12, p. 867-871.
- [28] N. REYREN, S. THIEL, A. D. CAVIGLIA, L. F. KOURKOUTIS, G. HAMMERL, C. RICHTER, C. W. SCHNEIDER and T. KOPP, « Superconducting interfaces between insulating oxides », *Science* **317** (2007), article no. 5.
- [29] Y. A. BYCHKOV and E. I. RASHBA, « Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers », *J. Phys. C : Solid State Phys.* **17** (1984), no. 33, p. 6039-6045.
- [30] N. PAVLENKO, T. KOPP, E. Y. TSYMBAL, G. A. SAWATZKY and J. MANNHART, « Magnetic and superconducting phases at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface : the role of interfacial Ti_3d electrons », *Phys. Rev. B* **85** (2012), no. 2, article no. 020407.
- [31] J. MANNHART and D. G. SCHLOM, « Oxide interfaces—an opportunity for electronics », *Science* **327** (2010), no. 5973, p. 1607-1611.
- [32] M. BASLETIC, J.-L. MAURICE, C. CARRÉTERO et al., « Mapping the spatial distribution of charge carriers in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures », *Nat. Mater.* **7** (2008), no. 8, p. 621-625.
- [33] A. BRINKMAN, M. HUIJBEN, M. V. ZALK, J. HUIJBEN, U. ZEITLER and J. C. MAAN, « Magnetic effects at the interface between non-magnetic oxides », *Nat. Mater.* **6** (2007), article no. 4.
- [34] N. NAKAGAWA, H. Y. HWANG and D. A. MULLER, « Why some interfaces cannot be sharp », *Nat. Mater.* **5** (2006), no. 3, p. 204-209.
- [35] S. THIEL, G. HAMMERL, A. SCHMEHL, C. W. SCHNEIDER and J. MANNHART, « Tunable quasi-two-dimensional electron gases in oxide heterostructures », *Science* **313** (2006), no. 5795, p. 1942-1945.
- [36] J. LEE and A. A. DEMKOV, « Charge origin and localization at the n-type $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ interface », *Phys. Rev. B* **78** (2008), no. 19, article no. 193104.
- [37] R. PENTCHEVA and W. E. PICKETT, « Avoiding the polarization catastrophe in LaAlO_3 overlayers on SrTiO_3 (001) through polar distortion », *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009), no. 10, article no. 107602.
- [38] H. CHEN, A. M. KOLPAK and S. ISMAIL-BEIGI, « Fundamental asymmetry in interfacial electronic reconstruction between insulating oxides : an *ab initio* study », *Phys. Rev. B* **79** (2009), no. 16, article no. 161402.
- [39] G. HERRANZ, F. SÁNCHEZ, N. DIX, M. SCIGAJ and J. FONTCUBERTA, « High mobility conduction at (110) and (111) $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces », *Sci. Rep.* **2** (2012), no. 1, article no. 758.
- [40] J. MANNHART, D. BLANK, H. HWANG, A. MILLIS and J.-M. TRISCONI, « Two-dimensional electron gases at oxide interfaces », *MRS Bull.* **33** (2008), no. 11, p. 1027-1034.
- [41] L. YU and A. ZUNGER, « A polarity-induced defect mechanism for conductivity and magnetism at polar-nonpolar oxide interfaces », *Nat. Commun.* **5** (2014), no. 1, article no. 5118.
- [42] A. D. CAVIGLIA, S. GARIGLIO, N. REYREN et al., « Electric field control of the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface ground state », *Nature* **456** (2008), no. 7222, p. 624-627.

- [43] J. A. BERT, B. KALISKY, C. BELL, M. KIM, Y. HIKITA, H. Y. HWANG and K. A. MOLER, « Direct imaging of the coexistence of ferromagnetism and superconductivity at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface », *Nat. Phys.* **7** (2011), no. 10, p. 767-771.
- [44] L. LI, C. RICHTER, J. MANNHART and R. C. ASHOORI, « Coexistence of magnetic order and two-dimensional superconductivity at $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces », *Nat. Phys.* **7** (2011), no. 10, p. 762-766.
- [45] D. A. DIKIN, M. MEHTA, C. W. BARK, C. M. FOLKMAN, C. B. EOM and V. CHANDRASEKHAR, « Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in two dimensions », *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011), no. 5, article no. 056802.
- [46] K. MICHAELI, A. C. POTTER and P. A. LEE, « Superconducting and ferromagnetic phases in $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ oxide interface structures : possibility of finite momentum pairing », *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012), no. 11, article no. 117003.
- [47] J. BISCARAS, N. BERGÉAL, S. HURAND et al., « Two-dimensional superconducting phase in $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures induced by high-mobility carrier doping », *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012), no. 24, article no. 247004.
- [48] A. D. CAVIGLIA, M. GABAY, S. GARIGLIO, N. REYREN, C. CANCELLIERI and J.-M. TRISCONI, « Tunable Rashba spin-orbit interaction at oxide interfaces », *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010), no. 12, article no. 126803.
- [49] J. BISCARAS, S. HURAND, C. FEUILLET-PALMA et al., « Limit of the electrostatic doping in two-dimensional electron gases of LaXO_3 (X = Al, Ti)/ SrTiO_3 », *Sci. Rep.* **4** (2015), no. 1, article no. 6788.
- [50] S. MAEKAWA and H. FUKUYAMA, « Magnetoresistance in two-dimensional disordered systems : effects of Zeeman splitting and spin-orbit scattering », *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** (1981), no. 8, p. 2516-2524.
- [51] S. HIKAMI, A. I. LARKIN and Y. NAGAOKA, « Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system », *Progr. Theor. Phys.* **63** (1980), no. 2, p. 707-710.
- [52] A. JOUAN, *DC and AC transport in field-effect controlled $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface*, 2017. Superconductivity [cond-mat.supr-con], Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [53] C. M. HURD, « The Hall effect in group 1B metals », in *The Hall Effect in Metals and Alloys* (C. M. HURD, ed.), The International Cryogenics Monograph Series, Springer US, 1972, p. 113-151.
- [54] S. HURAND, *Contrôle de la supraconductivité à l'interface d'oxydes $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ par effet de champ électrique*, 2015. Autre [cond-mat.other], Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [55] S. HURAND, A. JOUAN, C. FEUILLET-PALMA et al., « Top-gated field-effect $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ devices made by ion-irradiation », *Appl. Phys. Lett.* **108** (2016), no. 5, article no. 052602.
- [56] Y. OREG, G. REFAEL and F. VON OPPEN, « Helical liquids and Majorana bound states in quantum wires », *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010), no. 17, article no. 177002.
- [57] J. ALICEA, Y. OREG, G. REFAEL, F. VON OPPEN and M. P. A. FISHER, « Non-Abelian statistics and topological quantum information processing in 1D wire networks », *Nat. Phys.* **7** (2011), no. 5, p. 412-417. 1006.4395.
- [58] V. MOURIK, K. ZUO, S. M. FROLOV, S. R. PLISSARD, E. P. A. M. BAKKERS and L. P. KOUWENHOVEN, « Signatures of Majorana Fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices », *Science* **336** (2012), no. 6084, p. 1003-1007.
- [59] S.-Y. XU, N. ALIDOUST, I. BELOPOLSKI et al., « Momentum-space imaging of Cooper pairing in a half-Dirac-gas topological superconductor », *Nat. Phys.* **10** (2014), no. 12, p. 943-950.
- [60] W.-j. SON, E. CHO, J. LEE and S. HAN, « Hydrogen adsorption and carrier generation in $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ heterointerfaces : a first-principles study », *J. Phys. : Condens. Matter* **22** (2010), article no. 315501.
- [61] Y. XIE, Y. HIKITA, C. BELL and H. Y. HWANG, « Control of electronic conduction at an oxide heterointerface using surface polar adsorbates », *Nat. Commun.* **2**, no. 1, article no. 494.
- [62] Y. LI and J. YU, « Modulation of electron carrier density at the n-type $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface by water adsorption », *J. Phys. : Condens. Matter* **25**, no. 26, article no. 265004.
- [63] M. HOSODA, Y. HIKITA, H. Y. HWANG and C. BELL, « Transistor operation and mobility enhancement in top-gated $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures », *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013), no. 10, article no. 103507.
- [64] B. FÖRG, C. RICHTER and J. MANNHART, « Field-effect devices utilizing $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ interfaces », *Appl. Phys. Lett.* **100** (2012), no. 5, article no. 053506.
- [65] P. D. EERKES, W. G. van der WIEL and H. HILGENKAMP, « Modulation of conductance and superconductivity by top-gating in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 2-dimensional electron systems », *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013), no. 20, article no. 201603.
- [66] M. BEN SHALOM, M. SACHS, D. RAKHMILEVITCH, A. PALEVSKI and Y. DAGAN, « Tuning Spin-Orbit Coupling and Superconductivity at the $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ interface : a magnetotransport study », *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010), no. 12, article no. 126802.
- [67] G. SINGH, A. JOUAN, S. HURAND et al., « Effect of disorder on superconductivity and Rashba spin-orbit coupling in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces », *Phys. Rev. B* **96** (2017), no. 2, article no. 024509.
- [68] C. CANCELLIERI, A. S. MISHCHENKO, U. ASCHAUER et al., « Polaronic metal state at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface », *Nat. Commun.* **7** (2016), no. 1, article no. 10386.
- [69] B. S. CHANDRASEKHAR, « A note on the maximum critical field of high-field superconductors », *Appl. Phys. Lett.* **1** (1962), no. 1, p. 7-8.
- [70] A. M. CLOGSTON, « Upper limit for the critical field in hard superconductors », *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962), no. 6, p. 266-267.

- [71] M. KIM, Y. KOZUKA, C. BELL, Y. HIKITA and H. Y. HWANG, « Intrinsic spin-orbit coupling in superconducting δ -doped SrTiO₃ heterostructures », *Phys. Rev. B* **86** (2012), no. 8, article no. 085121.
- [72] D. C. MATTIS and J. BARDEEN, « Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals », *Phys. Rev.* **111** (1958), no. 2, p. 412-417.
- [73] M. DRESSEL, « Electrodynamics of metallic superconductors », *Adv. Condens. Matter Phys.* **2013** (2013), p. 1-25.
- [74] J. BISCARAS, N. BERGEAL, S. HURAND et al., « Multiple quantum criticality in a two-dimensional superconductor », *Nat. Mater.* **12** (2013), no. 6, p. 542-548.
- [75] J. A. BERT, K. C. NOWACK, B. KALISKY et al., « Gate-tuned superfluid density at the superconducting LaAlO₃/SrTiO₃ interface », *Phys. Rev. B* **86** (2012), no. 6, article no. 060503.
- [76] M. THIEMANN, M. BEUTEL, N. R. DRESSEL et al., « Single-gap superconductivity and dome of superfluid density in Nb-doped SrTiO₃ », *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018), no. 23, article no. 237002.
- [77] G. VENDITTI, J. BISCARAS, S. HURAND et al., « Non-linear I - V characteristics of two-dimensional superconductors : Berezinskii-Kosterlitz-Thouless physics versus inhomogeneity », *Phys. Rev. B* **100** (2019), no. 6, article no. 064506.
- [78] G. HERRANZ, G. SINGH, N. BERGEAL et al., « Engineering two-dimensional superconductivity and Rashba spin-orbit coupling in LaAlO₃/SrTiO₃ quantum wells by selective orbital occupancy », *Nat. Commun.* **6** (2015), no. 1, article no. 6028.
- [79] G. SINGH, A. JOUAN, G. HERRANZ et al., « Gap suppression at a Lifshitz transition in a multi-condensate superconductor », *Nat. Mater.* **18** (2019), no. 9, p. 948-954.
- [80] S. MALLIK, G. C. MÉNARD, G. SAÏZ et al., « Superfluid stiffness of a KTaO₃-based two-dimensional electron gas », *Nat. Commun.* **13** (2022), no. 1, article no. 4625.
- [81] J. G. BEDNORZ and K. A. MÜLLER, « Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system », *Z. Physik B - Condens. Matter* **64** (1986), p. 189-193.
- [82] P. J. RAY, *Master's thesis : Structural investigation of La_(2-x)Sr_(x)CuO_(4+y) - Following staging as a function of temperature*, figshare. Thesis, 2016. Online at <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.2075680.v2>.
- [83] L. BÉGON-LOURS, *Ferroelectric field-effects in high- T_c superconducting devices*, 2017. Superconductivity [cond-mat.supr-con], Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [84] P. A. P. LINDBERG, Z.-X. SHEN, B. O. WELLS et al., « Reaction of rb and oxygen overlayers with single-crystalline Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} superconductors », *Phys. Rev. B* **39** (1989), no. 4, p. 2890-2893.
- [85] X. WANG, L. X. YOU, D. K. LIU, C. T. LIN, X. M. XIE and M. H. JIANG, « Thin-film-like BSCCO single crystals made by mechanical exfoliation », *Physica C* **474** (2012), p. 13-17.
- [86] P. BADICA, K. TOGANO, S. AWAJI, K. WATANABE and H. KUMAKURA, « Review on Bi-Sr-Ca-Cu-O whiskers », *Supercond. Sci. Technol.* **19** (2006), no. 10, R81-R99.
- [87] K. S. NOVOSELOV, A. K. GEIM, S. V. MOROZOV, D. JIANG, Y. ZHANG, S. V. DUBONOS, I. V. GRIGORIEVA and A. A. FIRSOV, « Electric field effect in atomically thin carbon films », *Science* **306** (2004), no. 5696, p. 666-669.
- [88] K. S. NOVOSELOV, A. MISHCHENKO, A. CARVALHO and A. H. CASTRO NETO, « 2D materials and van der Waals heterostructures », *Science* **353** (2016), no. 6298, article no. aac9439.
- [89] D. JIANG, T. HU, L. YOU et al., « High- T_c superconductivity in ultrathin Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ x} down to half-unit-cell thickness by protection with graphene », *Nat. Commun.* **5** (2014), article no. 5708.
- [90] J. BOBROFF, « Impuretés et systèmes corrélés. des chaînes aux cuprates supraconducteurs », *Ann. Phys. Fr.* **30** (2005), no. 1, p. 1-151.
- [91] M. IMADA, A. FUJIMORI and Y. TOKURA, « Metal-insulator transitions », *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), no. 4, article no. 225.
- [92] P. ROMANO, M. RICCIO, A. GUARINO, N. MARTUCCIELLO, G. GRIMALDI, A. LEO and A. NIGRO, « Electron doped superconducting cuprates for photon detectors », *Measurement* **122** (2018), p. 502-506.
- [93] K. SEGAWA and Y. ANDO, « Transport properties of untwinned YBa₂Cu₃O_{7- δ} single crystals and the origin of the 60-K plateau », *J. Phys. Chem. Solids* **131** (2003), no. 5, p. 821-830.
- [94] S. ALTIN, M. AKSAN, M. YAKINCI and Y. BALCI, « The single crystal superconducting Bi-2212 whiskers fabrication and their thermal transport properties », *J. Alloys Compound.* **502** (2010), no. 1, p. 16-23.
- [95] C. C. TSUEI, J. R. KIRTLEY, C. C. CHI et al., « Pairing symmetry and flux quantization in a tricrystal superconducting ring of YBa₂Cu₃O_{7- δ} », *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994), no. 4, p. 593-596.
- [96] C. C. TSUEI and J. R. KIRTLEY, « Pairing symmetry in cuprate superconductors », *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000), no. 4, p. 969-1016.
- [97] S. M. O'MAHONY, W. REN, W. CHEN et al., « On the electron pairing mechanism of copper-oxide high temperature superconductivity », *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **119** (2022), no. 37, article no. e2207449119.
- [98] H. DING, M. R. NORMAN, J. C. CAMPUZANO et al., « Angle-resolved photoemission spectroscopy study of the superconducting gap anisotropy in Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ x} », *Phys. Rev. B* **54** (1996), no. 14, R9678-R9681.

- [99] D. A. WOLLMAN, D. J. VAN HARLINGEN, W. C. LEE, D. M. GINSBERG and A. J. LEGGETT, « Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-pb dc SQUIDS », *Phys. Rev. B* **71** (1993), no. 13, p. 2134-2137.
- [100] H. HILGENKAMP, ARIANDO, H. J. SMILDE et al., « Ordering and manipulation of the magnetic moments in large-scale superconducting π -loop arrays », *Nature* **422** (2003), p. 50-53.
- [101] K. KRISHANA, J. M. HARRIS and N. P. ONG, « Quasiparticle mean free path in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ measured by the thermal hall conductivity », *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995), no. 19, p. 3529-3532.
- [102] W. H. TANG, C. Y. NG, C. Y. YAU and J. GAO, « Thickness dependence of superconductivity for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ultra-thin films », *Supercond. Sci. Technol.* **13** (2000), no. 5, p. 580-583.
- [103] F. S. WELLS, A. V. PAN, X. R. WANG, S. A. FEDOSEEV and H. HILGENKAMP, « Analysis of low-field isotropic vortex glass containing vortex groups in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films visualized by scanning SQUID microscopy », *Sci. Rep.* **5** (2015), no. 1, article no. 8677.
- [104] J. PEARL, « Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids », *Appl. Phys. Lett.* **5** (1964), no. 4, p. 65-66.
- [105] J. LESUEUR, P. NEDELLEC, H. BERNAS, J. P. BURGER and L. DUMOULIN, « Depairing-like variation of T_c in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ », *Phys. C: Superconduct.* **167** (1990), no. 1, p. 1-5.
- [106] A. A. ABRIKOSOV and L. P. GOR'KOV, « Contribution to the theory of superconducting alloys with paramagnetic impurities », *Z. Eks. i Teoret. Fiz.* **39** (1960).
- [107] J. LESUEUR, S. DEGOY, M. APRILI, D. CHAM BONNET and D. KELLER, « Thermodynamical fluctuations and critical behavior in weakly disordered YBCO thin and ultrathin films », in *Proc. SPIE, Oxide Superconductor Physics and Nano-Engineering II, Photonics West '96, San Jose, CA* (I. BOZOVIC and D. PAVUNA, eds.), 1996, p. 250.
- [108] J. LESUEUR, L. DUMOULIN, S. QUILLET and J. RADCLIFFE, « Ion-beam induced metal insulator transition in YBCO films », *J. Alloys Compounds* **195** (1993), p. 527-530.
- [109] M. MALNOU, *High-Tc Josephson mixers for terahertz detection*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie: Paris VI, 2015.
- [110] N. CURTZ, E. KOLLER, H. ZBINDEN, M. DECROUX and L. ANTOGNAZZA, « Patterning of ultrathin YBCO nanowires using a new focused-ion-beam process », *Supercond. Sci. Technol.* **23** (2010), article no. 045015.
- [111] S. A. CYBART, E. Y. CHO, T. J. WONG et al., « Nano Josephson superconducting tunnel junctions in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ directly patterned with a focused helium ion beam », *Nat. Nanotechnol.* **10** (2015), p. 598-602.
- [112] F. COUEDO, P. AMARI, C. FEUILLET-PALMA, C. ULYSSE, Y. K. SRIVASTAVA, R. SINGH, N. BERGEAL and J. LESUEUR, « Dynamic properties of high- T_c superconducting nano-junctions made with a focused helium ion beam », *Sci. Rep.* **10** (2020), no. 1, article no. 10256.
- [113] R. C. JAEGER, *No. V 5 in Modular Series on Solid State Devices*, 2nd edition, Prentice Hall: Upper Saddle River, NJ, 2002.
- [114] J. F. ZIEGLER and J. P. BIERSACK, « The stopping and range of ions in matter », in *Treatise on Heavy-Ion Science* (D. A. BROMLEY, ed.), Springer: Boston, MA, 1985.
- [115] N. BERGEAL, X. GRISON, J. LESUEUR, G. FAINI, M. APRILI and J. P. CONTOUR, « High-quality planar high- T_c Josephson junctions », *Appl. Phys. Lett.* **87** (2005), no. 10, article no. 102502.
- [116] N. BERGEAL, J. LESUEUR, G. FAINI, M. APRILI and J. P. CONTOUR, « High T_c superconducting quantum interference devices made by ion irradiation », *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006), no. 11, article no. 112515.
- [117] J. LESUEUR, N. BERGEAL, M. SIRENA, X. GRISON, G. FAINI, M. APRILI and J. P. CONTOUR, « High T_c Josephson nanojunctions made by ion irradiation : characteristics and reproducibility », *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** (2007), no. 2, p. 963-966.
- [118] M. MALNOU, A. LUO, T. WOLF et al., « Toward terahertz heterodyne detection with superconducting Josephson junctions », *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012), no. 23, article no. 233505.
- [119] M. MALNOU, C. FEUILLET-PALMA, C. ULYSSE et al., « High- T_c superconducting Josephson mixers for terahertz heterodyne detection », *J. Appl. Phys.* **116** (2014), no. 7, article no. 074505.
- [120] A. SHARAFIEV, M. MALNOU, C. FEUILLET-PALMA, C. ULYSSE, P. FEBVRE, J. LESUEUR and N. BERGEAL, « Josephson oscillation linewidth of ion-irradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ junctions », *Supercond. Sci. Technol.* **29** (2016), no. 7, article no. 074001.
- [121] A. SHARAFIEV, M. MALNOU, C. FEUILLET-PALMA et al., « HTS Josephson junctions arrays for high-frequency mixing », *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018), no. 3, article no. 035003-9.
- [122] E. R. PAWLOWSKI, J. KERMORVANT, D. CRÉTÉ et al., « Static and radio frequency magnetic response of high T_c superconducting quantum interference filters made by ion irradiation », *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018), no. 9, article no. 095005-11.
- [123] F. COUEDO, E. R. PAWLOWSKI, J. KERMORVANT et al., « High- T_c superconducting detector for highly-sensitive microwave magnetometry », *Appl. Phys. Lett.* **114** (2019), no. 19, article no. 192602.
- [124] K. K. LIKHAREV, « Superconducting weak links », *Rev. Mod. Phys.* **51** (1979), p. 101-159.

- [125] H. HILGENKAMP and J. MANNHART, « Grain boundaries in high- T_c superconductors », *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002), no. 2, p. 485-549.
- [126] Y. Y. DIVIN, J. MYGIND, N. F. PEDERSEN and P. CHAUDHARI, « Josephson oscillations and noise temperatures in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ grain-boundary junctions », *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992), no. 25, p. 3053-3055.
- [127] J. E. ZIMMERMAN and A. H. SILVER, « Macroscopic quantum interference effects through superconducting point contacts », *Phys. Rev.* **141** (1966), no. 1, p. 367-375.
- [128] V. SCHULTZE, R. IJSELSTEIJN and H.-G. MEYER, « How to puzzle out a good high- T_c superconducting quantum interference filter », *Supercond. Sci. Technol.* **19** (2006), no. 5, S411-S415.
- [129] O. MUKHANOV, G. PROKOPENKO and R. ROMANOVSKY, « Quantum sensitivity : superconducting quantum interference filter-based microwave receivers », *IEEE Microwave* **15** (2014), no. 6, p. 57-65.
- [130] G. N. GOL'TSMAN, O. OKUNEV, G. CHULKOVA et al., « Picosecond superconducting single-photon optical detector », *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001), no. 6, p. 705-707.
- [131] C. M. NATARAJAN, M. G. TANNER and R. H. HADFIELD, « Superconducting nanowire single-photon detectors : physics and applications », *Supercond. Sci. Technol.* **25** (2012), no. 6, article no. 063001.
- [132] A. J. ANNUNZIATA, *Single-photon detection, kinetic inductance, and non-equilibrium dynamics in niobium and niobium nitride superconducting nanowires*, PhD thesis, Yale University, 2010.
- [133] R. H. HADFIELD, « Single-photon detectors for optical quantum information applications », *Nat. Photon.* **3** (2009), no. 12, p. 696-705.
- [134] E. A. DAULER, M. E. GREIN, A. J. KERMAN et al., « Review of superconducting nanowire single-photon detector system design options and demonstrated performance », *Opt. Eng.* **53** (2014), no. 8, article no. 081907.
- [135] K. SMIRNOV, A. DIVOCHIY, Y. VAKHTOMIN, P. MOROZOV, P. ZOLOTOV, A. ANTIPOV and V. SELEZNEV, « NbN single-photon detectors with saturated dependence of quantum efficiency », *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018), no. 3, article no. 035011.
- [136] F. MARSILI, V. VERMA, J. STERN et al., « Detecting single infrared photons with 93% system efficiency », *Nat. Photon.* **7** (2013), p. 210-214.
- [137] A. VETTER, S. FERRARI, P. RATH et al., « Cavity-enhanced and ultrafast superconducting single-photon detectors », *Nano Lett.* **16** (2016), no. 11, p. 7085-7092.
- [138] J. CHILES, I. CHARAEV, R. LASENBY et al., « New constraints on dark photon dark matter with superconducting nanowire detectors in an optical haloscope », *Phys. Rev. Lett.* **128** (2022), no. 23, article no. 231802.
- [139] B. KORZH, Q.-Y. ZHAO, J. P. ALLMARAS et al., « Demonstration of sub-3 ps temporal resolution with a superconducting nanowire single-photon detector », *Nat. Photon.* **14** (2020), no. 4, p. 250-255.
- [140] F. MARSILI, F. BELLEI, F. NAJAFI, A. E. DANE, E. A. DAULER, R. J. MOLNAR and K. K. BERGGREN, « Efficient single photon detection from 500 nm to 5 μm wavelength », *Nano Lett.* **12** (2012), no. 9, p. 4799-4804.
- [141] A. KORNEEV, Y. KORNEEVA, I. FLORYA, B. VORONOV and G. GOLTSMAN, « NbN nanowire superconducting single-photon detector for mid-infrared », *Phys. Proc.* **36** (2012), p. 72-76.
- [142] V. B. VERMA, B. KORZH, A. B. WALTER et al., « Single-photon detection in the mid-infrared up to 10 μm wavelength using tungsten silicide superconducting nanowire detectors », *APL Photonics* **6** (2021), no. 5, article no. 056101.
- [143] M. PROTTE, V. B. VERMA, J. P. HÖPKER, R. P. MIRIN, S. WOO NAM and T. J. BARTLEY, « Laser-lithographically written micron-wide superconducting nanowire single-photon detectors », *Supercond. Sci. Technol.* **35** (2022), no. 5, article no. 055005.
- [144] M. LINDGREN, M. CURRIE, C. WILLIAMS et al., « Intrinsic picosecond response times of Y-Ba-Cu-O superconducting photodetectors », *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999), no. 6, p. 853-855.
- [145] D. F. SANTAVICCA, « Prospects for faster, higher-temperature superconducting nanowire single-photon detectors », *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018), no. 4, article no. 040502.
- [146] S. CHARPENTIER, R. ARPAIA, J. GAUDET et al., « Hot spot formation in electron-doped PCCO nanobridges », *Phys. Rev. B* **94** (2016), no. 6, article no. 060503.
- [147] P. ROMANO, M. RICCIO, A. GUARINO, N. MARTUCCIello, G. GRIMALDI, A. LEO and A. NIGRO, « Electron doped superconducting cuprates for photon detectors », *Measurement* **122** (2018), p. 502-506.
- [148] R. ARPAIA, M. EJRNAES, L. PARLATO et al., « High-temperature superconducting nanowires for photon detection », *Physica C* **509** (2015), no. 1, p. 16-21.
- [149] M. EJRNAES, L. PARLATO, R. ARPAIA, T. BAUCH, F. LOMBARDI, R. CRISTIANO, F. TAFURI and G. P. PEPE, « Observation of dark pulses in 10 nm thick YBCO nanostrips presenting hysteretic current voltage characteristics », *Supercond. Sci. Technol.* **30** (2017), no. 12, article no. 12LT02.
- [150] R. ARPAIA, D. GOLUBEV, R. BAGHDADI et al., « Transport properties of ultrathin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanowires : a route to single photon detection », *Phys. Rev. B* **96** (2017), no. 6, article no. 064525.
- [151] P. AMARI, C. FEUILLET-PALMA, A. JOUAN et al., « High-temperature superconducting nano-meanders made by ion irradiation », *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018), no. 1, article no. 015019.
- [152] M. LYATTI, M. A. WOLFF, A. SAVENKO et al., « Experimental evidence for hotspot and phase-slip mechanisms of voltage switching in ultrathin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nanowires », *Phys. Rev. B* **98** (2018), no. 5, article no. 054505.

- [153] E. TRABALDO, R. ARPAIA, M. ARZEO, E. ANDERSSON, D. GOLUBEV, F. LOMBARDI and T. BAUCH, « Transport and noise properties of YBCO nanowire based nanoSQUIDS », *Supercond. Sci. Technol.* **32** (2019), no. 7, article no. 073001.
- [154] E. ANDERSSON, R. ARPAIA, E. TRABALDO, T. BAUCH and F. LOMBARDI, « Fabrication and electrical transport characterization of high quality underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanowires », *Supercond. Sci. Technol.* **33** (2020), no. 6, article no. 064002.
- [155] H. SHIBATA, « Photoresponse of a $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ nanostrip », *Supercond. Sci. Technol.* **30** (2017), no. 7, article no. 074001.
- [156] R. ARPAIA, M. EJRNAES, L. PARLATO et al., « Highly homogeneous YBCO/LSMO nanowires for photoresponse experiments », *Supercond. Sci. Technol.* **27** (2014), no. 4, article no. 044027.
- [157] I. CHARAEV, D. A. BANDURIN, A. T. BOLLINGER et al., « Single-photon detection using high-temperature superconductors », *Nat. Nanotechnol.* **18** (2023), no. 4, p. 343-349.
- [158] A. J. ANNUNZIATA, O. QUARANTA, D. F. SANTAVICCA et al., « Reset dynamics and latching in niobium superconducting nanowire single-photon detectors », *J. Appl. Phys.* **108** (2010), no. 8, article no. 084507.
- [159] R. SOBOLEWSKI, « Ultrafast dynamics of nonequilibrium quasi-particles in high-temperature superconductors », in *SPIE's International Symposium* (D. PAVUNA and I. BOZOVIC, eds.), 1998.
- [160] H. SHIBATA, H. TAKESUE, T. HONJO, T. AKAZAKI and Y. TOKURA, « Single-photon detection using magnesium diboride superconducting nanowires », *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010), article no. 212504.
- [161] H. ASSINK, A. J. M. HARG, C. M. SCHEP et al., « Critical currents in submicron $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ lines », *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3** (1993), no. 1, p. 2983-2985.
- [162] S. NAWAZ, *Approaching the depairing critical current in superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nanowires*, PhD thesis, Chalmers University: Sweden, 2013.
- [163] P. LARSSON, B. NILSSON and Z. G. IVANOV, « Fabrication and transport measurements of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nanostructures », *J. Vac. Sci. Technol. B* **18** (2000), no. 1, p. 25-31.
- [164] D. Y. VODOLAZOV, « Single-photon detection by a dirty current-carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach », *Phys. Rev. Appl.* **7** (2017), no. 3, article no. 034014.
- [165] R. P. GUPTA and M. GUPTA, « Order-disorder-driven change in hole concentration and superconductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ », *Phys. Rev. B* **44** (1991), no. 6, p. 2739-2746.
- [166] G. PAPARI, F. CARILLO, D. STORNAIUOLO, L. LONGOBARDI, F. BELTRAM and F. TAFURI, « High critical current density and scaling of phase-slip processes in YBaCuO nanowires », *Supercond. Sci. Technol.* **25** (2012), no. 3, article no. 035011.
- [167] G. PAPARI, F. CARILLO, D. STORNAIUOLO, D. MASSAROTTI, L. LONGOBARDI, F. BELTRAM and F. TAFURI, « Dynamics of vortex matter in YBCO sub-micron bridges », *Phys. C: Supercond. Appl.* **506** (2014), p. 188-194.
- [168] S. K. H. LAM, A. BENDAVID and J. DU, « Hot spot formation in focused-ion-beam-fabricated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nanobridges with high critical current densities », *Nanotechnology* **30** (2019), no. 32, article no. 325301.
- [169] R. ARPAIA, S. NAWAZ, F. LOMBARDI and T. BAUCH, « Improved nanopatterning for YBCO nanowires approaching the depairing current », *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** (2013), no. 3, p. 1101505-1101505.
- [170] M. LYATTI, A. SAVENKO and U. POPPE, « Ultra-thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films with high critical current density », *Supercond. Sci. Technol.* **29** (2016), no. 6, article no. 065017.
- [171] W. J. SKOCPOL, M. R. BEASLEY and M. TINKHAM, « Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges », *J. Appl. Phys.* **45** (1974), no. 9, p. 4054-4066.
- [172] P. AMARI, S. KOZLOV, E. RECOBA-PAWLOWSKI et al., « Scalable nanofabrication of high-quality $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanowires for single-photon detectors », *Phys. Rev. Appl.* **20** (2023), no. 4, article no. 044025.
- [173] R. ARPAIA, *$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanowires for ultrasensitive magnetic flux detectors and optical applications*, PhD thesis, Chalmers University: Sweden, 2016.
- [174] R. C. DINSMORE, *Microwave response in superconducting nanowires*, PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2009.
- [175] K. K. LIKHAREV and L. A. YAKOBSON, « Steady-state properties of superconducting bridges », *Sov. Phys. - Tech. Phys.* **20** (1975), no. 7, p. 950-954. (Engl. Transl.)
- [176] S. KOZLOV, *Critical behavior of superconducting nanowires*, PhD thesis, PSL Research University, 2024.
- [177] R. KATO, Y. ENOMOTO and S. MAEKAWA, « Effects of the surface boundary on the magnetization process in type-II superconductors », *Phys. Rev. B* **47** (1993), no. 13, p. 8016-8024.
- [178] W. D. GROPP, H. G. KAPER, G. K. LEAF et al., « Numerical simulation of vortex dynamics in type-II superconductors », *J. Comput. Phys.* **123** (1996), no. 2, p. 254-266.
- [179] P. G. D. GENNES, *Superconductivity of Metals And Alloys*, CRC Press: Boca Raton, 2019.
- [180] L. G. ASLAMAZOV and A. I. LARKIN, « Josephson effect in wide superconducting bridges », *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **68** (1975), p. 766-775.
- [181] J. KURKIJÄRVI, « Intrinsic fluctuations in a superconducting ring closed with a Josephson junction », *Phys. Rev. B* **6** (1972), no. 3, p. 832-835.

- [182] A. GARG, « Escape-field distribution for escape from a metastable potential well subject to a steadily increasing bias field », *Phys. Rev. B* **51** (1995), no. 21, p. 15592-15595.
- [183] M.-H. BAE, R. C. DINSMORE, T. AREF et al., « Current–phase relationship, thermal and quantum phase slips in superconducting nanowires made on a scaffold created using adhesive tape », *Nano Lett.* **9** (2009), no. 5, p. 1889-1896.
- [184] P. AMARI, *Vortex dynamics in ion irradiated YBCO superconducting nanowires : toward single photon detection*, PhD thesis, Sorbonne Université, 2020.
- [185] Z. VELLUIRE-PELLAT, *Microwave study of high-Tc superconductors : from $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ resonators to ultrathin $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ flakes*, PhD thesis, PSL Research University, 2023.
- [186] A. SHUKLA, R. KUMAR, J. MAZHER and A. BALAN, « Graphene made easy : high quality, large-area samples », *Solid State Commun.* **149** (2009), no. 17–18, p. 718-721.
- [187] K. GACEM, M. BOUKHICHA, Z. CHEN and A. SHUKLA, « High quality 2d crystals made by anodic bonding : a general technique for layered materials », *Nanotechnology* **23** (2012), no. 50, article no. 505709.
- [188] F. WANG, J. BISCARAS, A. ERB and A. SHUKLA, « Superconductor–insulator transition in space charge doped one unit cell $Bi_{2.1}Sr_{1.9}CaCu_2O_{8+x}$ », *Nat. Commun.* **12** (2021), no. 1, article no. 2926.
- [189] A. PARADISI, J. BISCARAS and A. SHUKLA, « Space charge induced electrostatic doping of two-dimensional materials : graphene as a case study », *Appl. Phys. Lett.* **107** (2015), no. 14, article no. 143103.
- [190] J. BISCARAS, Z. CHEN, A. PARADISI and A. SHUKLA, « Onset of two-dimensional superconductivity in space charge doped few-layer molybdenum disulfide », *Nat. Commun.* **6** (2015), article no. 8826.
- [191] E. STERPETTI, J. BISCARAS, A. ERB and A. SHUKLA, « Comprehensive phase diagram of two-dimensional space charge doped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ », *Nat. Commun.* **8** (2017), no. 1, article no. 2060.
- [192] A. ENGEL and A. SCHILLING, « Numerical analysis of detection-mechanism models of superconducting nanowire single-photon detector », *J. Appl. Phys.* **114** (2013), no. 21, article no. 214501.
- [193] J. J. RENEMA, R. GAUDIO, Q. WANG et al., « Probing the hotspot interaction length in NbN nanowire superconducting single photon detectors », *Appl. Phys. Lett.* **110** (2017), no. 23, article no. 233103.