

Mémoire d'habilitation à diriger les recherches
Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)
Specialité : Physique théorique

Points critiques quantiques dans les composés à fortes
corrélations électroniques

Catherine Pépin ¹

6 novembre 2008

¹Institut de Physique Théorique,
CEA, IPhT, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
CNRS, URA 2306, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

Table des matières

I	Présentation des travaux	3
1	Curriculum vitae	3
1.1	Formation, expérience professionnelle	3
1.2	Invitations à des conférences internationales	3
1.3	Organisation de conférences internationales	6
1.4	Divers	7
1.5	Encadrement et collaborations	7
2	Présentation du domaine de recherches	8
3	Résumé du travail de recherche	9
4	Summary of the research work	11
5	Projet de recherche	12
II	Mémoire	14
6	Supraconducteurs à haute température critique	14
6.1	Contexte	14
6.2	Effets d'impuretés dans la phase pseudo-gap des supraconducteurs à haute T_c	17
6.3	Violation de la règle de somme de conductivité optique	18
6.4	Phénoménologie des supras à haute T_c	19
7	Théorie des PCQ d'électrons itinérants	22
7.1	Contexte scientifique	22
7.2	Pseudogaps dans les composés anti-ferromagnétiques emboîtés	23
7.3	Effondrement Kondo en volume (ou en anglais "Kondo volume collapse")	24
7.4	Théorie d'Eliashberg autour d'un point critique quantique ferromagnétique itinérant	26
7.5	Transport électrique autour d'un PCQ ferromagnétique	28
8	Fermions lourds	30
8.1	Contexte scientifique	30
8.2	Anti-ferromagnetisme et susceptibilité de van Vleck	32
8.3	Représentations super-symétriques du spin	33
8.4	"Comment les liquides de Fermi deviennent lourds et meurent?"	35
8.5	Étude phénoménologique du composé YbRh_2Si_2	37
8.6	Études à partir du scénario d'Onde de Densité de Spin (ODS)	38
8.7	Brisure Kondo dans le réseau d'Anderson	39
8.8	Application aux bi-couches d' He^3 adsorbées sur du graphite	43
9	Conclusion	46

Première partie

Présentation des travaux

1 Curriculum vitae

Work Address

Catherine Pépin
Institut de Physique Théorique,
L'Orme des Merisiers, CEA-Saclay,
CNRS URA 2306,
91191 Gif-sur-Yvette, FRANCE,
Phone : +33 (0) 1 69 08 72 18
Email : Catherine.Pepin@cea.fr
Nationality : French

1.1 Formation, expérience professionnelle

- 01/07– Promotion CEA E5, Institut de Physique Théorique,
CEA-Saclay
- 07/00– 01/07 Permanent position at the Institut de Physique Théorique,
CEA-Saclay
- 09/98 – 07/00 Post-Doc with A. M. Tsvetik,
Oxford, UK
- 01/97 – 09/98 Post-Doc with P. A. Lee,
MIT, USA
- 09/93 – 09/96 Ph D in Theoretical Physics (advisor M. Lavagna),
DRFMC/SPSMS/MDN, CEN-Grenoble,
Université Joseph Fourier
- 09/90 – 09/94 Student of the Ecole Normale Supérieure de Lyon

1.2 Invitations à des conférences internationales

- * Invited speaker to the International Workshop on Strongly Correlated Electrons in Trieste, August 4-15 (2008).

- * Invited speaker to the COFUS (Competing Orders, Pairing Fluctuations and Spin Orbit effects in Superconductors) , in Dresden ,July 7-11 (2008).
- * Invited speaker to the Exact Renormalization Group (ERG) conference, in Heildelberg,July 1-6 (2008).
- * Invited speaker to the APS March Meeting in New Orleans, March. (2008).
- * Invited speaker to the Gordon Conference on Magnetism and Superconductivity, Sept. 9-14th (2007) in Les Diablerets, Switzerland.
- * Invited speaker to the Trieste Workshop on Stringly Correlated Electrons, August 14-24 (2006).
- * Invited speaker to the Santa Barbara workshop about Quantum Critical Points, Jan (2005).
- * Invited speaker to the Santa Barbara, KITP Conference, about Quantum Phase transitions, Jan. 18-21 (2005)
- * Invited speaker to the Hereaus seminar on Quantum Phase Transitions, October 11-14, 2004. Physikzentrum, Bad Honnef, Germany.
- * Invited speaker to the Trieste workshop on quantum criticality, July 13-23 (2004) Trieste, Italy
- * Invited speaker to Miniconference on nanoscopique and quantum criticality, september 15-19 (2003) Grenoble, France
- * Invited to the Aspen workshop on "Strongly correlated electrons and quantum criticality", Aspen, Colorado, July 2003.
- * Invited speaker to the FERLIN workshop,"Fermi-liquid instabilities in correlated metals" in Dresden , from June 11 to 14, 2003, Germany.
- * Invited lecturer to the NORDITA summer school on strongly correlated electrons to be held in Copenhagen in June 2003.
- * Invited speaker to the Dresden workshop," Quantum Phase Transitions Dresden 2003", June-July, Dresden, Germany.

- * Invited speaker to the Leiden workshop, "non-Fermi liquid behavior and quantum phase transitions", May 12-23 2003, Lorentz Center Leiden, Netherlands.
- * Invited speaker to the ICAM workshop on quantum criticality in Condensed Matter, to be held at Columbia University in Manhattan between the 20th and 23rd of March 2003.
- * Invited speaker to the March 2003 Meeting of the American Physical Society, March 3-7, in Austin, Texas.
- * Invited speaker to GDR "Oxydes à propriétés remarquables", ESPCI, Paris, Dec. 20-22, 2002. *Title : Formation de quasi-particules et Énergie de condensation dans les cuprates supraconducteurs..*
- * Invited speaker to the NATO workshop on Concepts In Electron Correlations, HVAR, Croatia, 3-8 October 2002. *Title : Quantum Phase Transitions*
- * Invited speaker to the 23rd International Conference on LOW TEMPERATURE PHYSICS, Hiroshima, Japan, August 20-27, 2002. *Title : Signs of a new universality in Heavy fermions Quantum Critical Points*
- * Invited speaker to the FERLIN international Workshop, BLED, Slovenia, 2002, May 23-25. "Non-fermi liquid Physics in Transition Metals and Rare Earth Compounds". *Title : Does the Hall constant jump at a quantum critical point ?*
- * Invited speaker to the EPS-CMD19/CMMP 2002 Conference, Brighton, 7-11 April 2002. *Title : The Enigma of the 3D Heavy Fermions Quantum Critical Point*
- * Invited speaker at the Chinese Academy of Science, Beijing, Jan. 8 2002. *Invited by Zhao-Bin Zu*
- * Invited speaker to the FERLIN Workshop on The Physics of Ytterbium Systems at low Temperatures, Nov. 29 to Dec.2 2001. *Title : The Fate of the Heavy Electron at a Quantum Critical Point*
- * Invitation to the Conference on Emergent Phenomena in Strongly Correlated Electrons Materials, Aspen (U.S.A.) July 2001. *Organised by B. Laughlin, E. Abrahams*

- * Long term invitation to the Conference on High Temperature Superconductors, Santa Barbara (U.S.A.) from August to Jan 2000. *Organised by B. Laughlin, P. A. Lee, D. Scalapino, and C. Khallin. Title : Supersymmetric approach to Kondo and Hubbard Systems.*
- * Invited Speaker to the XII trieste Workshop on Strongly Correlated Systems, ICTP, Trieste (Italy), 17-28 July 2000. *Title : A New Approach to Fermions on the Brink of Magnetism.*
- * Long term invitation to the Conference on Strongly Correlated Electrons, Cambridge (U.K) from Jan. to March 2000.
- * SCES '98, Paris, July 1998. *Title : Non Magnetic Impurities in the Spin Gap Phase of the Cuprates*
- * Strongly Correlated Electrons, Evora (Portugal), Oct. 1996. *Title : Supersymmetry and Theory of Heavy Fermions*

1.3 Organisation de conférences internationales

- * International Workshop on Heavy fermion Materials, Aspen, Colorado, August 11 th- September 10th, 2009.
- * ICAM Conference for Condensed Matter Theory and Experiments, to be held in Cargèse, Corsica, July 6-19, 2009.
- * Claude Itzykson Conference on Strongly Correlated Electrons, SPhT, Saclay, June 21-23, 2006.
- * ICAM workshop “Evolution of the quantum effects from the nano to the macroscale” organised in Cargèse, Corsica, May 17-23, 2004.
- * Trieste Workshop on Strongly Correlated Electrons. Emergent Materials and Strongly Correlated Electrons : ICTP, Trieste 13-23 July 2004 *Conference organised in collaboration with P. Coleman, A. Chubukov, A. Schofield and A. Rosch*
- * XIII Trieste Workshop on Strongly Correlated Electrons. Emergent Materials and Strongly Correlated Electrons : ICTP, Trieste 5-16 Aug. 2002 *Conference organised in collaboration with P. Coleman. A. Chubukov, A. Schofield and Yu Lu*

1.4 Divers

- * ACI grant for young researchers N^o 500 348
intitulated *Phénomènes quantiques macroscopiques* ,
obtained in collaboration with O. Parcollet and G. Misguich
(2003-2006)
- * ANR-grant N^o ANR-06-BLAN-0220-02
intitulated *Extreme Condition Correlated Electrons*,
obtained in collaboration with experimentalists of DRFMC-
CEA-Grenoble (Daniel Braithwaite), with attribution of one
post-doc (92 000 euros) for the period 2006-2008.
- * Service at the CVS (Comité de la Vie Scientifique) of the Ex-
cellency Network RTRA -Triangle de la Physique from April
2007 untill now.
- * Referee for the American National Science Fundation grants.

- * Referee for the European Research Council grants.

1.5 Encadrement et collaborations

Au cours des dix dernières années, j'ai pu tisser des liens de collaboration avec de nombreux chercheurs du domaine des fermions lourds et des électrons en corrélations fortes. Par ordre chronologique, des intérêts pour des projets de recherche communs m'ont amenée à collaborer avec Patrick. A. Lee (MIT) sur des effets d'impuretés dans les supraconducteurs à haute température critique; avec Piers Coleman (Rutgers University) sur des sujets reliés aux représentations super-symétriques de spin, en vue d'applications au domaine des fermions lourds; avec Mike Norman (Argonne Laboratory) d'abord sur une approche phénoménologique de différents problèmes, comme les supraconducteurs à haute température critique, le Chrome, et plus récemment sur le point critique quantique (PCQ) de brisure d'effet Kondo (brisure Kondo) dans le réseau Kondo. J'ai aussi travaillé avec Andrey V. Chubukov (University of Wisconsin), sur la théorie des points critiques quantiques d'électrons itinérants et en particulier nous avons établi la théorie de Eliashberg pour la transition ferromagnétique. Avec Dmitrii L. Maslov (University of Florida), nous avons abordé le problème du transport électrique près du PCQ ferromagnétique et énoncé les lois d'échelle correspondant aux corrections à la conductivité de Altshuler. Enfin récemment, j'ai entamé une collaboration avec Konstantin B. Efetov (Bochum, Germany), sur une méthode nouvelle de bosonisation en toute dimension.

J'ai beaucoup collaboré avec les expérimentateurs, en particulier sur le problème ouvert des PCQ dans les composés à fermions lourds. Les principaux laboratoires avec lesquels je suis en contact sont le Max Planck Institut à Dresde (groupe de Franck Steglich), l'INAC (ancien DRFMC) à Grenoble (groupe de Jean-Pascal Brison) et le Los Alamos Laboratory (groupe de Joe Thompson). Ces collaborations vont devenir de plus en plus étroites car notre théorie de brisure Kondo est assez développée pour être en mesure de produire des prédictions

expérimentales. Nous devrions être en mesure de tester la théorie dans les deux prochaines années à venir. Récemment, j'ai pu collaborer avec des expérimentateurs londoniens (groupe de John Saunders) sur les bi-couches d'Hélium 3 montrant une transition de Mott en fonction du remplissage. J'aime beaucoup aussi discuter avec les expérimentateurs des supraconducteurs à haute température critique.

J'ai encadré un projet de thèse (Jérôme Rech), en co-tutelle avec Piers Coleman (Rutgers) soutenue en 1996, qui était basée sur l'étude de la théorie de Eliashberg près du PCQ ferromagnétique. Indranil Paul est venu pour un stage post-doctoral au SPhT de 2004 à 2006. Il vient d'obtenir un poste CR1 au CNRS à Grenoble. Notre plus récente collaboration concerne la mise en place de la théorie de brisure Kondo, conjointement avec Mike Norman. Actuellement, j'encadre la thèse de Adel Benlagra, commencée en 2006, et qui portera sur les bi-couches de He³ ainsi que sur la nouvelle technique de bosonisation super-symétrique. Ki-Seok Kim est venu pour un an en stage post-doctoral à l'IPhT sur une ANR concernant les fermions lourds. Nous avons entamé ensemble le test expérimental de la théorie de brisure Kondo. Il vient d'obtenir un poste en Corée du Sud.

- * Stage post-doctoral de Indranil Paul, at the SPhT 2004-2006.
I. Paul a obtenu en 2008 un poste permanent CR1 au CNRS, Grenoble.
- * Thèse de Jérôme Rech défendue le 19 th, 2006 au SPhT, CEA-Saclay
- * Thèse de Adel Benlagra commencée en 2006.
- * Stage post-doctoral de Ki-Seok Kim à l'IPhT en 2007-2008.
Ki-Seok vient d'obtenir un post permanent en Corée du Sud.

2 Présentation du domaine de recherches

Mon intérêt pour mon activité de recherche en physique théorique porte sur l'apparition de phénomènes quantiques à l'échelle macroscopique. Le vaste domaine de la mécanique quantique comporte de nombreuses activités, allant de la physique des hautes énergies aux nano objets. Pourquoi avoir choisi la Matière Condensée, domaine aux allures de la physique d'une autre époque et dont le nom résonne d'une manière si étrange ?

Le domaine de la matière condensée se trouve dans une gamme d'énergie où toutes les forces en jeu sont électromagnétiques et d'origine Coulombienne. Nous avons des électrons de conduction, des interactions entre ces électrons. Nous avons des ions et atomes, formant un solide cristallin. Tout cela ressemble fort à de la physique du début du siècle ! Et pourtant le domaine est absolument fascinant pour de multiples raisons. C'est d'abord la complexité des phénomènes quantiques émergents qui est attirante, complexité associée à une beauté et une simplicité spectaculaires des résultats expérimentaux. Prenez l'un des phénomènes quantiques

“émergeants” les plus connus, celui de la supraconductivité. Les expériences montrent que la résistivité électrique disparaît lorsqu’on abaisse la température sous un seuil critique. De plus les champs magnétiques sont expulsés du composé, produisant le spectaculaire effet de lévitation magnétique. Deux observations expérimentales simples, reproductibles, spectaculaires. Et pourtant il aura fallu plus de cinquante ans pour mettre en œuvre une théorie capable de rendre compte de ces effets expérimentaux. La raison en est que la statistique quantique des particules élémentaires de ce problème, les électrons, qui est de nature fermionique au niveau microscopique, change lorsque les électrons interagissent entre eux. Ils s’apparient en paires de Cooper, elles-mêmes de nature bosonique. Ce changement de statistique, qui s’apparente à un effet de condensation de Higgs, est responsable des effets imprévus observés expérimentalement.

A mon avis, la physique de la matière condensée offre principalement deux grands problèmes quantiques ouverts, chacun possédant des signatures expérimentales simples et remarquables. Je parle ici de la supraconductivité à haute température critique et des anomalies de transport dans les fermions lourds. Dans ma carrière, je me consacre presque entièrement à ces deux problèmes. Même si j’ai fait des incursions dans d’autres domaines, comme celui du transport quantique à basses dimensions, cela s’est produit principalement pour apprendre des techniques spécifiques à ces domaines, que je pourrais par la suite importer pour tenter de résoudre le mystère des supraconducteurs à haute T_c ou bien le problème du transport dans les matériaux à fermions lourds. La solution de ces deux problèmes représente, encore maintenant, le but de mes recherches.

3 Résumé du travail de recherche

Les composés à fermions lourds sont constitués de gros atomes, comme l’Uranium, le Cérium ou bien encore l’Ytterbium qui, avec des alliages métalliques, forment un réseau cristallin. Le nombre important de couches électroniques sur ces atomes donne un moment orbital de spin élevé, qui est responsable du caractère fortement magnétique des cristaux. Les propriétés physico-chimiques de ces composés sont complexes. La dégénérescence orbitale est levée par l’effet combiné des interactions spin-orbite ainsi que par l’effet des champs cristallins. La complexité chimique ne laisse en rien présager de la simplicité des observations physiques obtenues. Dans le composé YbRh_2Si_2 , on a observé une résistivité électrique linéaire en température sur trois décades lorsque la température se rapprochent du zéro absolu (voir figure 14). Cette loi viole la théorie standard de la conduction électrique quantique dans les métaux, plus communément appelée théorie de Landau du liquide de Fermi qui prédit que la conductivité électrique, à proximité du zéro absolu varie comme T^2 et non linéairement en température. Ces anomalies du transport électrique s’accompagnent d’anomalies dans la thermodynamique, brisant elles aussi les prédictions de la théorie de Landau. Les premières anomalies de transport dans les fermions lourds ont été découvertes en 1996, juste à la fin de ma thèse, qui portait sur les aspects magnétiques de ces composés.

Comme je l’ai mentionné plus haut, ma thèse a porté sur l’étude de l’aspect magnétique de ces composés. Lorsqu’en 1996 l’observation d’effets surprenants dans les propriétés de transport fut confirmée, il fut tout naturel de considérer que la présence d’un PCQ de nature magnétique pourrait produire des fluctuations quantiques suffisamment fortes pour être observées à grande échelle et déstabiliser le liquide de Fermi. En termes simples, un PCQ est une transition de phase à température nulle. Comme la température est nulle, la longueur des

fluctuations quantiques devient plus grande que la longueur d'onde thermique de de Broglie. Ainsi les fluctuations quantiques se répercutent sur des échelles macroscopiques. Les composés à fermions lourds ayant une nature fortement magnétique, j'ai participé tout naturellement à l'étude des PCQ qui apparaissent lors d'une transition vers une phase magnétique itinérante. Ce genre de PCQ est appelé point critique à ondes de densité de spin (ODS), car la surface de Fermi des électrons de conduction est déstabilisée par des ondes de spin. D'un point de vue théorique, la formulation de ce PCQ comporte de nombreuses difficultés, dues au caractère itinérant des électrons de conduction. En effet, au voisinage de la surface de Fermi, les électrons se comportent pour chaque vecteur d'onde, comme une infinité de modes mous qui produisent des divergences infra-rouges et aucune théorie pour le moment n'arrive à les re-sommer d'une façon complètement concluante. Ma contribution à ce domaine fut d'introduire, en collaboration avec A. V. Chubukov une théorie de type Eliashberg (introduire par le passé pour décrire les supraconducteurs en couplage fort) de façon à re-sommer ces divergences infra-rouges. Bien que la méthode utilisée repose sur un développement un peu artificiel à N grand ainsi que sur la courbure de la surface de Fermi, nous avons construit la théorie la plus avancée pour ce domaine, théorie qui peut maintenant être généralisée à tous types de PCQ comportant des électrons itinérants.

Un second volet de mon activité dans ce domaine est la phénoménologie. L'un des aspects les plus fascinants de ce domaine est qu'il est ouvert à des investigations expérimentales très poussées. Quantité d'observables peuvent être mesurées, comme la conductivité électrique, thermique, d'effet Nernst et effet Seebeck mais aussi les mesures de chaleur spécifique, de résonance magnétique nucléaire, de photo-émission résolue ou non résolue dans l'espace des moments et dans le temps, des expériences de diffraction aux neutrons et aux rayons X, sans parler de techniques comme la spectroscopie tunnel. Cette somme énorme de résultats expérimentaux contraint fortement les théories ou les modèles proposés. Le travail phénoménologique consiste à défricher les résultats expérimentaux en les comparant directement aux théories existantes, montrant ainsi la nouveauté des découvertes expérimentales. J'ai participé à deux études phénoménologiques. L'une concerne le composé YbRh_2Si_2 , publiée dans *Nature Physics* en collaboration avec des expérimentateurs de Dresde. Nous y étudions les propriétés thermodynamiques de ce composé au voisinage du PCQ mis en évidence expérimentalement par ce même groupe. La deuxième étude concerne est un article de revue sur les supraconducteurs à haute température critique, écrit en collaboration avec M. Norman. La phénoménologie permet de préparer le terrain et contribue beaucoup à faire avancer le domaine.

Dans le domaine de la physique des fermions lourds, mon résultat le plus marquant est une nouvelle idée que nous avons eue avec M. Norman. Cela faisait quelques années que la communauté scientifique testait la théorie des PCQ de type ODS pour les fermions lourds. Bien que ces PCQ violent la théorie de Landau du liquide de Fermi, le processus n'est pas assez puissant pour rendre compte de résultats aussi étranges que la résistivité linéaire en température sur trois décades d'énergie. A la suite d'une discussion avec M. Norman à propos d'un de ses papiers récents où il notait la présence inattendue de fluctuations de valence dans le composé YbRh_2Si_2 , nous nous sommes demandé si le magnétisme ne représentait pas en définitive une fausse piste et s'il ne fallait pas chercher des PCQ non magnétiques pour ces composés. Après une année d'investigations, nous sommes arrivés à l'idée d'une transition métal-isolant induite par les interactions fortes sur les impuretés magnétiques de ces composés. L'idée est simple. Ces composés sont faits de deux types d'électrons hybridés, les électrons liés aux impuretés magnétiques et les électrons de conduction. Serait-il possible que, sous l'effet des interactions Coulombiennes, les électrons des impuretés magnétiques se localisent alors que les

électrons de conduction resteraient itinérants ? Lorsqu'on met en équations cette idée simple, le modèle obtenu s'apparente à la "fractionalisation" d'une quasi-particule en ses différents composants. La théorie de jauge sous jacente est loin d'être simple ; elle se complique, près du PCQ, par la présence des électrons de conduction et de fermion sans masse. En utilisant la théorie de Eliashberg développée plus haut, nous avons pu arriver à des résultats prédictifs. En particulier nous avons trouvé un régime de température où la résistivité électrique est linéaire en température à trois dimensions d'espace. Ce résultat est assez remarquable pour être souligné. Nous avons là le premier PCQ qui exhibe une résistivité linéaire en température à 3 D. La raison physique peut être exprimé en termes simples. Les impuretés magnétiques, lorsqu'elles sont sur le point de se localiser, produisent un mécanisme de diffusion vers l'arrière qui ralentit énormément les électrons de conduction. Le temps de vie à une particule des électrons devient le temps de transport, et l'exposant linéaire en température est typique du temps de vie à une particule, pour les PCQ itinérants à $q = 0$. Nous projetons d'ici peu de faire des prédictions pour le transport thermique, ainsi que le coefficient de Grüneisen pour le composé YbRh_2Si_2 dans le régime où la résistivité linéaire en températures est observée [66]. Une première application de cette théorie pour les systèmes de bi-couches d' He^3 adsorbées sur du graphite est publiée [68, 67].

4 Summary of the research work

Heavy fermion compounds are made of big atoms, like Ce, U, or Yb, which are embedded in a crystalline lattice. The important number of electrons on these atoms combine their spins with Hund's rule and lead to a big resulting moment responsible for the magnetic nature of these compounds. These compounds have complex chemical properties. The orbital degeneracy is lifted by the conjugate effect of spin-orbit coupling and crystal field interactions. The simplicity of the physical observations contrasts with the complexity of the chemical structure. For the compound YbRh_2Si_2 , quasi-linear resistivity on three decades of temperature, close to the absolute zero has been reported (Fig14). This law violates the Landau theory of conduction in metals which predicts a conductivity varying as T^2 . Anomalies in the thermodynamics contradict as well the Landau theory of the Fermi liquid. The first observation of transport anomalies in heavy fermion compounds dates from 1996, just at the end of my Ph D, which concerned the study of the magnetic structure of these systems.

After confirmation of the presence of anomalous transport properties in $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ the first natural idea was to consider that a magnetic quantum critical point (QCP) could produce strong enough quantum fluctuations to be responsible for the anomalies. In simple words, a QCP is a $T = 0$ phase transition. At $T = 0$ the length of quantum fluctuations becomes larger than the de Broglie thermal fluctuation length. Hence the quantum fluctuation act on a macroscopic scale. I naturally participated in the effort for determining the properties of itinerant electron QCP. This type of QCP is called spin density wave (SDW) scenario, because here the Fermi surface is destabilized by scattering of the electrons through SDW. From a theoretical perspective, the study of this QCP reveals many difficulties, mainly due to the itinerant nature of the conduction electrons. Indeed, close to the Fermi surface, the electrons act as an infinite number of slow modes. This creates an infinite number of divergences in the perturbation series, which no theory so far completely succeeds to re-sum in a controlled way. My contribution to this field was to introduce, in collaboration with A.V. Chubukov, an Eliashberg theory so that to re-sum the infinite series of divergences. Although this theory

relies on a rather artificial large N expansion and depends on a finite curvature of the Fermi surface, we have constructed the most advanced tool to day, to deal with QCP of itinerant electrons. This technique can be easily generalized to all types of QCP of itinerant electron systems.

The second part of my activity is phenomenology. One of the most fascinating aspects of this field is that it is driven by experimental investigation. A vast number of experimental techniques are proposed, from electrical conductivity, to thermal conductivity, Nernst and Seebeck effects, but also specific heat measurements, NMR, angle resolved photo-emission or tunnel spectroscopy. This big body of experiments constrains greatly the various theoretical models. The phenomenological work mainly consists in going through the experimental results and comparing them to the existing theories, enlightening the points where the standard theories break down. I have participated to two main phenomenological works. One concerns the compound YbRh_2Si_2 , in collaboration with the experimental group from Dresden. We study here the thermodynamic properties of this compound, and in particular the properties of scaling as well as the presence of an upturn in the Sommerfeld coefficient at very low temperature. The second study is a review article on high T_c superconductors, written in collaboration with M.R. Norman.

In the field of heavy fermions, my most important result is a new idea that emerged from a discussion with M. R. Norman. It was a few years already that the scientific community was testing the theory of SDW at the brink of a magnetic QCP. Although this QCP violates the Landau Fermi liquid theory of metals at very low temperatures, the violation is not strong enough to account for results as strange as quasi-linear resistivity on three decades of temperature. Following a study by M.R. Norman of the band structure of YbRh_2Si_2 , where he noticed that valence fluctuations were surprisingly strong, we started to consider the eventuality of a non magnetic QCP which would be responsible for the anomalies in transport. After a year of investigations, we arrived at the idea of a metal-insulator transition induced by strong Coulomb interactions on the electrons sitting at the impurity sites. The idea is simple. These compounds are made of two types of electrons, the electrons sitting on the magnetic impurity sites and the conduction electrons. Would it be possible that, under strong Coulomb repulsion, the electrons of the magnetic impurities localize while the conduction electrons keep moving? When this simple idea is put into equations, the result is analogous to the fractionalization of the heavy quasi-particle in its various components. Using the Eliashberg theory developed for the ferromagnetic SDW QCP, we obtained predictive results. In particular we have found for the first time a regime in temperature where the resistivity is linear in T in three dimensions of space. The physics of this phenomenon can be described as follows. The magnetic impurity electrons, when on the brink of localization, form a reservoir in which occurs backscattering of the conduction electrons. Hence the transport lifetime of the conduction electrons is the same as the quasi-particle lifetime, which is typically quasi-linear in T for 3 D itinerant QCP at $q = 0$. Prediction for thermal transport as well as for the Grüneisen parameter for the compound YbRh_2Si_2 in the regime where the linear in T resistivity is observed, are underway [66]. A first application of this theory to He^3 bi-layers has already been given [68, 67].

5 Projet de recherche

Je me consacre depuis un an à une nouvelle méthode de bosonisation à deux et trois dimensions pour les systèmes de fermions en interactions. Ce travail est le fruit d'une collaboration

avec K. Efetov, à la suite d'une visite qu'il fit à Paris au printemps 2007. Efetov a présenté dans un séminaire un travail fait avec I. Aleiner sur une méthode de bosonisation super-symétrique, qui utilisait des approximations semi-classique chères à la communauté Russe. Ayant beaucoup travaillé sur les problèmes relatifs à la surface de Fermi, près des PCQ par exemple, je fus sensible à ce travail, même si la méthode semblait très complexe. Efetov m'a ensuite rendu visite à Saclay et nous avons entamé une collaboration en vue de simplifier cette technique, qui est maintenant en voie d'aboutissement. Nous avons d'ores et déjà complètement reformulé la méthode de bosonisation, ce qui nous permet formellement d'éliminer les approximations semi-classiques et de réduire la preuve à quelques lignes. L'intérêt d'une nouvelle méthode de bosonisation pour les problèmes d'électrons fortement corrélés est d'une part, que nous pouvons traiter le problème de la surface de Fermi (la surface de Fermi pose problème du fait que nous perdons l'aspect relativiste de la théorie et qu'elle introduit une échelle d'énergie supplémentaire) et de plus, les méthodes du Groupe de Renormalisation (GR) sont contrôlées pour les bosons. Ce projet ambitieux devrait occuper une bonne partie de mon temps durant les prochaines années. La première étape est de tester cette nouvelle technique sur des problèmes connus. Nous avons déjà commencé ce travail et sommes en voie de reproduire la théorie du liquide de Fermi, avec toutes les corrections non analytiques à la thermodynamique. Lorsque nous reformulons la théorie du liquide de Fermi avec notre nouvelle technique, de nouvelles symétries apparaissent. Précisément, le liquide de Fermi exhibe maintenant la symétrie BRS (Becchi Rouet Stora) et nous permet de reformuler le modèle avec une forme de super-symétrie analogue à celle de la quantification des théories de jauge non abéliennes. Le modèle de Hubbard peut lui aussi être reformulé de la sorte, dressant un parallèle inédit entre les supraconducteurs à haute T_c et la physique des particules. C'est vraiment l'un des grands mystères de la physique que des théories similaires se retrouvent à des échelles d'énergie totalement différentes ! La deuxième étape est de tenter de résoudre des problèmes ouverts avec cette technique, en particulier les fameux problèmes ouverts du domaine des électrons fortement corrélés à plus d'une dimension, incluant le modèle de Hubbard et le réseau de Anderson.

Je pensais jusqu'à l'été dernier que mes recherches pour les années suivantes se concentreraient entièrement sur cette nouvelle technique de bosonisation que nous mettons au point avec K. Efetov, mais lors d'une visite au Max Planck Institut de Dresde, j'ai appris que les expériences sur les fermions lourds, et en particulier sur le composé YbRh_2Si_2 prennent un tour inattendu, et que la théorie de brisure Kondo, que nous avons proposée avec M. Norman et I. Paul, a des chances de marcher, au moins pour ce composé. Dès lors, il est adéquat de consacrer du temps à tester notre théorie sur les mesures expérimentales en cours. Ceci va prendre un certain temps. Notre but est de simplifier la théorie de manière à obtenir un Lagrangien effectif aussi simple que celui proposé par Ginzburg et Landau pour la supraconductivité. A ce niveau de simplification, notre théorie deviendra directement utilisable par les expérimentateurs, et simplifiera grandement les tests expérimentaux.

Ces deux projets, l'un très formel et l'autre directement relié aux expériences devraient occuper le plus clair de mon temps pour les années qui viennent. Bien sûr je reste ouverte pour des projets moins ambitieux, si l'opportunité s'en présente.

Deuxième partie

Mémoire

Le mémoire qui suit retrace la période de mes recherches depuis le premier post-doc au MIT, de 1998 à 2008. Pour chacun de mes thèmes de recherche, j'ai cherché à introduire le contexte et les motivations ainsi qu'à exposer le plus clairement possible les principaux résultats. J'ai respecté l'ordre chronologique pour chacun des thèmes abordés.

6 Supraconducteurs à haute température critique

6.1 Contexte

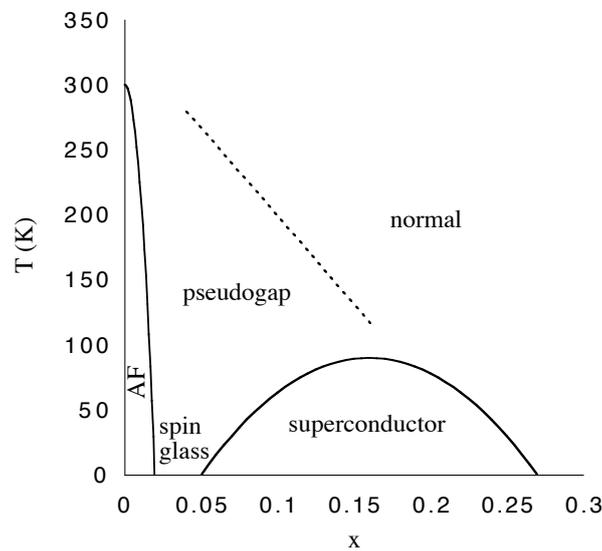


FIG. 1 – Diagramme des phases pour les supraconducteurs cuprates (x est le dopage en trous) AF est l'isolant anti-ferromagnétique. La ligne brisée est le cross-over entre la phase normale et la phase de pseudo-gap [81].

Quelques mois après la découverte des supraconducteurs à haute température critique par Bednorz et Müller [1] et sa reproduction par Chu[2], Anderson avait déjà un modèle pour expliquer ce phénomène unique[3]. Son idée était que la phase isolante des supras serait un liquide de spin. Le problème est que presque tous les isolants de Mott sont dans des phases de symétrie brisée. Cela voudrait dire que ces isolants peuvent être continûment reliés à un isolant de bande ordinaire, avec un ordre magnétique, comme conjecturé originellement par Slater[4]. Cependant, Anderson croyait que le phénomène de la transition de Mott ne devrait pas être relié à ce genre d'argument et que les cuprates constituent le composé idéal pour le prouver. Il fut découvert peu après que le composé non dopé est effectivement anti-ferromagnétique, avec un moment réduit d'un facteur $1/3$ comparé à la valeur de l'ion libre, la cause de cette réduction étant les fluctuations quantiques. L'ordre magnétique est rapidement détruit par le dopage en trous, et en fait dans le diagramme de phase la phase magnétique est très étroite. En ce sens, l'intuition de Anderson était bonne.

Pour les dopages supérieurs à quelques %, le système entre soit dans une phase de type “glace de spin” (comme pour (LSCO) avant que l’ordre supra-conducteur n’apparaisse, ou bien devient directement supraconducteur (comme dans le cas de YBCO). La température de transition supraconductrice croît de façon monotone, jusqu’à atteindre un maximum à 16 % du dopage, après quoi T_c décline jusqu’à zéro. L’effet résultant est d’obtenir un dôme supraconducteur autour de 10 à 25 % de dopage.

Au premier regard, la phase supraconductrice n’est pas si différente que celle d’un supraconducteur classique. Il y a une résistance nulle, avec un effet Meissner. Ce qui est inhabituel est la longueur de cohérence, très courte. Pour les supraconducteurs typiques, la longueur de cohérence est assez longue, plus d’une centaine d’Å. Ceci est à opposer aux transitions magnétiques, qui ont une très faible longueur de cohérence. C’est pourquoi, pour la plupart des supraconducteurs standard, la théorie de champ moyen est valide, ce qui n’est pas le cas des transitions magnétiques. Mais les supraconducteurs à haute température ont des longueurs de cohérence très faibles, de l’ordre de 20 Å dans le plan et à peine 2 Å dans la direction perpendiculaire aux plans. En fait, les supras à haute T_c sont constitués de plans couplés par effet Josephson, comme cela a été vérifié par de nombreux groupes[5]. Un tel couplage est bien sûr nécessaire car la phase supraconductrice n’est pas stable à deux dimensions.

L’observation la plus remarquable, peut-être, réside dans la différence entre la dynamique de l’état normal et celle de l’état supraconducteur. L’état normal (au delà de la partie sur-dopée du diagramme des phases) n’est pas un liquide de Fermi. Un nombre important d’expériences (conductivité micro-ondes[6], la conductivité thermique [7], la conductivité infrarouge [8] et la photo-émission[9]) montrent que taux de diffusion des électrons devient très faible dans la phase supraconductrice. Cela suggère un mécanisme où les interactions électron-électron sont dominantes et où les phonons jouent un rôle marginal, car les phonons n’ont aucune raison d’être amortis dans la phase supra-conductrice alors qu’un “gap ” s’ouvre pour les interactions entre électrons.

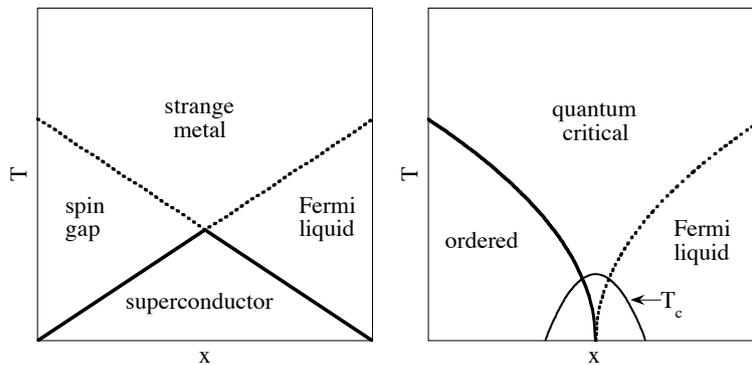


FIG. 2 – Les deux scénarios théoriques pour les cuprates : le scénario RVB et le scénario du point critique quantique [81].

Les cuprates peuvent être considérés comme des isolants de Mott dopés en trous. Cela veut dire qu’à faible dopage, le nombre de porteurs de charge (les trous) est faible. Comme la phase est l’opérateur conjugué du nombre de particules, on peut s’attendre à des fluctuations de phase importante dans la partie sous-dopée du diagramme des phases. Cette remarque fut faite par Anderson [10], qui anticipa que la température de cohérence devait croître de façon linéaire avec le dopage, au contraire de l’échelle d’appariement, qui elle serait maximale

pour l'isolant. C'est le scénario RVB reproduit sur la Figure 2 à gauche. A fort dopage, nous obtenons une phase de type liquide de Fermi alors qu'au-dessus de la phase supraconductrice se trouve la phase de type métal étrange. Dans cette figure, seule la phase supra-conductrice peut être considérée comme possédant un véritable ordre à longue portée, les autres étant simplement des changements de régime (cross-over en anglais).

Un scénario alternatif (Figure 2, à droite) postule l'existence d'un point critique quantique, de nature encore indéterminée, situé sous le dôme supraconducteur. Les études inspirées des composés à fermions lourds ont en effet montré que des phases supraconductrices anormales peuvent émerger autour d'un PCQ, à cause d'un appariement renforcé par les fortes fluctuations quantiques dans cette région du diagramme des phases. Ce scénario apparaît à l'heure actuelle moins probable que le scénario RVB proposé par Anderson, mais pourrait en définitive se révéler la clef d'une compréhension de la phase de métal étrange.

Comme son nom l'indique, la phase de métal étrange fut d'emblée remarquée pour les propriétés très étranges de la résistivité électrique, qui est linéaire en température, réfutant ainsi l'exposant universel de la théorie du transport dans les métaux, prédit par Landau (en toute dimension, la résistivité d'un métal varie comme le carré de la température, lorsqu'on est suffisamment proche du zéro absolu). Pour le composé Bi2201, par exemple, cet effet de résistivité linéaire persiste de 10 K (température à laquelle la supra-conductivité apparaît) jusqu'à plus de 700 K, sans aucune saturation visible [11]. Une analyse de Drude des données infra-rouges [8] a confirmé que la linéarité en température s'étend jusqu'à environ 1/2 eV. Ce comportement si spectaculaire a poussé Varma et ses collaborateurs à proposer un modèle phénoménologique, celui du liquide de Fermi marginal [12]. Suivant ce modèle, les électrons diffusent au travers d'un spectre bosonique linéaire en énergie jusqu'à une échelle proportionnelle à la température, et constant au delà. Du fait de cette particularité, la température est la seule énergie qui entre dans ce processus de diffusion, un fait typique de la proximité d'un point critique quantique.

La phase la plus controversée des cuprates est la phase de pseudo-gap. La phase de pseudo-

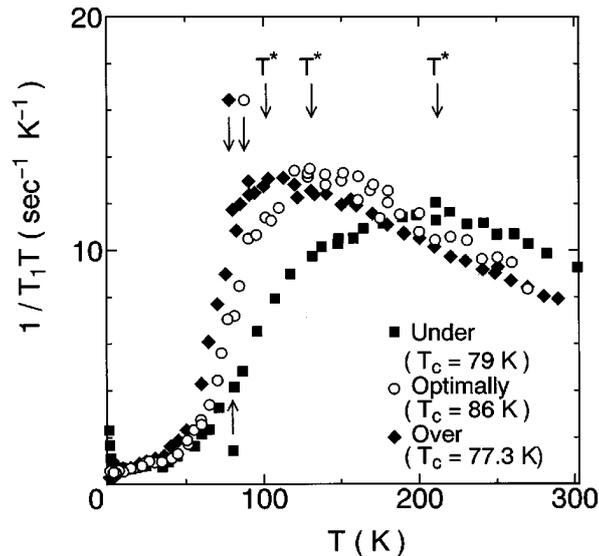


FIG. 3 – Evidence expérimentale pour le pseudo-gap, par relaxation RMN [13].

gap fut découverte dans les expériences de Henri Alloul à Orsay pour le signal de Knight Shift de

Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) [14]. Une signature du gap fut aussi obtenue très vite dans les mesures de conductivité infra-rouge[8] dans lesquelles on voit un creux de conductivité séparant le pic de Drude du continuum d'excitations, et ce creux se remplit avec la température. Dans la conductivité infra-rouge parallèle à l'axe c , on voit seulement le creux et pas le pic de Drude (ceci dû au manque de cohérence dans la direction c). La question principale est de savoir si la phase de pseudo-gap représente une phase réelle avec un véritable ordre à longue portée, ou bien simplement une phase précurseur de l'ordre supraconducteur ou bien de l'ordre anti-ferromagnétique. Une explication alternative a été donnée par Varma[15], qui suggère que le pseudo-gap représente une phase de courant orbital. Cette explication semble proposer une explication pour les récentes expériences de diffusion de neutrons[16] ainsi que de l'effet Kerr[17], mais cette théorie n'a pas encore été confirmée. Récemment de nouvelles mesures, cette fois-ci d'effet Nernst[18] confirment les idées de paires supraconductrices préformées. L'effet Nernst est une mesure de transport d'un tenseur d'ordre supérieur qui est négligeable dans les métaux normaux mais qui est appréciable dans un supraconducteur du fait de la présence de vortex qui se comportent comme des objets à forte entropie. L'expérience de Ong montre un effet Nernst non négligeable dans la phase pseudo-gap au dessus de T_c . La seule explication qu'on a pu trouver à ce jour pour expliquer cette observation remarquable est que la phase de pseudo-gap contiendrait des vortex.

6.2 Effets d'impuretés dans la phase pseudo-gap des supraconducteurs à haute T_c

Ce travail date de mon stage post-doctoral à Boston sous la direction du Professeur P. A. Lee [95, 90]. Dans ce travail, nous examinons un effet subtil de la phase de pseudo-gap des supraconducteurs à haute T_c . Nous partons du modèle RVB basé sur les idées d'Anderson. Dans une formulation de type "boson-esclave" de ces idées, le système subit une séparation du spin et de la charge dans la phase normale ; un électron est composé d'un fermion neutre de spin 1/2 (spinon) et d'un boson sans spin chargé (holon). Le gap d'excitations magnétique dans cette phase peut être compris comme la formation d'un singulet entre les paires de spinons, en l'absence de cohérence de phase des holons.

Dans cette étude nous avons considéré l'effet sur la phase pseudo-gap du dopage par un élément chimique de valence comparable au Cuivre, le Zinc. La valence du Zinc dans ces composés est Zn^{2+} (d^{10}). Lorsqu'un atome de Zn remplace un Cu^{2+} , une charge positive se crée localement, avec un puits de potentiel assez fort pour localiser complètement un électron (la limite unitaire est atteinte, où l'électron est capturé et ne ressort plus du trou). Les expériences de RMN[35] ont montré qu'un moment magnétique de spin 1/2 se forme au voisinage de ces impuretés. Nous étudions de façon théorique l'effet de N impuretés non magnétiques dans la phase de flux π du modèle de Heisenberg, qui décrit la phase de pseudo-gap dans la formulation des bosons esclaves. Notre résultat principal est que le recouvrement des états individuels donne lieu à un élargissement du pic δ correspondant aux impuretés isolées. Nous trouvons au contraire une densité moyenne qui varie comme

$$\delta\rho(\omega) = n_i / \left(|\omega| \text{Log}^2 \frac{|\omega|}{D} \right) . \quad (1)$$

Nous prédisons aussi une augmentation des corrélations de spin dans cette phase, qui varie comme

$$\langle S_i^+ S_j^- \rangle \sim \frac{n_i}{(\text{Log}^2(n_i R_{ij} + (\pi/2)^2))} . \quad (2)$$

Ce travail a donné lieu à un regain d'intérêt pour les effets de densité induits par les impuretés non magnétiques, en particulier dans les systèmes uni-dimensionnels.

6.3 Violation de la règle de somme de conductivité optique

Ce travail [84] est basé sur l'idée d'Anderson, que les violations de la règle de somme de la conductivité optique dans les supraconducteurs à haute T_c sont la marque d'une supraconductivité anormale et sont dues à l'absence de quasi-particules dans la phase normale. Dans les supraconducteurs conventionnels, on trouve en effet une ré-organisation du poids spectral optique dans la phase supraconductrice, comparé au poids spectral de la phase normale. A cause de l'ouverture du gap supraconducteur, et la formation d'un pic δ à fréquence nulle (réponse du condensat supraconducteur). Le changement suit la règle de somme qui dit que le poids spectral qui est réduit à cause de l'ouverture du gap, se retrouve dans le pic de cohérence à fréquence nulle.

$$\int_0^\infty d\omega \text{Re} \sigma_{xx}(\omega) = \frac{\pi e^2 a^2}{2\hbar^2 V} E_K, \quad (3)$$

où E_K est l'énergie cinétique. Dans les supras à haute T_c on observe une forte violation de la règle de somme de conductivité optique, parallèlement à l'axe c [29]. Dans la fenêtre de fréquences où les mesures sont faites, plus de poids spectral se trouve dans le condensat qu'on en a perdu dans le gap. Donc le poids spectral manquant doit se trouver à des fréquences beaucoup plus élevées, de l'ordre de l'eV. Nous partons d'un modèle simple pour la dépendance

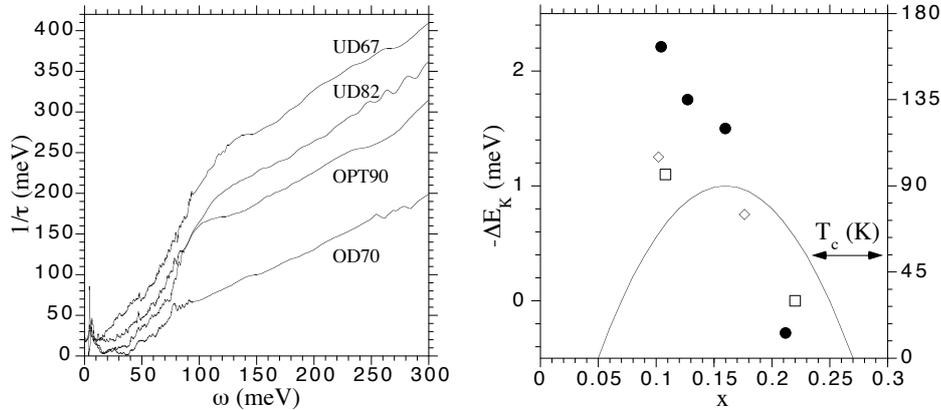


FIG. 4 – (a) $1/\tau(\omega)$ en fonction de ω pour différents échantillons de Bi2212 [30]. (b) La violation de la règle de somme ($-\Delta E_K$) calculée dans ce papier en fonction du dopage, x . Les carrés blancs sont tirés des résultats expérimentaux [31].

en fréquence du taux de diffusion des électrons de conduction, basé sur les données de photo-émission au point $(\pi, 0)$ [32], qui stipule un taux de diffusion dans la phase normale important et constant, remplacé par un pic étroit dans la phase supraconductrice, suivi à plus grande énergie par un creux dans le poids spectral, puis un large dôme. Ce modèle nous permet de calculer le poids spectral total du système et nous inférons la perte d'énergie cinétique ($\Delta E_k = E_K^N - E_K^S$) entre la phase supraconductrice et la phase normale. Les résultats (Figure 4, panneau de droite) sont en bon accord avec les expériences.

6.4 Phénoménologie des supras à haute T_c

Cette collaboration a vu le jour après la visite à Saclay de Mike Norman à l'automne 2001 et du cours qu'il a donné à l'IPhT cette même année. Dans ce papier[81] nous donnons une revue des expériences sur les supraconducteurs à haute température critique et nous essayons de donner une vue d'ensemble de la théorie telle qu'elle se présentait en 2001. Au niveau de la théorie, on note encore peu de progrès majeurs, mais de nouvelles expériences sont menées chaque année sur ces composés. Notre revue est centrée sur les propriétés électroniques de ces composés. Du point de vue expérimental, nous avons mis l'accent sur les expériences de photo-émission, la résonance inélastique de neutrons et la conductivité optique.

Photo-émission Avec l'invention de la photo-émission résolue en angle, et le développement du modèle à trois-pas par Spicer and Eastman[19], la photo-émission a progressé de façon spectaculaire, que nous atteignons maintenant des résolutions en énergie de l'ordre de 2 m eV et en vecteur d'onde de l'ordre de 0.005 fois le vecteur du réseau réciproque, alors qu'avant l'ère des supraconducteurs cuprates, les résolutions s'élevaient à 100 m eV en énergie et 0.1 fois le vecteur du réseau réciproque. La photo-émission eu un apport considérable dans la compréhension des différentes phases des cuprates.

Dans la phase normale, l'apport peut-être le plus marquant est la vérification de la phénoménologie du liquide de Fermi marginal, par extraction de l'énergie propre ("self-energy" en anglais) des électrons des mesures de photo-émission résolue en angle (ARPES). Comme nous

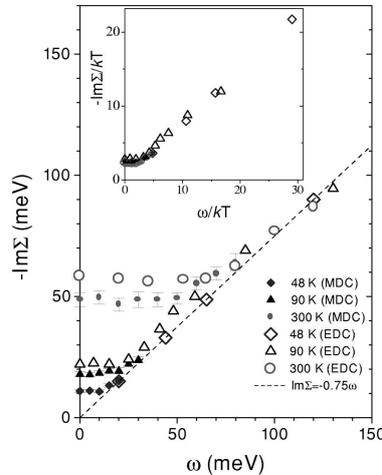


FIG. 5 – Partie imaginaire de l'énergie propre déterminée par ARPES dans la direction nodal de Bi2212, en accord avec la phénoménologie du liquide de Fermi marginal (loi d'échelle quantiques en fonction de ω et T) [20]

pouvons le voir sur la figure 5 la partie imaginaire de l'énergie propre est linéaire en fréquences au-dessus d'une échelle directement proportionnelle à la température, ce qui est l'hypothèse de départ de la phénoménologie du liquide de Fermi marginal [12].

Dans la phase supraconductrice, la photo-émission fut en mesure de montrer l'anisotropie de gap [21], le pic de cohérence ainsi que les noeuds du gap supraconducteur. La structure typique en "pic-creux-bosse" a suscité de nombreuses interprétations et est reproduite sur la figure 6. Le pic est communément associé à la formation de quasi-particules cohérentes, le creux

reproduit la formation du gap supraconducteur et la bosse est associée à la partie incohérente du spectre.

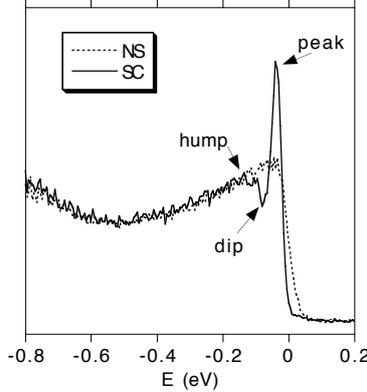


FIG. 6 – Spectre ARPES à $(\pi, 0)$, pour un supra sur-dopé de Bi2212 à $(87K)$ dans l'état normal et dans l'état supraconducteur [22]

La phase pseudo-gap est peut-être celle qui a le plus bénéficié de l'apport de la photo-émission. En effet, les données d'ARPES furent les premières à mettre en évidence que le comportement près du point $(\pi, 0)$ de la surface de Fermi diffère du comportement près des noeuds. En effet, le pseudo-gap près du point $(\pi, 0)$ semble se remplir avec la température alors que près des noeuds il se referme. Les comportements différents à différents vecteurs d'ondes ont suggéré la présence de deux gaps dans les supras ; l'un s'ouvrant au point $(\pi, 0)$, serait un précurseur de l'anti-ferromagnétisme, alors que le second, s'ouvrant près des noeuds, serait le précurseur de la supra-conductivité. Cette hypothèse est actuellement testées par des théories de type champ moyen dynamique (Dynamical Mean Field Theory, DMFT) [23].

Diffusion inélastique de neutrons Les expériences de diffusion inélastique de neutrons représentent une autre technique de mesure résolue en énergie et vecteur d'onde, mais elle concerne le signal magnétique, proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité dynamique de spin. Le premier résultat obtenu par diffusion de neutrons est la mise en évidence de l'ordre anti-ferromagnétique dans le composé non dopé [24]. Le vecteur d'onde mis en évidence pour cet ordre magnétique est (π, π, π) ce qui veut dire que les plans ont eux-aussi un couplage anti-ferromagnétique.

L'effet le plus spectaculaire observé par diffusion inélastique de neutrons est le pic de résonance à 40 m eV dans la phase supraconductrice de YBCO [25]. L'énergie du pic de résonance varie comme $5T_c$ et son intensité varie avec la température comme celle du paramètre d'ordre supraconducteur. Au vu de ces résultats, Demler et Zhang ont fait la suggestion provocante qu'il existe une équivalence entre l'énergie d'échange (la différence entre l'énergie de l'état supraconducteur et celle de l'état normal) et le poids de cette résonance magnétique [26]. La plus grande controverse en rapport à cette résonance est de savoir quelle influence elle a sur les autres sondes spectroscopiques, comme l'ARPES ou l'effet tunnel. Le faible poids spectral de cette résonance est un argument contre, mais des considérations d'espace des phases peuvent influencer dans l'autre direction.

Un autre résultat remarquable des expériences de diffusion de neutrons fut de mettre en évidence l'existence de pics incommensurables dans le composé LSCO [27]. Ces pics confortent

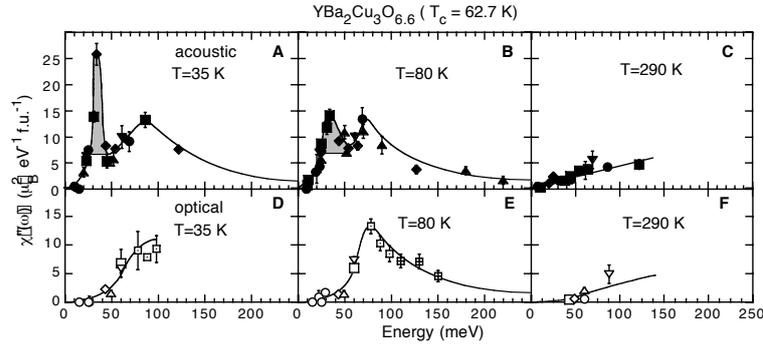


FIG. 7 – Susceptibilité dynamique de spin intégrée en vecteur d’onde pour le composé YBCO à 35 K (état supraconducteur), 80 K (phase pseudo-gap) et 290 K (état normal), dans le canal optique et acoustique. La zone grisée représente la résonance [28].

l’idée de la présence de rayures, ou bandelettes (“stripes” en anglais) à certains dopages pour LSCO.

Spectroscopie optique Faisant suite à un travail effectué précédemment avec Mike[84], nous avons enfin discuté la question du gain d’énergie cinétique ou potentielle dans la formation de l’état supraconducteur pour ces composés. Cette revue a été bien appréciée, en particulier par les expérimentateurs du domaine. Elle est très souvent citée. Même si Mike et moi-même sommes théoriciens, nous avons fait un effort pour affûter notre langage scientifique de manière à être clairs pour la majorité de la communauté du domaine. Il est à noter que l’étude de l’énergie de condensation des supraconducteurs à haute T_C a elle-aussi donné lieu à une activité fournie dans le domaine.

7 Théorie des PCQ d'électrons itinérants

7.1 Contexte scientifique

Un PCQ apparaît au voisinage d'une transition de phase (vers un ordre à longue portée) à température nulle. Au voisinage du zéro absolu, les effets quantiques se font très importants car les effets thermiques sont gelés. En particulier, lors d'une transition de phase à température nulle le temps de corrélation thermique de De Broglie $\tau = \hbar/(k_B T)$ tend vers l'infini, et donc les fluctuations quantiques dominent sur les fluctuations thermiques.

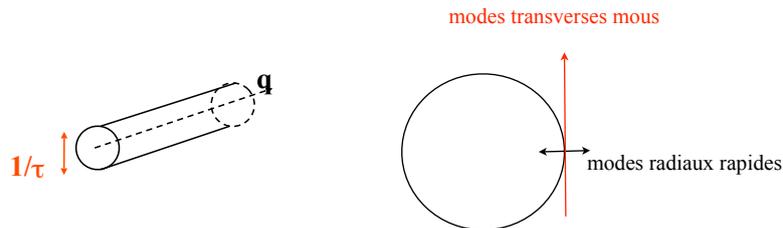


FIG. 8 – Sur la gauche une illustration de l'espace des phases près d'un PCQ. La dimension du temps imaginaire où se trouvent les fluctuations quantiques se comporte comme une (ou plusieurs) dimensions supplémentaires de longueur finie $\hbar/(k_B T)$. Sur la droite, illustration de la surface de Fermi ; les modes radiaux sont rapides alors que les modes transverses sont mous.

La théorie des transitions de phase et des points critiques s'est développée à partir des années 1950. Le développement théorique majeur concernant ces phénomènes est l'approche du Groupe de Renormalisation (GR), développée pour la matière condensée par Wilson[33]. L'idée principale est celle de l'invariance d'échelle des grandeurs physiques permettant d'extraire d'un problème, les aspects universels à basse énergie. En particulier, cette technique permet d'extraire les exposants critiques universels qui caractérisent la transition. Cette théorie, pour les systèmes classiques est bien établie.

Dans le cas d'une transition critique quantique pour des systèmes métalliques, la situation se complique de deux façons. En présence d'électrons de conduction, la dynamique des modes bosoniques est dominée par l'amortissement de Landau (en anglais : "Landau damping") provenant des excitations particule-trou dans le continuum de la mer de Fermi. Au voisinage de la transition ferromagnétique par exemple, le propagateur bosonique prend la forme caractéristique

$$\chi(q, \Omega_n) = \frac{\chi_0}{\xi^{-2} + q^2 + \gamma|\Omega_n|/q} . \quad (4)$$

ξ est la longueur de corrélation qui tend vers l'infini au PCQ. Dans ce contexte, un concept important est celui d'exposant dynamique z , qui mesure la variation de la fréquence avec le moment cinétique au PCQ ($\omega \sim q^z$). Ici, $\Omega_n \sim q^3$ et nous avons donc l'exposant dynamique $z = 3$.

On peut obtenir une bonne image physique de la complexité intrinsèque de ce problème si on s'aperçoit que les électrons de conduction sont des modes lents, sans masse, et donc

dangereux (voir Fig. 8). Au PCQ, les modes bosoniques interagissent avec les fermions, qui ont une durée de vie infinie à la surface de Fermi. Cette longévité fermionique crée à son tour des divergences infra-rouges dans les modes bosoniques et les quantités thermodynamiques.

On pourrait penser, comme cela a été fait au début de l'étude de ces systèmes, qu'on peut intégrer formellement les fermions dans la fonction de partition du modèle. La conjecture des premières études théoriques était que le modèle effectif résultant ne serait autre qu'une théorie standard de type ϕ^4 [38, 39, 40], aussi communément appelée théorie de l'onde de densité de spin. La théorie ϕ^4 se comportant de façon triviale au-dessus de la dimension effective $D + z = 4$, et tenant compte du fait que dans notre cas l'exposant dynamique est $z = 3$, on en déduit qu'au-dessus de la dimension spatiale critique $D = 1$ le modèle effectif serait équivalent à une théorie de champ moyen.

Cependant ce raisonnement est erroné pour deux raisons. D'une part il ne prend pas en compte ce qui se passe directement au point critique quantique ; en fait la dimension critique des fermions n'est pas $d = 4$ mais $d = 3$. De plus la théorie effective en ϕ^4 est mal contrôlée ; les pré-facteurs des coefficients de ϕ^4 , ϕ^6 etc... sont des boucles fermioniques qui montrent des divergences dans la limite infra rouge (IR).

Les arguments ci-dessus semblent indiquer que, pour les PCQ des systèmes d'électrons itinérants, les modes bosoniques critiques et les modes fermioniques doivent être traité simultanément, de façon auto-consistante. Dans les études qui suivent, nous donnons un traitement de ces modèles dans le cadre de la méthode de Eliashberg, généralisée aux point critiques quantiques.

Le comportement critique quantique à deux dimensions de systèmes d'électrons itinérants possédant une symétrie continue (comme la transition vers un ordre ferromagnétique, qui ne brise pas l'invariance par translation) est un problème encore ouvert de la physique théorique. Au voisinage du point critique quantique, les modes bosoniques collectifs dans le canal de spin ou bien de charge interagissent avec les modes fermioniques, donnant lieu à des comportement singuliers des quantités thermodynamiques et de transport.

7.2 Pseudogaps dans les composés anti-ferromagnétiques emboîtés

Ce travail est basé sur l'étude expérimentale de Yeh et al.[34] sur les composés de vanadium dopés au Chrome. Le Chrome est un exemple classique d'un aimant à densité de spin qui possède un effet d'emboîtement de la surface de Fermi. Lorsqu'on le dope avec du Vanadium, la température de Néel de l'ordre anti-ferromagnétique décroît rapidement jusqu'à zéro. Motivés par l'idée que le nombre de Hall puisse être discontinu au point critique quantique, les auteurs de [34] ont mesuré la conductivité de Hall et en effet identifié une telle dépendance. Ils ont de plus trouvé la signature d'un "pseudo-gap" dans la dépendance en température du nombre de Hall.

Dans notre étude [79] nous analysons les fluctuations quantiques dans un modèle simple où l'ordre anti-ferromagnétique provient de l'emboîtement de parties plates de la surface de

Fermi. Notre résultat principal est que les fluctuations quantiques ne suffisent pas à réduire la température de Néel à zéro. La raison mathématique en est que l’emboîtement des surfaces de Fermi donne lieu à des divergences logarithmiques de même nature que les divergences obtenues dans le cas de la supra-conductivité. Les fluctuations quantiques ne sont pas suffisantes pour couper ces divergences. Nous en déduisons que l’apparition du PCQ est due à la perte des propriétés d’emboîtement, les surface de Fermi ayant une courbure finie. La perte des propriétés d’emboîtement est aussi responsable de l’apparition d’un pseudo-gap dans l’énergie propre des électrons de conduction, ce qui nous donne un scénario plausible pour l’explication des propriétés expérimentales.

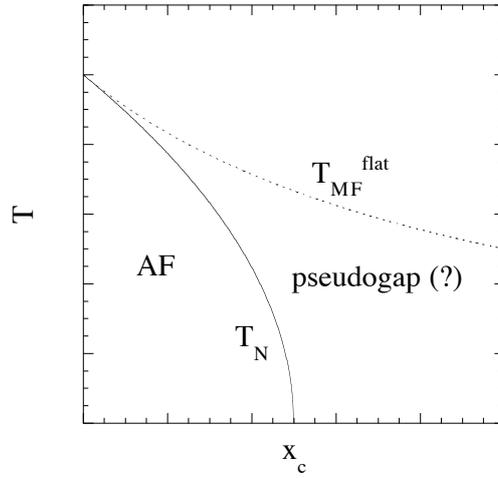


FIG. 9 – Illustration d’un scénario possible dans la phase pseudo-gap du système de Cr dopé au Vanadium. T_{MF}^{flat} est la température de champ moyen pour une surface de Fermi plate et T_N la température de transition qui est supprimée par une perte des propriétés d’emboîtement. Le pseudo-gap, s’il existe, doit être confiné entre ces deux températures [79].

7.3 Effondrement Kondo en volume (ou en anglais “Kondo volume collapse”)

Dans ce papier [74], nous étudions une transition de phase non magnétique qui s’apparente à des fluctuations de volume dans les solides. Dans les matériaux composés de gros atomes, les fluctuations de valence de électrons “f” sont en général très fortes, si bien que dans le canal charge, les transitions de phase sont souvent du premier ordre. Des exemples typiques sont les transitions entre le Ce α et γ [36] ou par exemple dans le composé YbInCu_4 [37]. Lors

d'une transition de phase du premier ordre, les fluctuations sont négligeables, cependant les théories de l'effondrement Kondo en volume montrent des lignes de point de terminaison du second ordre des transitions du premier ordre, pour lesquelles les fluctuations critiques sont importantes. Nous analysons ici ce qu'il advient de la théorie d'effondrement Kondo lorsque le point de terminaison est ajusté par un paramètre extérieur, de manière à se produire à température nulle. Nous partons de l'énergie libre de Gibbs

$$G(p, T) = F_K(\epsilon, T) + pV_0\epsilon + \frac{1}{2}BV_0\epsilon^2, \quad (5)$$

où B est le module de cisaillement nu décrivant les propriétés élastiques du matériau en l'absence d'effet Kondo. Nous utilisons ensuite une théorie de type bosons esclaves pour modéliser le réseau d'Anderson. L'équation d'état est déterminée à partir du champ moyen et des fluctuations quantiques gaussiennes. Au voisinage de ce PCQ, nous obtenons une transition analogue à la transition liquide-gaz, avec un exposant dynamique $z = 2$. Nous montrons que, sous l'effet des fluctuations quantiques on observe une ré-entrance de la phase à haut T_K dans le diagramme en température et pression (voir figure 10). Au voisinage du PCQ nous obtenons

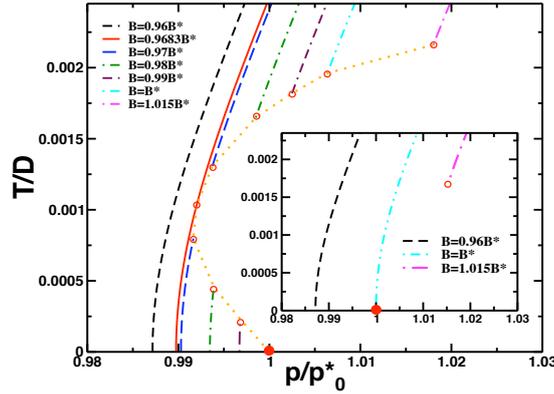


FIG. 10 – Diagramme en température et pression pour le phénomène d'effondrement Kondo, pour différentes valeurs du module de compression B . La figure insérée représente les résultats de champ moyen alors que la figure principale inclut les fluctuations. Les lignes sont des transitions de phase du premier ordre, allant d'une phase à bas T_K sur la gauche à une phase à haut T_K sur la droite. Les fluctuations quantiques induisent une bifurcation des lignes pour $B < B^*$ [74].

le comportements suivants :

$$\epsilon = \frac{\Delta V}{V} \propto T^\phi, \quad \kappa = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} \propto T^{-\gamma}, \quad \beta_T = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} \propto T^{-\theta}, \quad (6)$$

On a $\theta = 1 - \phi$ et on trouve les exposants suivants :

$D > 3$	$\phi = 2/3$	$\gamma = 4/3$	$\theta = 1/3$
$D < 3$	$\phi = (5 - D)/3$	$\gamma = (d + 1)/3$	$\phi = (d - 2)/3$

Pour $D > 3$ les exposants sont ceux du champ moyen alors que pour $D < 3$ les exposants sont affectés par les corrections de fluctuations quantiques à l'équation d'état.

7.4 Théorie d’Eliashberg autour d’un point critique quantique ferromagnétique itinérant

Dans ce travail [83, 80, 73] nous considérons le problème de fermions qui interagissent avec des modes bosoniques collectifs sans masse.

Le papier [83] concerne une approche de lois d’échelle (“scaling” en anglais) pour les points critiques quantiques itinérants. Dans ce papier nous tentons d’énoncer les lois qui donnent le degré “naïf” de divergence d’un diagramme quelconque de la théorie, sans avoir à le calculer au préalable. Le problème est complexe à cause des différents modes mous qui participent aux lois d’échelle au voisinage de la surface de Fermi. Comme on peut le voir sur la figure 11, les modes se propageant dans la direction perpendiculaire à la surface de Fermi ont à faible température une fenêtre d’espace des phase plus réduite que ceux qui se propagent parallèlement à la surface de Fermi. La présence de la surface de Fermi à deux ou trois dimensions brise l’invariance de Lorentz ; le problème ayant moins de symétries devient par nature plus complexe. Sur la figure 11 nous présentons une vision imagée de ce que peuvent être ces contraintes.

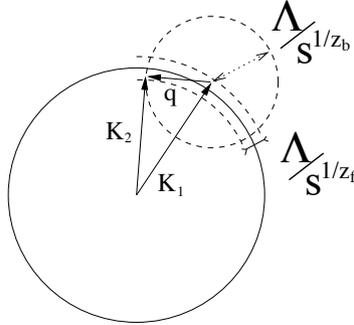


FIG. 11 – Illustration des restrictions de phase qui apparaissent lorsqu’un fermion diffuse sur des modes magnétiques mous, ici pour une transition ferromagnétique avec $z_b = 3$. L’angle entre \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 est restreint par les fluctuations magnétiques. $z_f = 1$ est l’exposant dynamique des fermions dans la direction perpendiculaire à la surface de Fermi [83].

Dans les papiers[80, 73] nous nous concentrons sur une approche purement diagrammatique du problème, qui consiste à re-sommer une série infinie de diagrammes de Feynman dans une approche auto-consistante de type Eliashberg. Cette théorie décrit par exemple les PCQs de ferromagnétisme itinérant ou bien les PCQs vers un ordre nématique. Nous construisons un développement contrôlable autour du PCQ en deux étapes. Nous partons à l’ordre zéro d’une théorie de Eliashberg, qui viole par construction la théorie de Landau du liquide de Fermi, puis nous vérifions que les interactions résiduelles sont négligeables. Nous montrons enfin que cette approche est justifiée sous la condition que la courbure de la surface de Fermi est grande, ou bien sous la condition que la courbure de la surface de Fermi est finie, et que le nombre de couleurs fermioniques N est grand.

Théorie de Eliashberg De façon plus spécifique, la théorie de Eliashberg[41] suit trois étapes :

- négliger à la fois les corrections de vertex et la partie de l’énergie propre (en anglais :

où A , et ξ est la longueur de corrélation, qui devient infinie près du PCQ. Ce modèle peut-être obtenu à partir du modèle de Hubbard avec, par exemple, des interactions Coulombiennes à courte portée. Nous découplons ensuite l'interaction dans le canal spin et charge et montrons que pour une interaction répulsive, l'interaction dans le canal de spin est bien plus forte que dans le canal de charge. Nous faisons ensuite une transformation de Hubbard-Statonovich (HS) pour obtenir un Lagrangien quadratique dans les champs fermioniques.

Résultats Lorsque la théorie possède une symétrie $SU(2)$, comme dans le cas ferromagnétique, nos résultats montrent que la théorie de Eliashberg comporte une série de diagrammes singuliers qui sont la conséquence d'une interaction effective à longue portée, générée par l'amortissement de Landau (voir figure 12). Dans le régime critique quantique, cette série infinie de diagrammes mène à une contribution non analytique et négative $-q^{3/2}$ de la susceptibilité statique de spin en dimensions $D = 2$. Ceci constitue notre résultat principal. L'obtention de ce résultat suppose une re-sommation non triviale d'une série infinie de diagrammes. Près du PCQ mais dans la phase liquide de Fermi, nous obtenons une contribution en $|q|$ et vérifions le résultat obtenu dans la Ref.[43]. Cette contribution déstabilise le PQC ferromagnétique à température très basses, soit vers une transition ferromagnétique du premier ordre, soit vers un ordre hélicoïdal de faible vecteur d'onde. Nous montrons que cette instabilité est spécifique de la symétrie $SU(2)$ et que dans le cas d'une symétrie $U(1)$, comme pour l'ordre nématique, les diagrammes singuliers s'annulent ordre par ordre.

Ce travail constitue l'une des parties de la thèse de Jérôme Rech.

7.5 Transport électrique autour d'un PCQ ferromagnétique

Ce travail [75] fut mené en collaboration avec I. Paul, à l'époque post-doctorant à l'IPhT ainsi qu'avec D. Maslov (Université de Floride à Gainesville).

Dans le domaine du transport électrique, le rôle du désordre, des corrélations entre électrons ainsi que des fluctuations quantiques aux basses dimensions n'est pas encore élucidé. Jusqu'à présent, la plupart des études se sont focalisées sur le cas des "bons métaux" qui, à assez haute température se comportent comme des liquides de Fermi [44, 45, 46]. Cependant le rôle des fortes corrélations ne peut être ignoré près d'un PCQ, où les corrélations effectives entre électrons induites par les modes bosoniques critiques tendent vers l'infini. Au voisinage d'un PCQ ferromagnétique, les fluctuations de spin ne brisent pas l'invariance par translation ; en fait elles ne brisent aucune symétrie du réseau. La contribution de diffusion inélastique est nulle dans un système propre, à moins que les processus de type Umklapp ne relaxent le courant. Dans un système sale près du PCQ ferromagnétique, on s'attend à ce que la correction à la résistivité résiduelle qui provient des interactions [44] soit particulièrement importante du fait des corrélations à longue portée. Cette correction est due aux interférences quantiques entre les chemins semi-classiques des électrons et les oscillations de Friedel créées par les impuretés. Dans ce papier nous étudions les effets d'interférences quantiques, au voisinage d'un PQC

ferromagnétique à deux dimensions. Nos résultats montrent que le changement de régime d'un régime diffusif vers un régime balistique apparaît à une température beaucoup plus basse que dans le cas du liquide de Fermi. Nous trouvons $T^* = 1/\tau\gamma(E_F\tau)^2$, comparé au régime Liquide de Fermi où $T^* = 1/\tau$. Ici γ est le paramètre associé à l'amortissement de Landau, τ est le temps de diffusion des impuretés et E_F est l'énergie de Fermi.

La correction à la conductivité s'écrit :

$$\begin{aligned} \delta\sigma_T &= -(3\pi e^2 v_F^2 \tau \alpha) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{4\pi^2} \left[\frac{\partial}{\partial\Omega} \left(\Omega \coth \frac{\Omega}{2T} \right) \right] \\ &\times \text{Im} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} U^A(\mathbf{q}, \Omega) \mathbf{B}(\mathbf{q}, \Omega), \end{aligned} \quad (12)$$

où $B(\mathbf{q}, \Omega)$ est la partie fermionique du corrélateur courant-courant et $U^A(\mathbf{q}, \Omega)$ est le propagateur avancé des fluctuations de spin $U(\mathbf{q}, \Omega_{\mathbf{n}}) = [\delta + (\mathbf{q}/\mathbf{k}_F)^2 + \gamma|\Omega_{\mathbf{n}}|/(\mathbf{v}_F\mathbf{q})]$.

Dans le régime balistique, nous trouvons un nouvel exposant universel ; la correction à la conductivité se comporte comme $T^{1/3}$ avec

$$\delta\sigma_T(T) = -\frac{e^2\tau\alpha}{\pi\gamma^{2/3}} \mathcal{C} (v_F k_F)^{2/3} T^{1/3}, \quad (13)$$

avec $\mathcal{C} \sim 3.44$ L'ensemble des résultats est présenté sur la figure 13.

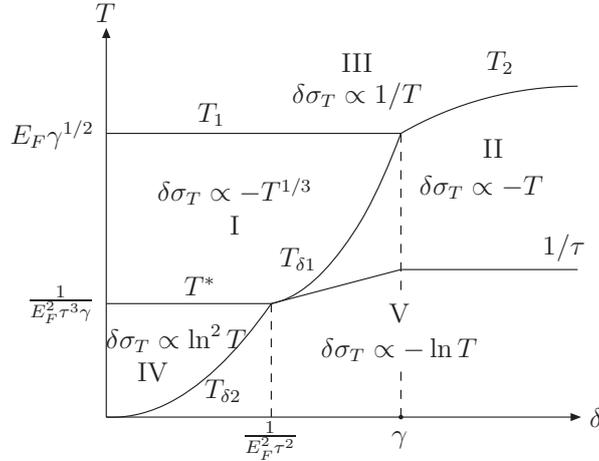


FIG. 13 – Différents régimes de cross-over pour la dépendance en température de la contribution triplet à la conductivité. δ est l'écart au PCQ en fonction d'un paramètre externe d'ajustement. γ est le coefficient de l'amortissement de Landau. Les régimes I et II sont balistiques, pour lesquels le temps de parcours d'un électron d'une impureté à l'autre est plus grand que le temps typique des interactions entre électrons. Les régimes IV et V sont des régime de diffusion, pour lesquels le temps typique des collisions avec les impuretés est plus petit que le temps typique des interactions. Le régime III est un régime de haute énergie.

8 Fermions lourds

8.1 Contexte scientifique

Ce sujet constitue mon domaine d'expertise. Dans une série d'articles [91, 89, 87, 86, 85, 82, 78, 77, 76, 72, 71, 70, 69, 68] nous poursuivons l'étude des points critiques quantiques dans les composés à fermions lourds. C'est un domaine très actif au niveau international, et repose sur de nombreuses études expérimentales. Les principaux laboratoires expérimentaux concernés sont celui dirigé par Frank Steglich à Dresden (Max Planck Institut), le groupe de Joe Thompson à Los Alamos, celui de J-P. Brison à Grenoble et celui de Gil Lonzarich à Cambridge (UK).

Depuis plusieurs années ces études expérimentales de composés inter-métalliques ou de fermions lourds ont mis en évidence une brisure spontanée de la théorie standard de la conduction dans les métaux, plus communément appelée théorie de Landau du liquide de Fermi [47]. Les diagrammes de phase expérimentaux utilisent un paramètre d'ajustement externe, comme le dopage, la pression hydrostatique ou bien le champ magnétique de façon à explorer des transitions de phase à des températures très proches du zéro absolu. Ces transitions de phase donnent lieu à un régime de très fortes fluctuations quantiques appelé "régime critique quantique", susceptible de déstabiliser les quasi-particules électroniques, qui sont les degrés d'excitation fondamentaux de la théorie de conduction dans les métaux.

Les fermions lourds sont constitués de réseaux d'atomes lourds, comme Ce, U ou encore Yb, qui s'hybrident à un alliage métallique. Le multiplet magnétique des fermions lourds est déterminé par les règles de Hund, et les interactions spin-orbite, qui lèvent partiellement la dégénérescence du gros multiplet orbital. La dégénérescence restante est ensuite levée par les effets de champ cristallin, si bien que l'état final se réduit finalement à un doublet de Kramers. Le réseau d'Anderson, qui représente le modèle standard pour la description de ces matériaux, est basé sur le fait que les doublets de Kramers sont distincts en énergie, si bien qu'on peut réduire le moment total au doublet magnétique le plus bas. Le modèle du réseau d'Anderson est ainsi constitué d'un réseau d'impuretés magnétiques, les atomes lourds, avec la dégénérescence d'un doublet magnétique sur chaque impureté. Ce réseau de spins 1/2 est hybridé à la bande d'électrons de conduction provenant du métal. Ce modèle ne possède pas encore de solution analytique ; il décrit l'un des problèmes ouverts de la physique des électrons fortement corrélés.

La beauté des résultats expérimentaux réside dans le fait que, bien que ces composés soient chimiquement complexes, des exposants anormaux et universels sont observés sur des gammes d'énergie énormes. L'un des exemples les plus fameux est la résistivité linéaire en températures, observée pour le composé YbRh_2Si_2 sur trois décades de température (voir Fig. 14). De plus, on n'observe pas de saturation du coefficient de chaleur spécifique dans ces composés. Une loi de croissance logarithmique est habituellement attribuée à cette absence de saturation, mais dans certains composés, comme YbRh_2Si_2 une divergence plus forte que logarithmique est observée aux très basses températures [49, 50].

D'un point de vue théorique, ces expériences fascinantes semblent encore mystérieuses. Le problème le plus ardu semble être de trouver une explication avec un modèle à trois dimensions spatiales, pour la résistivité linéaire (ou quasi-linéaire) en température observée sur trois décades de température.

Ces composés sont si magnétiques, que depuis le début de leur histoire, on a toujours cherché une explication de leurs propriétés remarquables liée à leur structure magnétique. C'est donc tout naturellement qu'on a évoqué la possibilité d'une transition à température

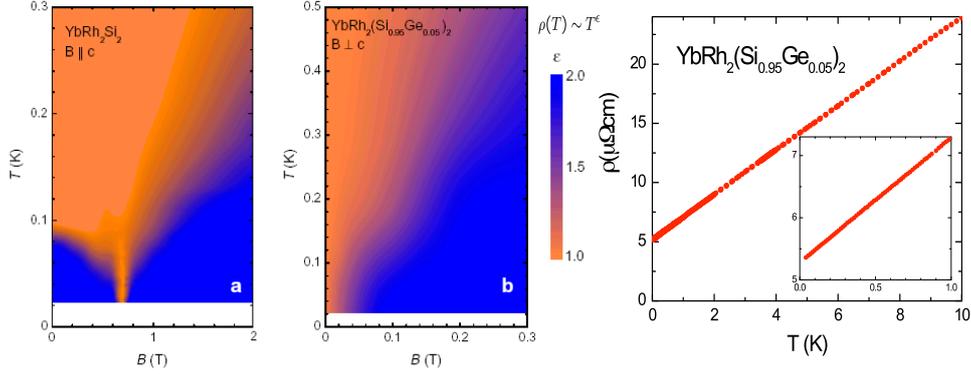


FIG. 14 – YbRh_2Si_2 dopé avec 5 % de Germanium, amené à son point critique quantique avec un petit champ magnétique appliqué. Sur les deux figures de gauche nous voyons pour la première mise en évidence d’un “point” critique quantique, lorsque la température tend vers zéro[78]. Sur la figure de droite est représentée la résistivité observée sur trois décades en énergies [51]

nulle vers une phase magnétique comme explication possible de la violation de la théorie du liquide de Fermi. Ce scénario, communément dénommé scénario des ondes de densité de spin (ODS), a été introduit dans un contexte différent dans les années 60, par les travaux de Béal-Monod et Hertz[38] puis repris dans les travaux de A. Millis et T.Moriya [39, 40].

Mon intérêt pour ce sujet date de l’époque de ma thèse, dont je cite deux papier ici [92, 91]. Le premier papier concerne une étude des fluctuations anti-ferromagnétiques de type ODS, avec inclusion de termes de type van Vleck (c’est-à-dire inclusion d’une susceptibilité interbandes). C’est une étude préliminaire des PCQ dans les fermions lourds, mais curieusement ce domaine est depuis devenu un fil conducteur de ma recherche. Le second papier [91] traite d’une nouvelle représentation super-symétrique du spin, de manière à décrire à la fois l’effet Kondo et les fluctuations magnétiques dans les fermions lourds, où il est communément admis que ces deux effets sont en compétition [48]. Cette étude a été reprise par la suite, en collaboration avec P. Coleman et A. Tsvelik [94, 89, 87] où nous développons les applications de représentations super-symétriques du spin pour ces composés. Il vient ensuite une étude phénoménologique du composé YbRh_2Si_2 en collaboration avec les expérimentateurs de Dresde [78] et un papier où nous posons des questions (que nous considérons comme fondamentales) à propos de ces composés [85]. Dans une série de papiers [82, 77, 76] nous reprenons l’étude des PCQ d’électrons itinérants pour les fermions lourds en partant du principe que le magnétisme joue un rôle déterminant et que le PCQ d’origine magnétique peut expliquer les résultats expérimentaux. Cette étude a abouti à un résultat négatif, en regard de l’accord avec les expériences. Ceci m’a amenée à reconsidérer complètement le problème et à chercher un PCQ de nature non magnétique [72, 71, 70, 69]. Nous avons trouvé un PCQ de ce genre, que nous avons appelé point critique de brisure Kondo (en anglais “Kondo breakdown”) et qui, pour le modèle de Anderson modifié par une petite dispersion des électrons des atomes lourds (appelés électrons “f”) est l’équivalent d’une localisation de Mott sélective, agissant sur les électrons f. Nous avons développé la théorie des fluctuations autour de ce PCQ et nous sommes actuellement en phase de tester notre modèle effectif sur les résultats expérimentaux. Une première application a été donnée pour les bi-couches d’ He^3 adsorbées sur du graphite[68] ainsi que pour la description

du paramètre de Grüneisen dans le cas du composé YbRh_2Si_2 .

Dans le guide de lecture qui suit, nous adoptons un ordre chronologique.

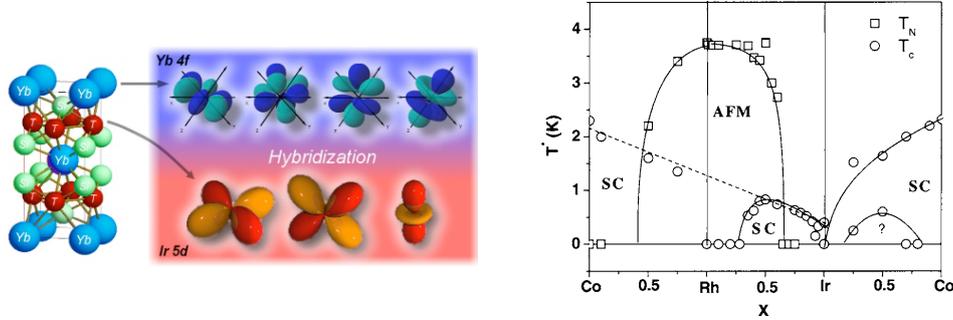


FIG. 15 – Sur la gauche, un exemple de fermion lourd, le composé YbIr_2Si_2 . Nous pouvons voir que les gros atomes de Yb vont s’hybrider avec les électrons de conduction du réseau d’Ir. Sur la droite, le diagramme de phase du composé $\text{Ce}(\text{Rh}, \text{Ir}, \text{Co})\text{In}_5$ qui montre la présence simultanée de l’ordre anti-ferromagnétique (AF) et de la supraconductivité (SC) [52].

8.2 Anti-ferromagnétisme et susceptibilité de van Vleck

Dans ce travail, commencé durant ma thèse [92, 86], nous voulons étudier ensemble la formation de l’effet Kondo (qui donne lieu à la phase de fermions lourds) et l’anti-ferromagnétisme. Nous partons du modèle du réseau Kondo pour lequel les impuretés magnétiques sont décrites par des opérateurs qui portent le spin, appelés “spinons”. Dans la phase de fermions lourds, les spinons et les électrons de conduction sont hybridés (l’hybridation étant communément appelée “couplage Kondo”). Lorsqu’on traite une transition magnétique dans ce contexte, on trouve des termes supplémentaires à la susceptibilité de spin, et en particulier, un terme qui provient de l’excitation électron-trou entre la bande “f” et la bande de conduction “c”. Ce terme est appelé susceptibilité de van Vleck. Nous obtenons en définitive un mode critique quantique d’exposant dynamique $z = 2$, l’amortissement étant dû à la présence du continuum particule-trou jusqu’à l’énergie la plus basse. Ce continuum est représenté sur la figure 16. Pour la plupart des composés, seuls quelques % du moment total par spin participent à la phase ordonnée. On peut noter que le scénario des ODS utilisé dans ce papier donne une explication naturelle de la formation de petits moments magnétiques dans la phase ordonnée. Ce travail a été fait à l’époque des toutes premières observations expérimentales sur ces composés. Les exposants obtenus au PCQ correspondent à la théorie de Hertz, Millis et Moriya [38, 39, 40] pour les fluctuations anti-ferromagnétiques. Cette théorie se trouve à sa dimension critique supérieure pour $D = 2$.

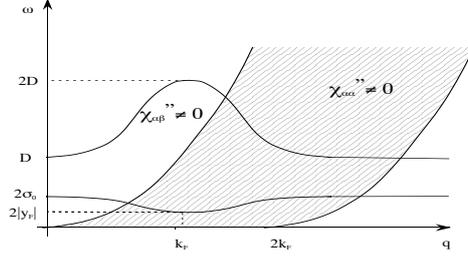


FIG. 16 – Excitations de paires électron-trou intra-bande ($\chi''_{\alpha\alpha}$) et inter-bande ($\chi''_{\alpha\beta}$) dans la phase fermion lourds du réseau Kondo [86].

8.3 Représentations super-symétriques du spin

L'idée de trouver une représentation super-symétrique du spin [91, 89, 87] pour décrire les propriétés des fermions lourds provient du fait que le magnétisme et la formation de l'effet Kondo sont en compétition dans ces composés. Comme on peut le voir sur la figure 17,

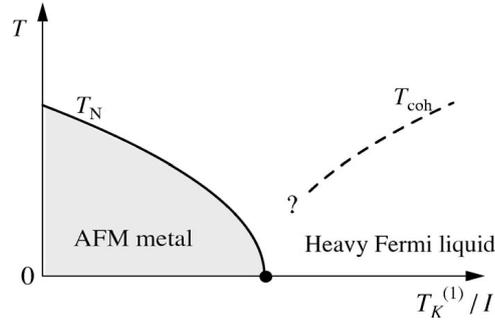


FIG. 17 – Diagramme de phase de Doniach pour le réseau Kondo, en fonction du rapport des énergies Kondo $T_K^{(1)}$ et de l'énergie d'échange I [50]. Le liquide de fermions lourds se forme en dessous de la température T_{coh} . Ce qui se passe au PCQ est encore un problème ouvert de ce domaine. Nous donnons notre point de vue dans la section 8.7.

lorsque l'énergie d'échange magnétique I domine l'énergie d'appariement Kondo T_K , une phase magnétique se forme. Dans le cas contraire, la phase de fermions lourds se forme, de nature paramagnétique. La nature de cette transition de phase est encore maintenant un problème ouvert de la physique des fermions lourds, peut-être l'un des plus fascinants pour les études théoriques.

L'une des méthodes théoriques les plus appropriés pour décrire la physique des fermions lourds est la théorie de N grand, où le groupe des rotations de spin est généralisé de $SU(2)$ à $SU(N)$. L'utilité d'une telle méthode est qu'on peut obtenir un développement contrôlé en puissances de $1/N$ et à $N \rightarrow \infty$, le champ moyen capture correctement les propriétés du liquide de fermions lourds. Or, si les propriétés du liquide de Fermi sont bien décrites par une méthode de N grand dans une représentation fermionique du spin, les fluctuations magnétiques au contraire, n'apparaissent qu'à l'ordre $1/N^2$. En supposant que les propriétés magnétiques du système soient importantes pour décrire le PCQ représenté sur la figure 17, une nouvelle

méthode s'impose. Traditionnellement, les propriétés magnétiques sont bien décrites par des méthodes à N grand, mais cette fois-ci dans une représentation bosonique du spin [53]. L'idée et donc de combiner les deux représentations, fermionique et bosonique, en une représentation unique du groupe $SU(N)$. Ceci est fait à l'aide de tableaux d'Young, représentés sur la figure 18.

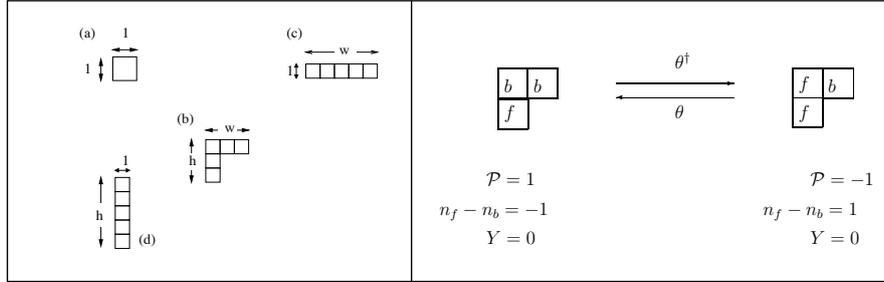


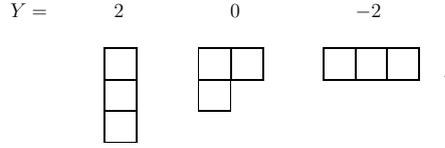
FIG. 18 – Représentations du groupe $SU(N)$ à l'aide de tableaux d'Young. *A gauche* : Sur le panneau de gauche sont présentées les représentations de base. La représentation à une boîte (a) est à la fois symétrique et anti-symétrique ; elle est donc super-symétrique ; les représentations en lignes (c) sont par définition symétriques et les représentations en colonnes (d) sont par définition anti-symétriques alors que la représentation (b) est super-symétrique. *A droite* : Sur le panneau de droite, l'opérateur de super-symétrie est défini. Par définition les opérateurs de création de particules “f” et “b” sont respectivement anti-symétriques et symétriques. Les opérateurs de super-symétrie θ^\dagger et θ font passer d'une représentation à une autre. On note que du fait du doublement du nombre de variables, deux contraintes sont nécessaires pour restreindre l'espace des phase associé.

L'idée est la suivante. On considère un opérateur de spin qui est formé à partir de n_f fermions et n_b bosons $\mathbf{S} = \mathbf{S}_f + \mathbf{S}_b$ avec $Q = n_f + n_b$. Pour chaque choix de n_f et n_b on peut construire deux représentations du groupe $SU(N)$. Par exemple pour $SU(2)$ on peut combiner un fermion et deux bosons de la façon suivante :

$$\boxed{f} \otimes \boxed{b \ b} = \begin{array}{|c|c|} \hline b & b \\ \hline f & \\ \hline \end{array} \oplus \boxed{f \ b \ b}$$

“ $S = 1/2$ ” “ $S = 3/2$ ”

qui correspond à la formation d'un spin $1/2$ et d'un spin $3/2$. Pour obtenir une représentation irréductible, on doit introduire une seconde contrainte, qui s'écrit naturellement à l'aide du second Casimir de la représentation $\mathbf{S}^2 = \sum_{\alpha} S_{\alpha} S_{\alpha}$. Pour un tableau d'Young en forme de L comme représenté sur la figure 18 on peut exprimer les deux contraintes en fonction de deux variables $Q = w + h - 1$ et $Y = h - w$ qui représentent respectivement la somme (moins un) et la différence du nombre de lignes et de colonnes. Le second Casimir s'écrit alors $\mathbf{S}^2 = Q(N - Y - Q/N)$. Pour $Q = 3$, les trois représentations possibles sont illustrées ci-dessous



Nous avons ensuite testé cette représentation pour le modèle de l'impureté Kondo [87] et de l'impureté d'Anderson [89]. Nos principaux résultats se présentent de la façon suivante. Nous partons d'un modèle à une impureté de spin soumis à un champ magnétique. Pour une représentation du spin avec Q boîtes, l'état fondamental évolue lorsque la valeur du spin croît de $S = 1/2$ à $S = Q/2$. Il y a deux chemins par lesquels le magnétisme émerge du liquide de Fermi à mesure que le spin croît.

(a) Si $Q < N/2$, lorsque le spin excède $1/2$, un moment partiellement écranté est généré. L'état fondamental est celui d'un liquide de Fermi marginalement couplé à un spin de moment effectif $S^* = S - 1/2$.

(b) Si $Q > N/2$, à une échelle intermédiaire le moment est réduit à $S^* = S - 1/2$, mais le couplage résiduel est maintenant anti-ferromagnétique, si bien qu'un second écrantage se produit qui réduit le spin à $S^{**} = S - 1$. Ce processus s'apparente à un effet d'écrantage Kondo à deux étapes ("two stage Kondo effect")

Ces résultats sont présentés sur la figure 19.

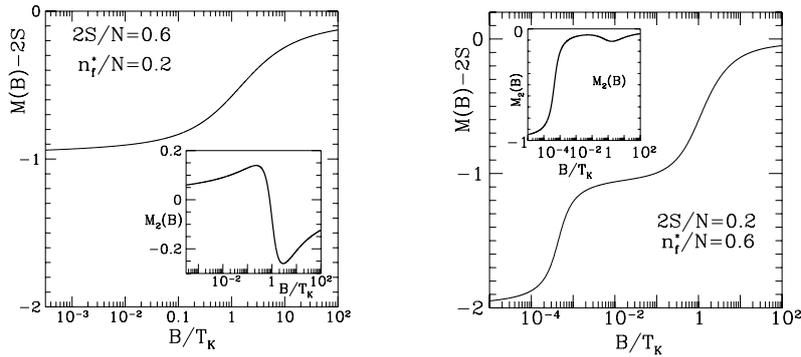


FIG. 19 – Sur le panneau de gauche nous voyons l'émergence du moment magnétique comme un processus d'écrantage à une étape alors que sur la figure de droite, le processus d'écrantage se fait en deux étapes.

8.4 “Comment les liquides de Fermi deviennent lourds et meurent ?”

Dans cette étude [85], nous posons des questions à partir des expériences sur les composés à fermions lourds. Nous partons d'un récapitulatif des expériences observées à ce jour (voir

le Tableau 1 qui montre un récapitulatif de la résistivité, du coefficient de Sommerfeld en fonction du paramètre externe appliqué). Notez que le tableau a été renouvelé avec l'inclusion de nouvelles expériences depuis la rédaction du papier.

La principale question que nous posons est de savoir discriminer entre un scénario où les électrons diffusent sur une ODS et un scénario plus dramatique où le concept de quasi-particule lourde serait brisé. Dans le chapitre qui concerne la brisure d'effet Kondo 8.7 nous prenons partie pour cette dernière option et donnons un modèle qui produit une brisure de l'effet Kondo.

Le tableau 1 montre que de nombreux composés observés par différents groupes à travers le monde brisent la théorie standard du liquide de Fermi. Cette théorie stipule que lorsque la température devient proche du zéro absolu, on observe des comportements universels des quantités physiques. La résistivité varie comme T^2 , le coefficient de Sommerfeld (rapport de la chaleur spécifique à la température) varie comme T . Ces lois sont violées près du PCQ des fermions lourds, ce qui a motivé les investigations théoriques intenses de ces dernières années. Nous adressons la question de l'universalité près du PCQ des fermions lourds, et la réponse n'est pas évidente, lorsqu'on considère que les lois observées varient d'un composé à l'autre. La violation typique de la résistivité est linéaire en température et pour le coefficient de Sommerfeld, aucune saturation n'est observée près du PCQ¹ Deux classes d'universalité au moins se dégagent. Dans la première la théorie du liquide de Fermi est brisée par un scénario d'ODS, comme pour le composé CeNi_2Ge_2 . Nous pouvons voir que pour ce composé, l'exposant de la résistivité est plus proche de $T^{1.5}$ que de T . De même la croissance logarithmique du coefficient de Sommerfeld à très basse température peut être ré-interprétée comme une loi en $\gamma_0 - T^{3/2}$ pour laquelle le coefficient γ_0 qui marque la saturation n'est pas visible du fait que la température n'est pas assez basse. La deuxième classe d'universalité est bien représentée par les trois composés YbRh_2Si_2 , CeCoIn_5 ou bien $\text{CeCo}_{6-x}\text{Au}_x$. Pour ces composés la résistivité est quasi-linéaire en température sur plus d'une décade et il ne fait reste pas de doute que la violation de la théorie de Landau requiert un scénario plus exotique que celui de la diffusion par les ODS. Nous posons ensuite la question de l'universalité près d'un PCQ et demandons quelles lois d'échelle sont vérifiées suivant que le système se trouve au-dessous ou bien au-dessus de sa dimension critique supérieure. Il apparaît que sous la dimension critique supérieure, la température est la seule échelle au PCQ. Il s'ensuit que les variables de l'espace des phases varient d'une manière universelle avec la température. On observe par exemple une loi d'hyper-scaling entre la fréquence et la température :

$$F(\omega, T) = \frac{1}{\omega^\alpha} f(\hbar\omega/(k_B T)) . \quad (14)$$

Ces lois d'hyper-scaling ne sont pas vérifiées près d'un PCQ de type ODS car leur dimension critique supérieure est basse : $d_c = 4 - z$ d'où $d_c = 1$ pour $z = 3$ et $d_c = 2$ pour $z = 2$. Enfin dans ce papier nous proposons que lors d'un scénario dramatique pour la brisure d'effet Kondo, on observe une re-configuration totale de la surface de Fermi à la transition. Cette idée a donné lieu à une étude expérimentale quelques années plus tard [54] où les auteurs affirment qu'une anomalie dans la constante de Hall a bien été observée dans le composé YbRh_2Si_2 .

Table. 1. Selected Heavy Fermion compounds with quantum critical points.

¹Il est difficile expérimentalement de n'observer aucune saturation car il est difficile de localiser le PCQ, et on se trouve souvent soit un peu à gauche soit un peu à droite en fonction du paramètre externe d'ajustement.

Compound	$H_c/P_c/x_c$	$\frac{C_v}{T} \rightarrow \infty ?$	$\rho \sim T^a$	Reference
$YbRh_2(Si_{1-x}Ge_x)_2$	$x_c = 0.05$ $H_c^{\parallel c} = 0.66T$ $H_c^{\perp c} = 0.06T$	$T^{-0.34}$	T	Dresden, Grenoble
$CeCoIn_5$	$H_c = 5T$	$T^{-\alpha}$	T	Los Alamos, Grenoble
$Ce(Cu_{1-x}Au_x)_6$	$x_c = 0.016$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	T	Karlsruhe
$CeCu_{6-x}Ag_x$	$x_c = 0.2$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	$T^{1.1}$	Gainesville
$CeNi_2Ge_2$	$P_c = 0$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	$T^{1.4}$	Karlsruhe, Cambridge
U_2Pt_2In	$P_c = 0$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	T	Leiden
$CeCu_2Si_2$	$P_c = 0$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	$T^{1.5}$	Dresden, Grenoble
$YbAgGe$	$H = 4T$	$\text{Log}\left(\frac{T_0}{T}\right)$	T	Ames, Grenoble
$CeIn_{3-x}Sn_x$	$p_c = 26\text{kbar}$?	$T^{1.6}$	Dresden
U_2Pd_2In	$P_c < 0$?	T	Leiden
$CePd_2Si_2$	$P_c > 0$?	$T^{1.2}$	Karlsruhe, Dresden
$CeRhIn_5$	$P_c \sim 1.6\text{GPa}$?	T	Los Alamos, Grenoble
$CeIn_3$	$P_c > 0$?	$T^{1.5}$	Dresden
$Ce_{1-x}La_xRu_2Si_2$	$x_c = 0.1$	no	?	Grenoble
$U_3Ni_3Sn_4$	$P_c > 0$	no	?	Leiden

8.5 Étude phénoménologique du composé $YbRh_2Si_2$

Avec P.Coleman, nous avons participé à une collaboration avec le groupe de Frank Steglich à Dresde (Max Planck Institut) concernant des mesures de transport dans le composé $YbRh_2Si_2$ dopé au germanium. 5 % de germanium permet en effet à ce composé d'une pureté exceptionnelle d'être à son point critique quantique (transition de phase à température nulle vers un ordre antiferromagnétique). Les mesures conjointes de thermodynamique et de transport ont montré une croissance anormale du coefficient de chaleur spécifique aux très basses températures, plus forte que la croissance logarithmique. Nous avons attribué cette singularité thermodynamique, associée à une singularité dans les coefficients de transport électrique, en termes d'un mode local au point critique. Cette étude a donné lieu à une publication dans Nature Physics [78] qui est bien citée par la communauté scientifique. La première mise en évidence d'un PCQ en fonction d'un paramètre d'ajustement externe provient de ce papier (voir figure 14). Sur la figure 20 nous observons une remontée anormale du coefficient de Sommerfeld lorsqu'on abaisse la température, qui est conjointe à une croissance anormale au PCQ du coefficient A, de l'exposant en T^2 de la résistivité dans la phase de fermions lourds. Nous montrons en particulier qu'à champ fini, les valeurs du coefficient de Sommerfeld ainsi que du coefficient A de la résistivité suivent des relations de lois d'échelle

$$\frac{C_V}{T} = \frac{1}{b^{1/3}} \Phi\left(\frac{T}{T_o(b)}\right), \quad \frac{\partial \rho}{\partial T} = F\left(\frac{T}{T_o(b)}\right), \quad (15)$$

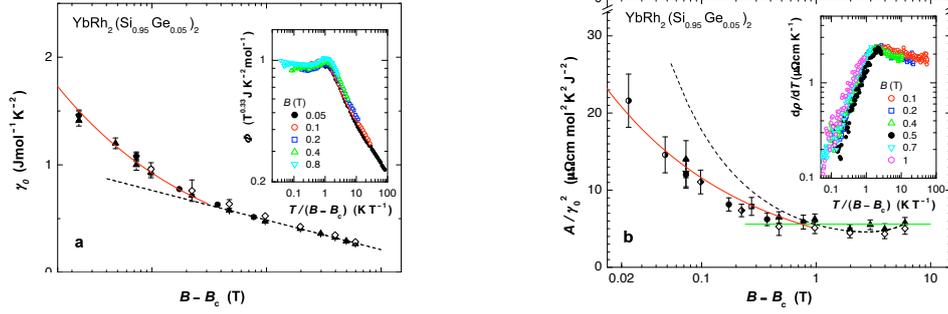


FIG. 20 – Dépendance en température du coefficient de Sommerfeld γ_0 et du coefficient A de l'exposant en T^2 de la résistivité, à l'approche du PCQ dans YbRh_2Si_2 (avec 5% de Ge) [78].

où $\Phi(x) \sim (\text{Max}(x, 1))^{-1/3}$ et $F(x) \sim x/\text{Max}(x, 1)$ sont des fonctions universelles et où $T_o(b) \sim b$ avec $b = B - B_c$, B étant le champ magnétique externe et B_c étant le champ critique. Ces lois d'hyper-scaling confortent l'idée que le PCQ de ce composé se trouve au-dessous de sa dimension critique supérieure.

8.6 Études à partir du scénario d'Onde de Densité de Spin (ODS)

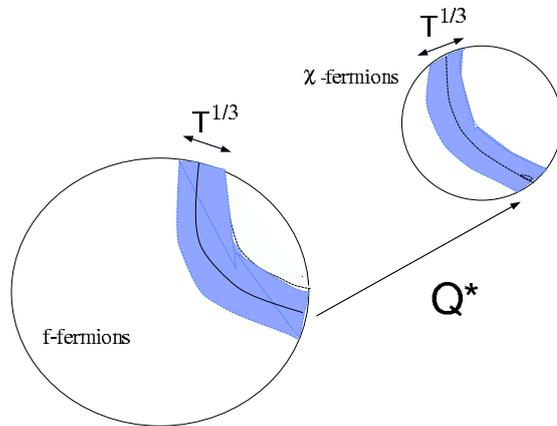
Avec P. Coleman [82] (Rutgers University), nous avons continué notre étude du réseau Kondo en représentation super-symétrique du spin. Nous faisons ici un parallèle entre le problème de l'impureté Kondo sous-écrantée et le réseau Kondo, en ce sens qu'au PCQ un moment résiduel se forme qui va interagir avec les quasi-particules environnantes. Nous mettons en évidence une divergence logarithmique de la masse effective des quasi-particules dans ce cas, le coefficient de Sommerfeld variant comme

$$\gamma \equiv C_V/T = \frac{1}{T L n^4(T_K/T)}. \quad (16)$$

Le liquide de Fermi se reforme à une échelle d'énergie variant comme $B \ln^2(T_K/B)$.

Dans les deux papiers [77, 76], l'étude des points critiques quantiques dans les fermions lourds se poursuit. Cette étude est basée sur l'hypothèse que les fluctuations quantiques responsables de dé-stabiliser le liquide de Fermi sont d'origine magnétique. Dans cette optique, les électrons de conduction diffusent sur des modes mous d'origine magnétique, ce qui a pour effet de réduire considérablement leur durée de vie au niveau de Fermi, les électrons se dés-intègrent totalement, leur durée de vie devient nulle. Dans le papier [76] nous utilisons une représentation bosonique du spin (de type bosons de Schwinger) de façon à décrire l'ordre magnétique. Au point critique quantique, un nouveau mode fermionique émerge, que l'on peut interpréter comme un holon. Comme le mode bosonique s'ordonne à un vecteur d'onde

anti-ferromagnétique, nous observons des propriétés de surfaces de Fermi chaude et froide. Ici cependant, l'exposant dynamique est $z = 3$ et non $z = 2$ comme dans le cas de la théorie d'onde de densité de spin.



On montre qu'il est effectivement possible d'ajuster une théorie de fluctuations quantiques de type "magnétisme itinérant" aux expériences effectuées sur les Fermions lourds. Cette démarche nécessite néanmoins un très grand nombre de paramètres ajustables (du fait que le nouveau mode fermionique χ a sa propre surface de Fermi, qui doit se former de façon auto-consistante), rendant l'explication de la brisure du liquide de Fermi par les seules fluctuations magnétiques très peu probable.

Ces trois études sont les dernières que nous avons faites en considérant que le magnétisme est crucial pour expliquer les propriétés remarquables de ces matériaux. Dans ce qui suit, nous avons exploré une idée alternative, où en première approximation, le magnétisme est un épi-phénomène.

8.7 Brisure Kondo dans le réseau d'Anderson

Contexte et résultats Cette approche nouvelle pour le réseau Kondo [72, 71, 70, 69] est née d'une discussion avec M.R. Norman (ANL) lors d'un séjour à Santa Barbara (Kavli Institute) en 2005. Mike venait d'achever un travail sur la théorie des bandes du composé YbRh_2Si_2 [55]. Dans ce travail, il obtenait un résultat curieux, à savoir que la théorie de bandes de ce composé ressemble beaucoup plus à celle d'un composé de valence mixte qu'à celle d'un composé à fermions lourds. En d'autres termes, les fluctuations de valence semblent beaucoup plus importantes qu'il n'y paraît. Nous nous sommes alors demandés si le magnétisme ne cachait pas la présence d'un PCQ de nature non magnétique, qui serait le véritable responsable des anomalies observées, au moins dans le cas des propriétés de transport électrique.

Nous avons commencé notre investigation par une étude du réseau Kondo [72, 69]. Nous obtenons alors le résultat qu'en présence d'une phase de liquide de spin, l'effet Kondo peut être détruit, le couplage Kondo responsable de la phase de fermion lourd étant réduit à zéro du fait des très fortes corrélations. Dans les deux autres papiers [71, 70], la même idée est reprise dans le contexte du réseau d'Anderson (dans lequel une faible dispersion des électrons "f" a été ajoutée), où cette fois les fluctuations de valence sur les sites d'impuretés est directement prise en compte. Dans ce contexte, la brisure Kondo équivaut à une localisation de Mott des électrons "f", qui est appelée "localisation de Mott sélective" du fait que les électrons de conduction n'y participent pas. Sur la figure 21 nous représentons schématiquement cette transition en phase, en fonction de l'hybridation V entre les électrons "f" et les électrons de conduction. A la transition de phase, la quasi-particule lourde qui formait le liquide de Fermi lourd se décompose en trois composantes : les électrons de conduction, qui gardent leur intégrité ; les électrons "f", qui se scindent en une particule porteuse du spin (appelée "spinon") et une particule porteuse de la charge (appelée "holon"). Sur la partie droite du diagramme des phases, on observe une condensation des holons, qu'on peut aussi appeler "phase de Higgs". Sur la partie gauche, les holons ne sont pas condensés, et cette phase correspond à la localisation des électrons "f", du fait des fortes interactions. La localisation des électrons "f" sans que les électrons de conduction soient affectés est la localisation de Mott sélective. Remarquons que

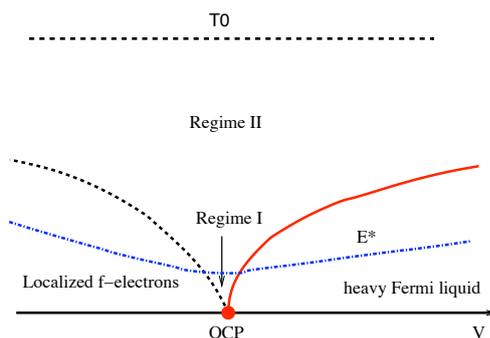


FIG. 21 – Diagramme des phases schématisé pour la transition de Mott sélective dans le réseau d'Anderson [70]. T_0 est la température au-dessus de laquelle les fluctuations critiques peuvent être négligées. Sa correspondance expérimentale est la température Kondo à une impureté $T_K^{(1)}$, représentée sur la figure 17. E^* est une échelle d'énergie intermédiaire, typique de ce PCQ particulier. Elle dépend des propriétés ultra-violettes des composés.

dans ce modèle, la transition de Mott diffère grandement de celle des supraconducteurs à haute T_c , du fait que dans le modèle du réseau d'Anderson, l'hybridation est le paramètre physique le plus important. Pour que les électrons "f" puissent être localisés, il faut que l'hybridation effective entre les spinons et les électrons de conduction soit réduite à zéro près du PCQ. Cette propriété est illustrée sur le panneau de gauche de la figure 22.

Nous déterminons les différents régimes qui apparaissent près du PCQ. Une des propriétés principales de ce PCQ est son caractère multi-échelle. En effet, une échelle d'énergie E^* est observée près du PCQ. Elle peut-être simplement comprise en remarquant que nous avons deux types de fermions présents au PCQ, les spinons "f" et les électrons de conduction. Ces deux types de fermions ont chacun une surface de Fermi particulière, et donc deux vecteurs d'onde de Fermi sont naturellement présents au QCP. Dans ce travail, $q^* = k_{F1} - k_{F2}$ est la différence

entre les vecteurs de Fermi de chaque espèce. Nous obtenons une énergie correspondante $E^* \propto (q^*/K_{F1})^3$. Cette échelle d'énergie additionnelle demande à être ajustée pour chaque composé auquel on veut appliquer le modèle de brisure Kondo.

Le résultat le plus marquant de ce travail est l'obtention de propriétés de transport anormales dans le régime II. La thermodynamique est celle du liquide de Fermi marginal [12]. De plus, la résistivité électrique est quasi-linéaire en température dans ce régime :

$$\delta\rho(T) \equiv \rho(T) - \rho(0) \propto T \ln(2T/E^*) . \quad (17)$$

Ce résultat est assez remarquable car il est valide à trois dimensions d'espace. Dans tout système corrélé, la force des fluctuations quantiques augmente lorsque la dimension d'espace est réduite. Il est donc facile d'en inférer que les anomalies dans les propriétés de transport sont plus fortes lorsque la dimension est réduite. Et en effet, des déviations fortes au liquide de Fermi sont observées, par exemple dans les théories qui décrivent les supraconducteurs à haute T_c [56]. Mais à trois dimensions d'espace, ce résultat est unique en ce sens ce qu'est la première fois qu'un exposant aussi anormal est obtenu pour la conductivité. On peut com-

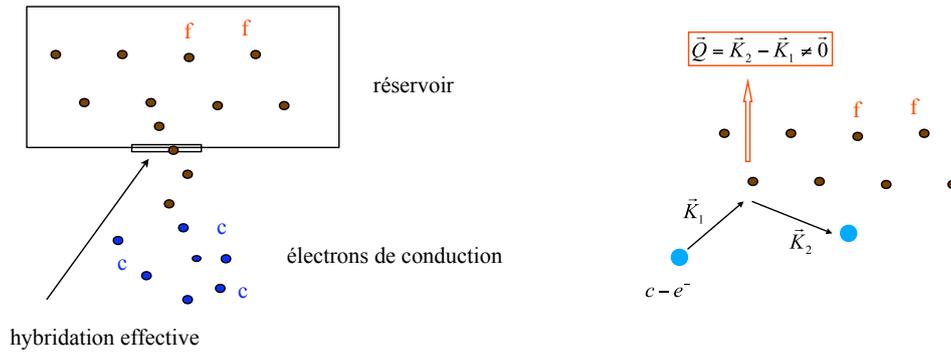


FIG. 22 – Illustration des principes à l'oeuvre dans la théorie de brisure Kondo. Sur le panneau de droite est illustré le fait qu'au PCQ, l'hybridation est le paramètre le plus pertinent. Sur le panneau de droite on illustre l'originalité du problème au niveau du transport électrique. En effet, les électrons “f” sont très proches de leur localisation et forment ainsi un réservoir capable d'absorber le moment cinétique des électrons de conduction lors de leurs collisions avec les électrons “f”.

prendre simplement ce résultat de la façon suivante. Au point critique quantique de brisure Kondo, les électrons “f” sont sur le point de localiser. Ils forment donc un réservoir stable, dans lequel le moment cinétique des électrons incidents peut être absorbé, par exemple lors de processus de diffusion par l'arrière (encore appelés processus “Umklapp”). Dans cette situation où nous avons de la diffusion vers l'arrière, le temps de vie d'une particule se comporte (à un pré-facteur près) de la même manière avec la température que le temps caractéristique du transport. Nous obtenons donc que la résistivité électrique varie comme la partie imaginaire

de l'énergie propre des électrons de conduction.

$$\Sigma_c(\omega_n) = \begin{array}{c} \text{---} \xrightarrow{\quad} \text{---} \\ \text{c} \quad \text{f} \\ \text{---} \end{array} \quad ;$$

$$\text{Im}\Sigma_c(k_F, \omega = 0, T) \sim k_F^2 / (6\pi\alpha v_F \rho_0) T \ln(2T/E^*).$$

En plus de ce résultat, notre étude montre la possibilité d'une phase modulée près du PCQ. Cette phase apparaît d'une manière analogue à la phase Fulde-Larkin-Ferrel-Ovchinnikov (FFLO)[57] pour les supraconducteurs. Ici l'appariement Kondo concerne deux types de fermions ("f" et "c") et donc il est tout à fait possible que les masses soient de signe opposé, une bande étant de caractère "électron" et l'autre étant de caractère "trou". Dans ces condition le vecteur d'onde d'appariement qui minimise l'énergie n'est pas $q = 0$ mais une vecteur fini de l'ordre de $1.2q^*$. Cet appariement donne naturellement lieu à des modulations, qui sont à étudier de façon plus poussée du fait des complications provenant de la symétrie de jauge. C'est la première fois qu'un tel régime est mis en évidence pour le réseau Kondo et notre travail a été repris (sans avancée majeure semble t-il) dans une étude par le groupe de Los Alamos [58].

Cette théorie s'est de plus simplifiée depuis peu, ce qui lui donne un caractère prédictif. Un premier papier est soumis dans lequel nous évaluons le paramètre de Grüneisen pour un le PCQ de brisure Kondo et faisons une comparaison directe avec les expériences [66]. Nous sommes en voie d'évaluer toutes les quantités thermodynamiques, grâce à un Lagrangien effectif de type Ginzburg-Landau, de manière à pouvoir collaborer directement sur des expériences en cours au Max Planck Institut de Dresde.

Méthodes utilisées Dans ce travail, la difficulté est aussi d'ordre technique. La transition de brisure Kondo s'apparente à un PCQ dé-confiné ("fractionalized" en anglais [59]). On peut dire que la quasi-particule lourde du liquide de fermions lourds se désintègre en trois à la transition, laissant derrière elle un spinon, un holon et un électron de conduction. De façon équivalente, on peut comprendre cette transition comme la condensation d'un boson de Higgs (le holon) à température nulle. Nous sommes donc en présence d'un phénomène de Higgs quantique, ce qui veut dire qu'à la transition nous avons de nombreux modes bosoniques mous à re-sommer : le paramètre d'ordre b , et les champs de jauge \mathbf{a} . Le Langrangien effectif s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\mathbf{r}, \tau) = & \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} c_{\sigma}^{\dagger} \left(\partial\tau - \frac{\nabla^2}{2m} - \mu \right) c_{\sigma} \\ & + f_{\sigma}^{\dagger} \left(\partial\tau - \frac{(\nabla + ie \mathbf{a}/c)^2}{2m_f} + \epsilon_f + ia_0 \right) f_{\sigma} \\ & + b^{\dagger} \left(\partial\tau - \frac{(\nabla + ie \mathbf{a}/c)^2}{2m_b} + \lambda + ia_0 \right) b \\ & + \frac{N}{J} \phi_0^2 \\ & + \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \left[V b f_{\sigma}^{\dagger} c_{\sigma} + h.c. \right] , \end{aligned} \quad (18)$$

où f^\dagger , c^\dagger and b^\dagger sont respectivement les opérateurs de création des spinons, électrons de conduction et holons. On peut vérifier que ce Lagrangien est invariant de jauge, et nous travaillons dans la jauge de Coulomb où $\nabla \cdot \mathbf{a} = 0$.

Nous utilisons ici la théorie de Eliashberg 7.4, étendue pour le cas d'une théorie de jauge, pour re-sommer les séries de diagrammes. Ce procédé est illustré ci-dessous.

Théorie de Eliashberg

$$\begin{aligned} G_f^{-1}(k, \omega_n) &= i\omega_n - \epsilon_0 + i\Sigma_f(\omega_n); \\ G_c^{-1}(k, \omega_n) &= i\omega_n - \epsilon_k + i\Sigma_c(\omega_n); \\ D_b^{-1}(q, \Omega_n) &= \rho_0 [-i\Omega_n + \delta + aq^2 + \Pi_{fc}(q, \Omega_n) - \Sigma_b(\Omega_n)]; \\ D_{ij}^{-1}(q, \Omega_n) &= \rho_0 [(q/k_F)^2 + \Pi_f(q, \Omega_n) + \Pi_b(q, \Omega_n)] \\ &\quad \times (\delta_{ij} - q_i q_j / q^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Sigma_b(\Omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ \Pi_{fc}(q, \Omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ \Pi_f(q, \Omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ \Pi_b(q, \Omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ \Sigma_f(\omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ \Sigma_c(\omega_n) &= \text{diagram} \quad ; \\ [\text{diagram}]^{-1} &= [\text{diagram}]^{-1} + [\text{diagram}]^{-1}; \end{aligned}$$

Champs de jauge mous $D_{\mu\nu}^{-1}$

Boson de Higgs D_σ^{-1}

Nous voyons que les modes de jauge et le mode de Higgs sont inter-connectés et que nous devons de plus re-sommer de façon auto-consistante la self-énergie des espèces fermioniques de manière à obtenir une théorie cohérente. Les propriétés de transport sont obtenues à l'aide de la règle de somme de Ioffe et Larkin[61].

8.8 Application aux bi-couches d'He³ adsorbées sur du graphite

La première application du modèle de brisure Kondo, ne fut curieusement pas pour un composé à fermions lourds, mais pour des bi-couches d'He³ adsorbées sur du graphite[68, 67].

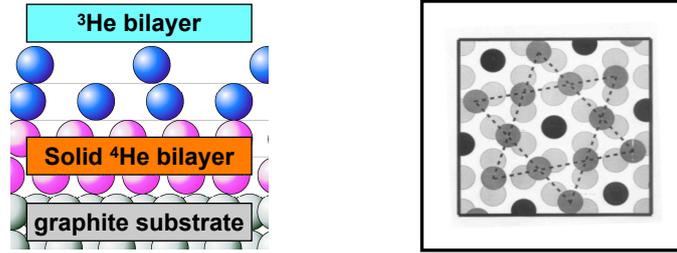


FIG. 23 – Sur le panneau de gauche nous illustrons le dispositif expérimental. Sur le panneau de droite nous montrons comment la localisation peut se produire pour un remplissage $4/7$ du réseau.

Le système est représenté sur le panneau de gauche de la figure 23. Le système se compose d'un substrat de graphite, sur lequel sont déposées deux couches d' ^4He . Sur cet ensemble sont adsorbées deux couches d' ^3He fluides. Les expériences sur les bi-couches d' ^3He adsorbées sur du graphite ont une histoire très riche liée à l'étude du magnétisme frustré [62]. En effet, de façon générale pour une couche d' ^3He adsorbé, on observe une transition isolante pour certaines fractions magiques du remplissage. Sur la figure 23 la localisation des atomes d' ^3He est observée pour le remplissage $4/7$ comparé au substrat d' ^4He . Dans cette phase où une couche d' ^3He est localisée, on observe du magnétisme frustré car les atomes se trouvent sur un réseau de Kagomé. En particulier des effets d'échange en boucles (en anglais "ring exchange") ont été étudiés en détail [63]. La question alors est de savoir quelles sont les propriétés magnétiques de la phase étudiée et en particulier si le liquide de spin a un gap ou non [64]. La tendance est de dire qu'on observe un ordre ferromagnétique à courte portée. La question du gap n'a pas encore été résolue.

L'originalité de l'expérience que nous étudions [65] est que pour la première fois la première couche d' ^3He n'est pas encore localisée lorsque la deuxième couche apparaît. La localisation se produit alors que les deux couches d' ^3He interagissent ensemble. Au voisinage du PCQ, on observe une augmentation de la masse effective d'un facteur vingt, et on peut extraire une température de cohérence au-dessus de laquelle l'entropie $k_B \text{Log}2$ par site est libérée. Cette température de cohérence tend vers zéro au PCQ extrapolé des données expérimentales.

Nous utilisons le modèle du réseau d'Anderson pour ce système. Ici la première couche d' ^3He joue le rôle des fermions "f" (bien qu'ils ne soient pas très massifs, ces modes se situent au voisinage de la localisation) ; la deuxième couche d' ^3He joue le rôle d'une mer de Fermi où les fermions sont libres. Nous avons une hybridation très forte entre ces deux couches fermioniques. Au voisinage du PCQ, nous pouvons reproduire les résultats expérimentaux à l'aide de la théorie de brisure Kondo. La localisation de la première couche alors que la deuxième couche est forme encore un liquide de Fermi est comprise comme une transition de Mott sélective. Les bi-couches d' ^3He formant un composé très propre (sans effet de champ cristallin et sans effet de désordre), notre modèle est capable de reproduire l'ensemble des données expérimentales en utilisant trois paramètres d'ajustement. En particulier, notre modèle donne une interprétation simple pour l'observation expérimentale de deux PCQ distincts. Pour nous, le PCQ au-delà duquel on observe une augmentation subite de la magnétisation est le PCQ réel, tandis que le PCQ qui correspond à la température de cohérence est pour nous l'extrapolation à température nulle d'un régime de température intermédiaire. Nous illustrons ces résultats sur la figure 24.

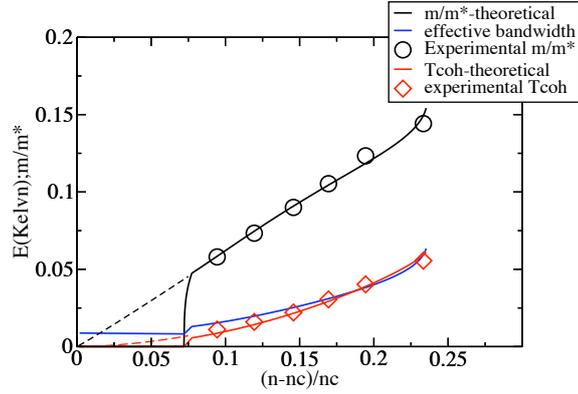


FIG. 24 – Résultats de notre étude, montrant la température de cohérence (K), l'inverse de la masse effective m/m^* et la largeur de bande effective des spinons ainsi que les données expérimentales directement tirées de [65].

Il peut paraître surprenant que le modèle de brisure Kondo décrive des systèmes aussi différents que les fermions lourds, qui ont une échelle d'énergie caractéristique de 50 K et les bi-couches d' He^3 adsorbées sur du graphite, pour lesquelles l'échelle d'énergie caractéristique est de 100 mK. C'est le côté magique de l'universalité d'une théorie critique ; elle peut décrire des phénomènes apparemment sans lien les uns avec les autres et qui se produisent à des échelles très différentes.

9 Conclusion

J'ai présenté mes travaux, de 1998 à 2008, qui portent sur les supraconducteurs à haute T_c , la théorie des PCQ à électrons itinérants et les composés à fermions lourds. Dans le domaine des supraconducteurs à haute T_c , j'ai étudié les effets d'impuretés dans la phase de pseudo-gap et aussi écrit un article de revue sur le domaine, incluant les expériences et la théorie. Pour la théorie des PCQ itinérants, je me suis intéressée à la renormalisabilité de cette théorie, et au comptage de puissance. A cause de la présence des fermions, un nombre infini de diagrammes divergent près d'un PCQ d'électrons itinérants. Ils sont re-sommés dans le contexte de la théorie de Eliashberg, qui permet d'obtenir une théorie effective de basse énergie pour ces systèmes. Le domaine des fermions lourds, constitue mon domaine d'expertise. J'ai travaillé pendant quelques années sur des modèles d'onde de densité de spin pour ces composés, en considérant que les fluctuations magnétiques sont cruciales pour expliquer les anomalies observées dans les propriétés de transport. Devant l'échec de telles théories pour rendre compte des propriétés de transport anormales dans ces composés, je me suis intéressée à l'idée que les singularités du transport électrique sont dues à la proximité d'une transition de Mott sélective, que nous appelons point critique de brisure Kondo. Cette théorie s'est simplifiée au point de devenir prédictive et une bonne part des prochaines années sera sans doute consacrée à comparer aux expériences les résultats obtenus. Pour l'avenir, je suis en voie de développer une méthode de bosonization super-symétrique en toute dimension, conjointement avec K.B.Efetov.

Table des figures

1	Diagramme des phases pour les supraconducteurs cuprates (x est le dopage en trous) AF est l'isolant anti-ferromagnétique. La ligne brisée est le cross-over entre la phase normale et la phase de pseudo-gap [81].	14
2	Les deux scénarios théoriques pour les cuprates : le scénario RVB et le scénario du point critique quantique [81].	15
3	Evidence expérimentale pour le pseudo-gap, par relaxation RMN [13].	16
4	(a) $1/\tau(\omega)$ en fonction de ω pour différents échantillons de Bi2212 [30]. (b) La violation de la règle de somme ($-\Delta E_K$) calculée dans ce papier en fonction du dopage, x . Les carrés blancs sont tirés des résultats expérimentaux [31].	18
5	Partie imaginaire de l'énergie propre déterminée par ARPES dans la direction nodal de Bi2212, en accord avec la phénoménologie du liquide de Fermi marginal (loi d'échelle quantiques en fonction de ω et T) [20]	19
6	Spectre ARPES à $(\pi, 0)$, pour un supra sur-dopé de Bi2212 à $(87K)$ dans l'état normal et dans l'état supraconducteur [22]	20
7	Susceptibilité dynamique de spin intégrée en vecteur d'onde pour le composé YBCO à 35 K (état supraconducteur), 80 K (phase pseudo-gap) et 290 K (état normal), dans le canal optique et acoustique. La zone grisée représente la résonance [28].	21
8	Sur la gauche une illustration de l'espace des phases près d'un PCQ. La dimension du temps imaginaire où se trouvent les fluctuations quantiques se comporte comme une (ou plusieurs) dimensions supplémentaires de longueur finie $\hbar/(k_B T)$. Sur la droite, illustration de la surface de Fermi ; les modes radiaux sont rapides alors que les modes transverses sont mous.	22
9	Illustration d'un scénario possible dans la phase pseudo-gap du système de Cr dopé au Vanadium. T_{MF}^{flat} est la température de champ moyen pour une surface de Fermi plate et T_N la température de transition qui est supprimée par une perte des propriétés d'emboîtement. Le pseudo-gap, s'il existe, doit être confiné entre ces deux températures [79].	24
10	Diagramme en température et pression pour le phénomène d'effondrement Kondo, pour différentes valeurs du module de compression B . La figure insérée représente les résultats de champ moyen alors que la figure principale inclut les fluctuations. Les lignes sont des transitions de phase du premier ordre, allant d'une phase à bas T_K sur la gauche à une phase à haut T_K sur la droite. Les fluctuations quantiques induisent une bifurcation des lignes pour $B < B^*$ [74].	25
11	Illustration des restrictions de phase qui apparaissent lorsqu'un fermion diffuse sur des modes magnétiques mous, ici pour une transition ferromagnétique avec $z_b = 3$. L'angle entre \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 est restreint par les fluctuations magnétiques. $z_f = 1$ est l'exposant dynamique des fermions dans la direction perpendiculaire à la surface de Fermi [83].	26
12	Corrections à la polarisation de spin provenant de diagrammes à deux et trois boucles. Tous ces diagrammes montrent une anomalie dans la partie statique de la polarisation de spin [73].	27

13	Différents régimes de cross-over pour la dépendance en température de la contribution triplet à la conductivité. δ est l'écart au PCQ en fonction d'un paramètre externe d'ajustement. γ est le coefficient de l'amortissement de Landau. Les régimes I et II sont balistiques, pour lesquels le temps de parcours d'un électron d'une impureté à l'autre est plus grand que le temps typique des interactions entre électrons. Les régimes IV et V sont des régime de diffusion, pour lesquels le temps typique des collisions avec les impuretés est plus petit que le temps typique des interactions. Le régime III est un régime de haute énergie.	29
14	YbRh ₂ Si ₂ dopé avec 5 % de Germanium, amené à son point critique quantique avec un petit champ magnétique appliqué. Sur les deux figures de gauche nous voyons pour la première mise en évidence d'un "point" critique quantique, lorsque la température tend vers zéro[78]. Sur la figure de droite est représentée la résistivité observée sur trois décades en énergies [51]	31
15	Sur la gauche, un exemple de fermion lourd, le composé YbIr ₂ Si ₂ . Nous pouvons voir que les gros atomes de Yb vont s'hybrider avec le électrons de conduction de du réseau d' Ir. Sur la droite, le diagramme de phase du composé Ce(Rh,IR,Co)In ₅ qui montre la présence simultanée de l'ordre anti-ferromagnétique (AF) et de la supraconductivité (SC) [52].	32
16	Excitations de paires électron-trou intra-brande ($\chi''_{\alpha\alpha}$) et inter- bande ($\chi''_{\alpha\beta}$) dans la phase fermion lourds du réseau Kondo [86].	33
17	Diagramme de phase de Doniach pour le réseau Kondo, en fonction du rapport des énergies Kondo $T_K^{(1)}$ et de l'énergie d'échange I [50]. Le liquide de fermions lourds se forme en dessous de la température T_{coh} . Ce qui se passe au PCQ est encore un problème ouvert de ce domaine. Nous donnons notre point de vue dans la section 8.7.	33
18	Représentations du groupe SU(N) à l'aide de tableaux d'Young. <i>A gauche</i> : Sur le panneau de gauche sont présentées les représentations de base. La représentation à une boîte (a) est à la fois symétrique et anti-symétrique; elle est donc super-symétrique; les représentations en lignes (c) sont par définition symétriques et les représentations en colonnes (d) sont par définition anti-symétriques alors que la représentation (b) est super-symétrique. <i>A droite</i> : Sur le panneau de droite, l'opérateur de super-symétrie est défini. Par définition les opérateurs de création de particules "f" et "b" sont respectivement anti-symétriques et symétriques. Les opérateur de super-symétrie θ^\dagger et θ font passer d'une représentation à une autre. On note que du fait du doublement du nombre de variables, deux contraintes sont nécessaires pour restreindre l'espace des phase associé.	34
19	Sur le panneau de gauche nous voyons l'émergence du moment magnétique comme un processus d' écrantage à une étape alors que sur la figure de droite, le processus d' écrantage se fait en deux étapes.	35
20	Dépendance en température du coefficient de Sommerfeld γ_0 et du coefficient A de l'exposant en T^2 de la résistivité, à l'approche du PCQ dans YbRh ₂ Si ₂ (avec 5% de Ge) [78].	38

21	Diagramme des phases schématique pour la transition de Mott sélective dans le réseau d'Anderson [70]. T_0 est la température au-dessus de laquelle les fluctuations critiques peuvent être négligées. Sa correspondance expérimentale est la température Kondo à une impureté $T_K^{(1)}$, représentée sur la figure 17. E^* est une échelle d'énergie intermédiaire, typique de ce PCQ particulier. Elle dépend des propriétés ultra-violettes des composés.	40
22	Illustration des principes à l'oeuvre dans la théorie de brisure Kondo. Sur le panneau de droite est illustré le fait qu'au PCQ, l'hybridation est le paramètre le plus pertinent. Sur le panneau de droite on illustre l'originalité du problème au niveau du transport électrique. En effet, les électrons "f" sont très proches de leur localisation et forment ainsi un réservoir capable d'absorber le moment cinétique des électrons de conduction lors de leurs collisions avec les électrons "f".	41
23	Sur le panneau de gauche nous illustrons le dispositif expérimental. Sur le panneau de droite nous montrons comment la localisation peut se produire pour un remplissage $4/7$ du réseau.	44
24	Résultats de notre étude, montrant la température de cohérence (K), l'inverse de la masse effective m/m^* et la largeur de bande effective des spinons ainsi que les données expérimentales directement tirées de [65].	45

Troisième partie

Liste de publications

Références

- [1] J.G. Bednorz and K.A. Müller, *Rev. Mod. Phys.*, **60**, 585 (1988).
- [2] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C. J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Goa, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, and C.W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987).
- [3] P. W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High- T_c Cuprates*, (Princeton, Princeton Univ. Press)
- [4] J.C. Slater, *Phys. Rev* **82**, 538 (1951).
- [5] R. Kleiner and P. Müller, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994).
- [6] D. A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang, and W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **68** 2390 (1992).
- [7] K. Krishnana, J.M. Harris and N.P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3529 (1995).
- [8] A.V. Puchkov, D.N. Basov and T. Timusk, *J. Phys. Cond. Matt.* **8** , 10049 (1996).
- [9] A. Kaminski, J. Mésot, H. Fretwell, J.C. Campuzano, M.R. Norman, M. Randeria, H. Ding, T. Sato, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki and H. Hoehst, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1788 (2000).
- [10] P. W. Anderson, G. Baskaran, Z. Zou and T.Hsu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2790 (1987).
- [11] S. Martin, A.T. Fiori, R.M. Fleming, L.F. Schneemeyer and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. B* **41**, 846 (1990).
- [12] C.M. Varma, P.B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams and A.E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
- [13] K. Ishida, K. Yoshida, T. Mito, Y. Tokunaga, Y. Kitaoka, K. Asayama, Y. Nakayama, J. Shimoyama and K. Kishio, *Phys. Rev. B* **58**, 5960 (1998).
- [14] H. Alloul, T. Ohno, P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
- [15] C.M. Varma, *Phys. Rev. B* **55**,14554 (1997).
- [16] V. Hinkov, P. Bourges, S. Pailhes, Y. Sidis, A. Ivanov, C. D. Frost, T. G. Perring, C. T. Lin, D. P. Chen, B. Keimer, *Nature Physics* **3**, 780 (2007).
- [17] Jing Xia, Elizabeth Schemm, G. Deutscher, S.A. Kivelson, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, W. Siemons, G. Koster, M. M. Fejer, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Letters* **100**, 127002 (2008).
- [18] Z.A. Xu, N.P. Ong, Y. Wang, T. Takeshita and S. Uchida, *Nature* **406**, 486 (200).
- [19] S. Hüfner, *Photoelectron spectroscopy*, 1996 (Berlin, Springer, Verlag).
- [20] T. Valla, A.V. Fedorov, P.D. Johnson, O.B. Wells, S.L. Hulbert, Q. LI, G. D. Gu and N. Koshizuka, *Science* **285**, 2110 (1999).
- [21] Z. X. Shen, D.S. Dessau, B.O.Wells, D.M. King, W.E. Spicer, A.J.Arko, D.Marshall, L. Lombardo, A.Kapitulnik,P. Dickinson, S. Doniach, J. Di Carlo, A. Loeser, and C.H. Park, *Phys. Rev. Letter* **70** , 1553 (1993).
- [22] M.R.Norman, H. Ding, J.C. Campuzano, T. Takeuchi, M. Randeria, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3506 (1997).

- [23] M. Civelli, M. Capone, A. Georges, K. Haule, O. Parcollet, T. D. Stanescu, G. Kotliar, Phys. Rev. Lett. **100**, 046402 (2008).
- [24] D. Vaknin, S.K. Sinha, D.E. Moncton, D.C. Johnson, J.M. Newsam, C. R. Safinya and H. E. King Jr, Phys. Rev. Lett. **58**, 538 (1987).
- [25] J. Rossat-Mignod, L.P. Regnault, C. Vettier, P. Bourges, P. Burlet, J. Bossy, J.Y. Henry and G. Lapertot, Physica C **185**, 86 (1991).
- [26] E. Demler and S-C. Zhang, Nature **396**, 733 (1998).
- [27] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura and S. Uchida, Nature **375**, 561 (1995).
- [28] P. Dai, H.A. Mook, S.M. Hayden, G. Aeppli, T.G. Perring, R.D. Hunt and F. Dogan, Nature **284**, 1344 (1999).
- [29] D.N. Basov *et al.*, Science **283**, 49 (1999).
- [30] A.V. Puchkov, D.N. Basov and T. Timusk, J. Phys. Cond. Matter **8**, 10049 (1996).
- [31] A.F. Santander-Syro, R.P.S.M. Lobo, N. Bontemps, Z. Konstantinovic, Z.Z. Li, H. Raffy, Europhysics Letters **62**, 568-574 (2003).
- [32] M.R. Norman and H. Ding, Phys. Rev B **57**, R11089 (1998).
- [33] K. G. Wilson, Phys. Rev. **179**, 1699 (1969).
- [34] A. Yeh *et al.*, Nature **419**, 459 (2002).
- [35] H. Alloul *et al.* Phys. Rev. Lett. **67**, 3140 (1991); P. Mendels *et al.* Phys. Rev. B **49**, 10035 (1994).
- [36] J.M. Lawrence, P.S. Riseborough, R.D. Parks, Rep. Prog. Phys. **44**, 1 (1981).
- [37] J. L. Sarrao, Physica B **259-261**, 128 (1999).
- [38] J. A. Hertz, Phys. Rev. B **14**, 1165 (1975).
- [39] A. Millis Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).
- [40] T. Moriya, "Spin fluctuations in itinerant electron magnetism", Springer Verlag (1985).
- [41] G.M. Eliashberg, Sov. Phys. JETP **16**, 780 (1963); D. J. Scalapino *Superconductivity*, Vol.1, p.449, Ed. R. D. Parks, Dekker Inc. N.Y. 1969; F. Marsiglio and J.P. Carbotte, in *The physics of conventional and unconventional superconductors*, Eds. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (Springer-Verlag).
- [42] Ar. Abanov, A.V. Chubukov and J. Schmalian, Adv. Physics **52**, 119 (2003); A.V. Chubukov, D. Pines and J. Schmalian, in *The physics of Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (Springer-Verlag), 2003.
- [43] D. Belitz, T.R. Kirkpatrick and T. Vojta, Phys. Rev. B **55**, 9452 (1997).
- [44] B. L. Altshuler and A. G. Aronov "Electron-electron Interactions in Disorder Systems", edited by A. L. Efros and M. Polak (North-Holland, Amsterdam, 1985).
- [45] I.L. Aleiner, B.L. Altshuler and M. E. Gershenson, Waves Random Media **9**, 201 (1999).
- [46] G. Zala, B.N. Narozhny and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
- [47] Pour une revue expérimentale et théorique du sujet, voir G. Stewart, Rev. Mod. Phys. **56**, 755 (1984); **73**, 797 (2001).
- [48] S. Doniach, Physica B **91**, 231 (1977).

- [49] P. Coleman, C. Pépin, Q. Si, R. Ramazashvili, J. Phys. Cond. Matter **13** R723 (2001).
- [50] H. v. Löneysen, A. Rosch, M. Vojta, P. Wölfle, Rev. Mod. Phys. **79**, 1015 (2007).
- [51] O. Trovarelli, C. Geibel, S. Mederle, C. Langhammer, F.M. Grosche, P. Gegenwart, M. Lang, G. Sparn and F. Steglich, Phys. Rev. Lett. **85**, 626 (2000).
- [52] P.G. Pagliuso, R. Movshovich, A.D. Bianchi, M. Nicklas, N. O. Moreno, J. D. Thompson, M.F. Hundley, J.L.Sarrao and Z. Fisk, Physica B **312-313**, 119 (2002).
- [53] see for example A. Auerbach, in *Interacting Electrons and Quantum Magnetism*, (Springer-Verlag) 1994.
- [54] S. Paschen, T. Luhmann, S. Wirth, P. Gegenwart, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, P. Coleman, Qimiao Si, Nature **432**, 881-885, (2004).
- [55] M.R. Norman, Physical Review B **71**, 220405 (R) (2005).
- [56] see for example P.A. Lee, N. Nagaosa and X.G. Wen, Rev. Mod. Phys. **78**, 17-85 (2006), and references therein.
- [57] P. Fulde, R.A. Ferrel, Phys. Rev. **135**, A550 (1964); A.I. Larkin and Y.N. Ovchinnikov, Sov.Phys. JETP **20**, 762 (1965).
- [58] Jian-Xin Zhu, I. Martin, A. R. Bishop, arXiv :0804.3395.
- [59] T. Senthil, S. Sachdev and M. Vojta, Phys. Rev. Lett. **90**, 216403 (2003); T. Senthil, M. Vojta and S. Sachdev, Phys. Rev. B **69**, 035111 (2004).
- [60] K.-S. Kim, A. Benlagra, C. Pépin, arXiv :0808.3908.
- [61] L.B. Ioffe and A. Larkin, Phys. Rev. B **39**, 8988 (1989).
- [62] see for example, H. Franco, R.E. Rapp and H. Godfrin, Phys. Rev. Lett. **57**, 1161 (1986); D. Greywall, Phys. Rev. B **41**, 1842 (1990).
- [63] M. Roger, Phys. Rev. Lett. **64**, 297 (1990).
- [64] G. Misguich, P. Bernu, C. Lhuillier and D. Waltmann, Phys. Rev. Lett. **81**, 1098 (1998).
- [65] Michael Neumann, Ján Nyéki, Brian Cowan, and John Saunders, Science **317**, 1356 (2007).

Publications de l'auteur

- [66] **K-S. Kim, A. Benlagra and C. Pépin**, *Grüneisen ratio at the Kondo Breakdown Quantum Critical Point*, cond-mat/0808.3908.
- [67] **A. Benlagra and C. Pépin**, *He3 bi-layers as a simple example of de-confinement*, cond-mat/0810.2280.
- [68] **A. Benlagra and C. Pépin**, *Model of Quantum Criticality in He3 bilayers Adsorbed on graphite*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 176401 (2008).
- [69] **I.Paul, C. Pépin, M.R.Norman**, *Multi-scale fluctuations near a Kondo Breakdown Quantum Critical Point*, *Phys Rev B*, **78**, 035109 (2008).
- [70] **C. Pépin**, *Selective Mott transition and heavy fermions*, *Phys. Rev. B*, **77**, 245129 (2008).
- [71] **Pépin C.**, *Kondo Breakdown as a Selective Mott Transition in the Anderson Lattice*, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 206401 (2007).
- [72] **Paul I., Pépin C., Norman M.R.**, *Kondo Breakdown and Hybridization Fluctuations in the Kondo-Heisenberg Lattice*, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 026402 (2007).
- [73] **J. Rech, C. Pépin, and A.V. Chubukov**, *Quantum critical behavior in itinerant electron systems : Eliashberg theory and instability of a ferromagnetic quantum critical point*, *Phys. Rev. B*, **74**, 195126, (2006).
- [74] **M. Dzero, M.R. Norman, I. Paul, C. Pépin, and J. Schmalian**, *Quantum Critical End Point for the Kondo Volume Collapse Model*, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 185701, (2006).
- [75] **I. Paul, C. Pépin, B.N. Narozhny, and D.L. Maslov**, *Quantum Correction to Conductivity Close to a Ferromagnetic Quantum Critical Point in Two Dimensions*, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 017206, (2005).
- [76] **C. Pépin**, *Fractionalization and Fermi-Surface Volume in Heavy-Fermion Compounds : The Case of YbRh₂Si₂*, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 066402, (2005).
- [77] **C. Pépin**, *The fate of Kondo resonances in certain Kondo lattices : a "poor woman's " scaling analysis*, *J. Phys. : Condens. Matter*, **17**, L45–L51, (2005).
- [78] **J. Custers, P. Gegenwart, H. Wilhelm, K. Neumaier, Y. Tokiwa, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, C. Pépin, and P. Coleman**, *The break-up of heavy electrons at a quantum critical point*. *Nature*, **424**, 524–527, (2003).
- [79] **C. Pépin and M.R. Norman**, *Pseudogaps in nested antiferromagnets*, *Phys. Rev. B*, **69**, 060402(R), (2004).
- [80] **A.V. Chubukov, C. Pépin, and J. Rech**, *Instability of the Quantum-Critical Point of Itinerant Ferromagnets*, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 147003, (2004).
- [81] **M.R. Norman and C. Pépin**, *The electronic nature of high temperature cuprate superconductors*, *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 1547–1610, (2003).
- [82] **P. Coleman and C. Pépin**, *Singular Fermi liquid behavior in the underscreened Kondo model*. *Phys. Rev. B*, **68**, 220405, (2003).
- [83] **Pépin C., Rech J., Ramazashvili R.**, *Scaling approach to itinerant quantum critical points*, *Phys. Rev. B*, **69** 172401 (2004).

- [84] Norman M.R., Pépin C. , *Quasiparticle formation and optical sum rule violation in cuprate superconductors*, *Phys. Rev. B*, **66**, 100506(R) (2002).
- [85] Coleman P., Pépin C., Si Q., Ramazashvili R. , *How do Fermi liquids get heavy and die ?*, *J. Phys. : Condens. Matter*, **13**, R723-R738 (2001).
- [86] Lavagna M., Pépin C. , *Critical phenomena near the antiferromagnetic quantum critical point of heavy-fermions*, *Phys. Rev. B*, **62** , 6450-6457 (2000).
- [87] Coleman P., Pépin C., Tsvetik A.M. , *Strong Coupling Approach to the Supersymmetric Kondo Model*, *Nucl. Phys. B*, **586**, 641-667 (2000).
- [88] Pépin C., Lee P.A. , *Density of states of a d-wave superconductor in the presence of strong impurity scatterers : A nonperturbative result*, *Phys. Rev. B*, **63**, 054502 (2001).
- [89] Coleman P., Pépin C., Hopkinson J. , *Supersymmetric Hubbard operators*, *Phys. Rev. B*, **63**, 140411R (2001).
- [90] Pépin C., Lee P.A. , *Density of states of a d-wave superconductor in the presence of strong impurity scatterers : A nonperturbative result*, *Phys. Rev. B*, **63**, 054502 (2001).
- [91] Pépin C., Lavagna M. , *Supersymmetry and theory of heavy fermions*, *Phys. Rev. B*, **59**, 12180-12183 (1999).
- [92] Pépin C., Lavagna M. , *Dynamic spin-correlation function near the antiferromagnetic quantum phase transition of heavy fermions*, *Phys. Rev. B*, **59**, 2591-2598 (1998).
- [93] Pépin C., Tsvetik A.M. , *Realization of Haldanes Exclusion Statistics in a Model of Electron-Phonon Interactions*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3859-3862 (1999).
- [94] Coleman P., Pépin C., Tsvetik A.M. , *Supersymmetric spin operators*, *Phys. Rev. B*, **62**, 3852-3868 (1999).
- [95] Pépin C., Lee P.A. , *Order from Disorder : Nonmagnetic Impurities in the Spin-Gap Phase of the Cuprates*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2779-2782 (1998).