كلية العلوم

القسم : الفيزياء

السنة : الرابعة

المادة : حالة صلبة٢

المحاضرة : الثامنة/نظري/

{{ مكتبة A to Z }}

Facebook Group : مكتبة A to Z

2026

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر(What's app-Telegram)على الرقم 0931497960

الفصل العاشر – الناقلية الفائقة Superconductivity

مقدمة:

- لقد **اكتشفت الناقلية الفائقة**، التي تعني أنه بمقدور التيار الكهربائي التدفق في بعض المواد **بمقاومة صفرية**، عام 1911 على يد الفيزيائي الألماني هيك كامِرلينغ **أونِس** Heike Kamerling Onnes بعد فترة قصيرة من الإعلان عن إمكانية **إسالة الهليوم** ومن ثمَّ **بلوغ درجات الحرارة المنخفضة** المطلوبة.
- حصل الاكتشاف **عندما** أراد **أونِس** دراسة **مقاومة الزئبق** في درجة حرارة منخفضة،
  - → حيث **انخفضت المقاومة** عند درجة الحرارة 4.2 K إلى قيمة صغيرة لم تكن قابلة للقياس؛ وكان الاكتشاف مثالاً جيداً على نتيجة مذهلة، وغير متوقعة تماماً، ومهمة عملياً.
  - → **يبدو أن الانتقال** من حالة الناقلية العادية إلى حالة الناقلية الفائقة **يُعدُّ انتقالاً طورياً للمعدن** وأن بعض الخصائص تتغيّر بسبب هذا الانتقال.
- **تمّ بذل الكثير من الجهود** التجريبية والنظرية بهدف التوصل **إلى تفسيرٍ مجهريٍ للناقلية الفائقة**، واستغرق الأمر لأكثر من 40 عاماً حتى وضعت المفاهيم الأساسية لهذه النظرية من قبل **باردين** John Bardeen **وكوبر** Leon Cooper **وشريفر** John Robert Schrieffer. تُعرف هذه النظرية الآن **بنظرية باردين – كوبر – شريفر** (BCS) **للناقلية الفائقة**.

❖ **تكمن الفكرة** الرئيسة لنظرية BCS في أن **حاملات الشحنة** في **ناقلٍ فائقٍ تتكثف في حالةٍ أساسيةٍ (أرضيةٍ) واحدةٍ، مكوّنةً موجة مادية متماسكة وماكروسكوبية**، أي أنَّها **تكوّن تابعاً موجياً كمومياً على المستوى الماكروسكوبي**.

❖ **التوابع الموجية الماكروسكوبية معروفة** اليوم في فروع الفيزياء الأخرى.

- مثال ذلك، **ضوء الليزر**، حيث يوجد الكثير من الفوتونات **في نفس** الحالة الكمومية ويتم بلوغ التماسك الماكروسكوبي.
- وثمة أمثلة أخرى، هي **الإسالة الفائقة** Superfluidity، كحالة سائل ^4He–، الكمومية منخفضة درجة الحرارة، **التي تضمن تدفقاً من دون أي احتكاك**،
- أو مثال **تكثيف بوزه– اينشتاين** حيث بمقدور الكثير من الذرات التجمع في حالة كمومية واحدة عند درجات حرارة منخفضة جداً.

الجسيمات المكوِّنة لهذه الحالات الكمومية الماكروسكوبية هي **بوزونات**. والبوزونات لا تخضع لمبدأ الاستبعاد لباولي ويمكنها أن تتواجد بأكملها في نفس الحالة الكمومية. فالمشكلة الواضحة **هنا، تكمن في أن** الإلكترونات الموجودة **في فلزٍ لا** يمكنها أن تفعل ذلك، **لكونها فرميونات**.

❖ **لقد اتضح أنّ تجاوز** هذه المشكلة **يكمن** في تشكيل **أزواجٍ ثنائية الإلكترون** Two-electron Pairs، بحيث تمتلك **عدداً صحيحاً من السبين، ومن ثمَّ تسلك سلوك البوزونات**.

1-10 حقائق تجريبية أساسية تدعم مفهوم الناقلية الفائقة Basic Experimental Facts

1-1-10 المقاومة الصفرية Zero Resistivity

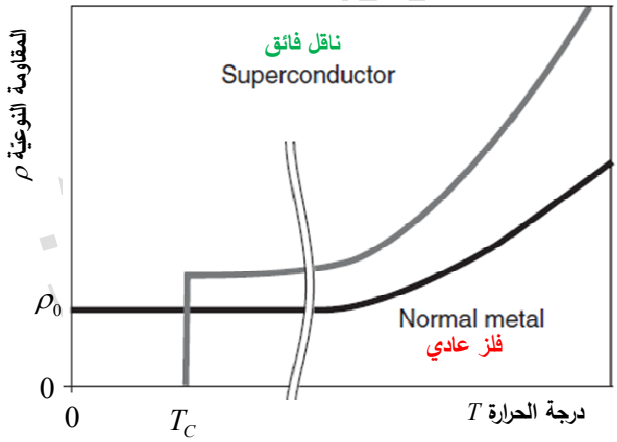
الظاهرة الأبرز المرتبطة بالناقلية الفائقة بالطبع، هي **تلاشي المقاومة النوعيّة عند درجة حرارة أقل من درجة حرارة حرجة** *Critical Temperatue*، T_C، **معيَّنة**. يوضح الشكل (1-10) علاقة المقاومة النوعيّة بدرجة الحرارة من أجل ناقلٍ فائقٍ وفلزٍ "عاديٍ" لا يُبدي الناقلية الفائقة:

أولاً– تتناقص المقاومة النوعيّة **لفلزٍ عاديٍ** عند انخفاض درجة الحرارة **وتتوقف** في نهاية المطاف **عند قيمة ثابتة** في درجة الصفر المطلق، وقد ناقشنا المنشأ الفيزيائي لهذا السلوك؛

- فالمقاومة النوعيّة لفلزٍ **تنتج من نواقص موجودة في الشبيكة البلّورية**؛
  - ⟵ كالذرات الشائبة،
  - ⟵ وعيوب الشبيكة البلّورية،
  - ⟵ والاهتزازات الحرارية؛
- فمن أجل درجات حرارة **أقل بكثير من درجة حرارة ديباي**، "**تتجمد**" **الاهتزازات بفعالية**،
- ولكن الشوائب والعيوب موجودة حتى في درجة الحرارة الصفرية ولذلك **من المتوقع أن تبقى المقاومة النوعيّة محدودةً**.

ثانياً– أمَّا من أجل **ناقلٍ فائقٍ** فالمشهد مختلف تماماً:

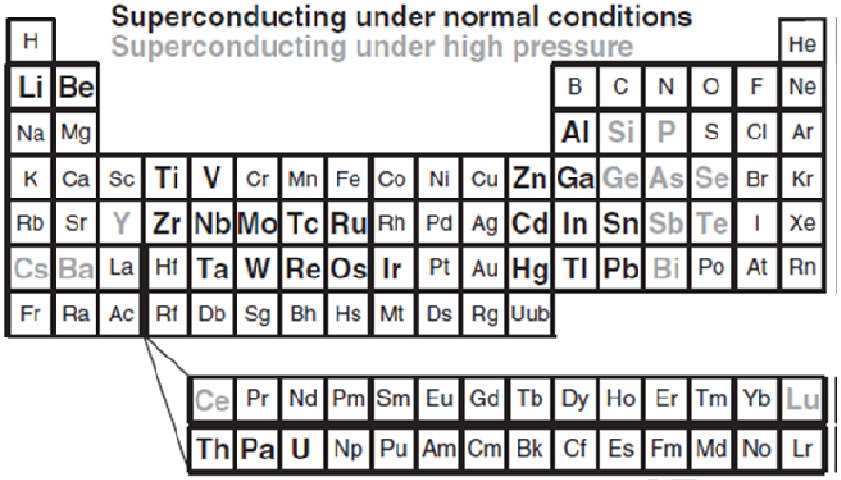
- يحصل السلوك ذاته عند درجات الحرارة **الأعلى** من درجة الحرارة الحرجة، T_C، كما من أجل فلزٍ عاديٍ،
- **ولكن** عند الدرجة الحرارة الحرجة T_C **تنخفض** المقاومة النوعيّة للناقل الفائق **إلى قيمة صغيرة لا يمكن قياسها**.
- والفاصل الحراري من أجل الانتقال **صغيرٌ جداً**، أقل من $10^{-3}\ \mathrm{K}\ (1\ \mathrm{mK})$ عادةً؛
  - ⟵ عرض مجال الانتقال يتعلق إلى حدٍ ما، بنوعية العيّنة،
  - ⟵ ولكن **درجة حرارة الانتقال** هي **ثابت مميز للمادة**.



الشكل (1-10): تابعية المقاومة النوعيّة لدرجة الحرارة من أجل فلز عادي وناقل فائق. لاحظ أن محور درجة الحرارة مقطوع للدلالة على وجود مجال درجة حرارة عريض للانتقال إلى الناقلية الفائقة والزيادة الكبيرة للمقاومة النوعيّة المتحرضة حرارياً.

تبدو الناقلية الفائقة ظاهرة عامة، كما يتضح من الشكل (2-10)، الذي يُعدُّ جدولاً دورياً للعناصر حيث تمّ إبراز عناصر الناقلية الفائقة **بلونٍ أسودٍ غامقٍ**. بالطبع، الجدول لا يعطي أي

تأكيد على أن العناصر الأخرى ليست نواقلاً فائقة؛ إذْ من الممكن ألاّ يكون قد تم بلوغ شرط درجة الحرارة المنخفضة بعد. في الواقع، اكتشفت الناقلية الفائقة في **Li** في **الضغط النظامي** مؤخراً في عام 2007 عند درجة حرارة **أقل من** $0.4\ \mathrm{mK}$. وفي كل الأحوال، ثمة مؤشرات عامةٍ تبرز من الجدول بوضوحٍ تامٍ؛



الشكل (10-2): جدول دوري للعناصر يحوي عناصر فائقة الناقلية (اللون الأسود الغامق). تُشير الرموز الفاتحة إلى أن العناصر تُصبح فائقة الناقلية فقط عند تعديل بنيتها في الضغوط العالية.

❖ **فالمؤشر الأول** يكمن في أن الفلزات التي تُعدُّ نواقلاً جيدة ليس بالضرورة أن تكون نواقلاً فائقة.

→ في الواقع، **أفضل النواقل**؛ مثل Ag و Cu **لم تُكتشف** أنها نواقل فائقة.

❖ **والمؤشر الآخر**، يكمن في أن **العناصر الفرّومغناطيسية ليست نواقل فائقة**، مفترضين أن الفرّومغناطيسية والناقلية الفائقة، تفنيان بعضهما بعضاً **بالتبادل**، بشكلٍ أو بآخر.

→ فعلاً، يبدو أن تلوث عيّنة فائقة الناقلية بكمية صغيرة جداً من شوائب مغناطيسية، يمكن أن يُخرِّب الناقلية الفائقة.

تُعدُّ درجة الحرارة الحرجة T_C صغيرة جداً من أجل كل العناصر؛

- فأعلى درجة حرارة هي من أجل النيبيديوم Nb حيث تبلغ $T_C = 9.2\ \mathrm{K}$.
- ويمكن أن تكون T_C أعلى من أجل بعض **الخلائط الفلزية**، حيث تزيد عن $40\ \mathrm{K}$،
- ويمكن أن تكون أعلى بكثير من أجل بعض **الأكاسيد الفلزية الانتقالية**، ولذلك تسمى **بالنواقل الفائقة المرتفعة درجة الحرارة.**

الإمكانيات الأخرى لبلوغ الناقلية الفائقة:

1) بعض العناصر لا تنتقل إلى حالة الناقلية الفائقة **عند ضغط الوسط المحيط، ولكن يمكن جعلها فائقة الناقلية بخضوعها لضغطٍ أكبر**؛ يُشار إلى هذه العناصر في الشكل (10-2) **بلونٍ رماديٍ فاتحٍ**؛ إذْ يمكن للضغط العالي أن يؤدي إلى **تغيير بنية البلّورة لتحويلها إلى ناقلٍ فائقٍ،**

→ ولكن يجب أن يكون واضحاً، أن **البنية البلّورية** على هذا النحو **ليست هي المهمة** عند الانتقال إلى **طور الناقلية الفائقة**، بل **البنية الإلكترونية والاهتزازات** كما سنرى لاحقاً.

→ ومع ذلك، إذا تبلّورت العناصر في بنى بلّورية مختلفة، بسبب الضغط العالي مثلاً، فإنها تمتلك **بنيات إلكترونية مختلفة** أيضاً، وبدرجة أقل، **خصائص اهتزازية مختلفة**.

2) **هناك إمكانية أخرى لبلوغ الناقلية الفائقة في المواد**، التي لا تُعدُّ نواقلاً فائقة في الحالة العادية، **تكمن في إنمائها على شكل أفلام رقيقة جداً** Ultrathin Films **أو كعناقيد صغيرة من الذرات**.

تبقى الأفلام الرقيقة أو العناقيد محافظةً على تركيبها البلّوري كما هو في حالة المادة الحجمية في الشروط النظامية، **ولكن بنيتها الإلكترونية** وسلوك الناقلية الفائقة **يمكن أن تكون مختلفةً** .....

3) وأخيراً، **يمكن بلوغ** الناقلية الفائقة **في الأجسام الصلبة التي لا تمتلك أي انتظامٍ بلّوري بعيد المدى** *Long-Range Order*، أي الأجسام الصلبة التي تسمى **بالأمورف** *Amorphous*.

مثال ذلك، **البزموت Bi**، **نصف فلز**، **لا يُعدُّ ناقلاً فائقاً** في تركيبه البلّوري الحجمي العادي، **ولكنه** كذلك **عندما يكون فلماً رقيقاً أمورفياً**.

كيف لنا أن نعرف أن المقاومة النوعيّة معدومة حقيقةً في حالة الناقلية الفائقة وأنها ليست مجرد قيمة صغيرة جداً؟. في الواقع، لا يمكن معرفة ذلك، ولا يمكن الإجابة على هذا السؤال من التجارب التي أجريت. ولكن **يمكن محاولة إيجاد الحد العلوي للمقاومة النوعيّة**.

→ إذْ تكمن المقاربة التجريبية لذلك **في تحريض تيار** في حلقةٍ فائقة الناقلية من خلال **تطبيق حقل مغناطيسي**؛

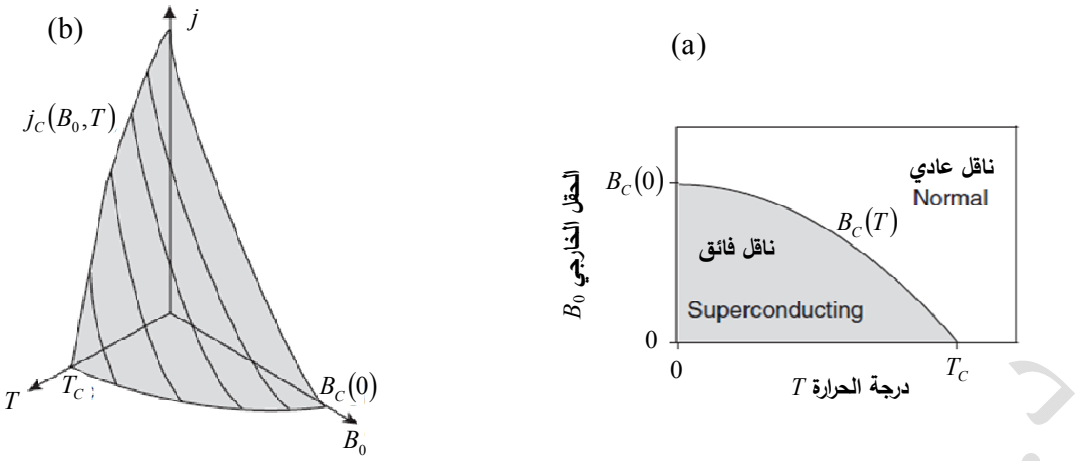
→ وعندها، **من المرجح** أن يتدفق هذا التيار بصورة دائمة **من دون أي تناقص**.

→ فرصد التناقص **لفترة طويلة من الزمن** (تمتد لسنوات!)، **يمكِّننا من وضع قيدٍ أعظمي على المقاومة النوعيّة**. يُعتقد أن هذا القيد الأعظمي **يبلغ حالياً نحو** $10^{-25}\ \Omega\cdot\mathrm{m}$.

وبصرف النظر عن درجة الحرارة، **ثمة** عاملان آخران مهمان، **يمكنهما تخريب** حالة الناقلية الفائقة؛ هما، **حقل مغناطيسي** يُطبق على عيّنة فائقة الناقلية **وتيار كهربائي** متدفق فيها، كمايوضح الشكل (3a-10):

- فمن أجل درجات حرارة **منخفضة** وحقول مغنطيسية **ضعيفة**، يقع الجسم الصلب في المنطقة الواقعة تحت المنحني في حالة الناقلية الفائقة.
- ومن أجل حقل مغنطيسي **قوي جداً** أو درجة حرارة **مرتفعة جداً**، **يفقد** الجسم الصلب الناقلية الفائقة ويكون في المنطقة الواقعة فوق المنحني.
- فمن أجل درجة حرارة محددة أقل من درجة الحرارة الحرجة، $T < T_C$ ، يمكننا أن نعيّن **حقلاً مغنطيسياً حرجاً** *Critical Magnetic Field*، $B_C(T)$ ، يبدو أنه يساوي:

$$B_C(T) = B_C(0)\left[1-\left(\frac{T}{T_C}\right)^2\right]. \qquad (1\text{-}10)$$



الشكل (10-3): (a) التأثير المشترك لحقل مغناطيسي ودرجة حرارة محدودة على ناقل فائق؛ في المنطقة الواقعة تحت المنحني، أي من أجل درجات حرارة منخفضة وحقول خارجية ضعيفة، الجسم الصلب ناقل فائق وفوق المنحني ناقل عادي. (b) الأمر ذاته، إضافةً إلى تأثير كثافة تيار محدودة.

- **إن تياراً متدفقاً في عيّنة**، يُعبَّر عنه بكثافة تيارٍ j ، **يؤثر بشكلٍ مشابهٍ لتأثير حقل مغنطيسي**. فمن أجل كثافة تيارٍ كبيرةٍ جداً، تنهار الناقلية الفائقة؛ ومرةً أخرى، **كثافة التيار الحرجة**، j_C ، هذه **تابعة** لدرجة الحرارة. كما أنها **تابعة** للحقل المغنطيسي المطبق، B_0 ، كما يوضح الشكل (3b-10).

يتم بلوغ حالة الناقلية الفائقة فقط من أجل درجات حرارة منخفضة، وكثافات تيار منخفضة، وحقول مغنطيسية منخفضة. يمكن بطريقة مشابهةٍ، إظهار الحقل المغنطيسي الحرج كتابع لدرجة الحرارة وكثافة التيار بالطبع.

لسوء الحظ، كثافات التيار والحقول المغناطيسية الحرجة من أجل معظم النواقل الفائقة **العنصرية** صغيرة جداً، بحيث لا تسمح بأي تطبيقات تقنية ذات معنى؛ لنأخذ على **سبيل المثال**،

- فالمغناطيس الكهربائي المستعمل في **ماسح التجاوب المغناطيسي الطبي (المرنان المغنطيسي)**:
  - → يجب أن يولّد هذا المغنطيس حقلاً كبيراً **تفوق** شدته الـ 1 T، وللحصول على هكذا حقل لا بد من تأمين تيارات بكثافة كبيرة جداً.
  - → وبناء مثل هذه المغانط من **النواقل العادية** غير ممكن بسبب كمية الحرارة الكبيرة التي تُنتجها الضياعات الأومية، ثمَّ إنَّ بناؤها من مواد فائقة الناقلية ليس بسيطاً أيضاً **بسبب كِبَرِ** الحقل المغنطيسي وارتفاع كثافات التيار.
- فعوضاً عن **النواقل الفائقة العادية** تُستخدم عادةً **خلائط فائقة الناقلية** يمكنها أن تمتلك حقولاً **حرجة** تصل إلى 50 T وكثافة تيار **حرجة** تبلغ $10^{11}\ \mathrm{A\cdot m^{-2}}$ عند درجة حرارة الهليوم **He السائل**.

2-1-10 مفعول ميسنر The Meissner Effect

يُعدُّ مفعول ميّسنر **خاصية أساسية** أخرى للناقل الفائق مفادها أن **الناقل الفائق يُبدي دايامغنطيسية مثالية**، أي أنَّ **طواعيّته** المغنطيسية **تساوي** سالب واحد، $\chi_m = -1$، ومن ثمَّ تمغنط **الناقل الفائق**، $\vec{M} = -\vec{B}_0 / \mu_0$، يلغي الحقل الخارجي، $\vec{B}_0$، **داخله بالكامل**.

إن منشأ التمغنط الماكروسكوبي، $\vec{M}$، في الناقل الفائق مختلف تماماً عن منشأ التمغنط الماكروسكوبي في المواد الدايامغنطيسية العادية.

- فالدايامغناطيسية في **المواد العادية** تنتج من **عزوم مغنطيسية ميكروسكوبية تتحرَّض** بالحقل المغنطيسي الخارجي **في كامل** الجسم الصلب،
- أمَّا التمغنط، $\vec{M}$، في **ناقلٍ فائقٍ** فينتج من **تيارات فائقة ماكروسكوبية، تتدفق في الطبقة السطحية للعيّنة** وتُبقي **داخلها** خالياً من الحقل المغنطيسي.

تفترض الطواعيّة المغنطيسية **سالب واحد** أن النواقل الفائقة تندفع بعيداً عن الحقول المغنطيسية. وفي هذا السياق قد يكون مفعول ميسنر مألوفاً لنا من تجارب الرفع الدايامغنطيسي، التي يرتفع فيها ناقل فائق درجة حرارته مرتفعة قليلاً بوجود حقل مغنطيسي غير متجانسٍ (راجع مناقشتنا للعلاقة (6-8)).

ومن المهم جداً، أن نفهم أن مفعول ميّسنر **مفعول حقيقي جديد** وليس ناتجاً من تلاشي المقاومة التي يمكن أن تُسبب تياراً فائقاً لإبقاء داخل العيّنة خالياً من الحقل المغنطيسي.

ثمة اختلاف بين **مادة (افتراضية) تُصبح ناقلاً مثالياً** بمقاومة نوعية تساوي الصفر، $\rho = 0$، تحت درجة الحرارة الحرجة، T_C، **وناقلٍ فائقٍ حقيقي**، يُظهر مفعول ميّسنر أيضاً.

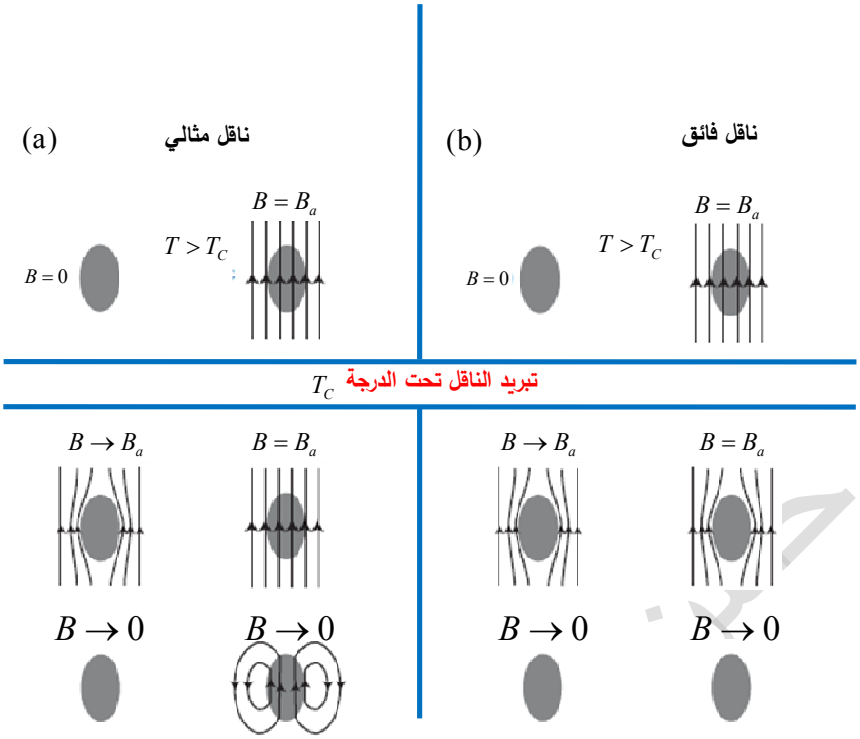
فمن أجل **ناقلٍ مثالي**، تُعطى فيزياء هذا المفعول بقانون فاراداي بشكله التكاملي الآتي:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d}{dt}\left(\vec{B} \cdot \vec{A}\right), \qquad (2\text{-}10)$$

حيث يؤخذ التكامل على طول مسار مغلق في الناقل: **لا يمكن لحقل كهربائي أن يوجد على طول هكذا مسارٍ مغلقٍ من أجل ناقلٍ مثالي**، ما يعني أن كامل التكامل يتلاشى والتدفق المغنطيسي من خلال حلقة التكامل **ثابت**. **يوضح** الشكل (4a-10) هذا السلوك **لناقلٍ مثالي** واقعٍ في حقل مغنطيسي:

- نبدأ **بعينتين** تقعان **فوق** الدرجة الحرجة T_C؛ الأولى تقع في حقلٍ مغنطيسيٍ، $\vec{B}_a$، والأخرى في منطقة خالية منه؛
- **ثمَّ تُبرَّد** كلتا العينتين إلى ما دون T_C، **حيث تنخفض** المقاومة النوعيّة **للناقل المثالي** حتى الصفر.
- **ثمَّ يُطبق** حقل مغنطيسي على **الناقل المثالي** الذي كان سابقاً في منطقةٍ خاليةٍ منه بعد عملية التبريد إلى ما دون T_C، فنلاحظ أنَّ كامل الحقل **يُطرد بسبب** قانون فاراداي **ويبقى القسم الداخلي** من الناقل خالياً منه، أمَّا من أجل العيّنة الأخرى فلا يتغيّر شيئاً **لأن الحقل كان قد تغلغل فيها** قبل الانتقال إلى ما دون T_C.

لندرس الآن ناقلاً فائقاً حقيقياً يُبدي مفعول ميّسنر، كما يوضح الشكل (4b-10):



الشكل (10-4): مفعول ميّسنر ليس مجرد نتيجة لمقاومة صفرية.

(a) سلوك "ناقل مثالي"، أي مادة تساوي مقاومتها النوعيّة الصفر تحت الدرجة T_C؛ ومن أجل هذه المادة، يتعلق الحقل المغنطيسي في العيّنة تحت الدرجة T_C بوجود الحقل المغنطيسي وحجمه قبل عملية التبريد إلى ما دون الدرجة T_C.

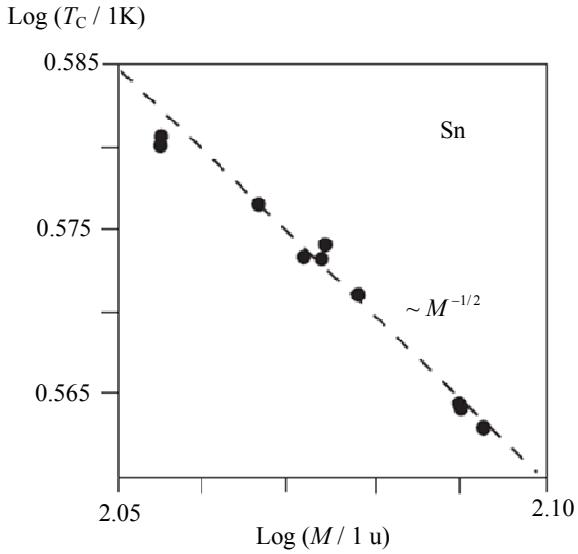
(b) حالة ناقل فائق أصيل يُظهر مفعول ميّسنر حيث يكون داخل العيّنة خالياً من الحقل تحت الدرجة T_C، بصورة مستقلة عن تاريخ العيّنة.

- من جديد نبدأ بعينتين في الحالة الطبيعية؛ واحدة من دون تغلغلٍ لحقل مغنطيسي والأخرى بوجود هذا الحقل.
- بما أن العينتين تُبرَّدان إلى ما دون T_C ، ففي كلتا الحالتين يُطرد الحقل المغنطيسي منهما، أي أنَّ داخل **الناقل الفائق** خال من الحقل، **بصرف النظر عن تاريخ العيّنة.**
- وبالطبع، حالما يُفصل الحقل المطبق على العيّنة يبقى داخل هذه العيّنة خالياً منه.
- لقد كان الرصد التجريبي لهكذا سلوكٍ **لناقلٍ فائقٍ** خطوة مهمة لفهم الناقلية الفائقة، لأن هذا الرصد سمح بوصف حالة الناقلية الفائقة؛ **كطورٍ ترموديناميكيٍ وحيدٍ** يمكن وصفه ببضعة متحولات ماكروسكوبية. وهذا ما لم يسمح به تمغنطُ عيّنةٍ مرتبطٌ بتاريخها السابق.

خلاصة الكلام أن **مفعول ميّسنرٍ مفعولٌ أصيلٌ وحقيقيٌ في حدّ ذاته لم تفترضه المقاومة النوعيّة الصفرية**. فأي نظرية للناقلية الفائقة يجب أن تكون قادرةً على تفسير ليس تدفق تيارٍ من دون مقاومةٍ وحسب، بل مفعول ميّسنر أيضاً.

3-1-10 مفعول النظائر The Isotope Effect

نعرض هنا ما يسمى **بمفعول النظائر** لكونه يُقدِّمُ مفتاحاً مهماً لمعالجة النظرية المجهرية للناقلية الفائقة؛ **يوضح الشكل** (5-10) هذا المفعول حيث يُظهر هذا الشكل درجة الحرارة الحرجة للقصدير **Sn كتابعٍ لكتلته الذّريّة**، M، التي يمكن أن تتغيّر من أجل نظائره المختلفة.



الشكل (5-10): مفعول النظائر. يُظهر الرسم البياني تابعية درجة الحرارة الحرجة لكتلة النظير بشكلٍ لغاريتميٍ log -log. تقع المعطيات النقطية على خطٍ مستقيمٍ مما يفترض وجود سلوك القانون الأسي: $T_C \propto M^{-1/2}$.

في الواقع، يُمثِّل الشكل (5-10) رسماً تخطيطاً **(لغاريتمي- لغاريتمي)** تظهر المعطيات فيه **كخطٍ مستقيمٍ مكافئٍ** لسلوك قانون القوى؛ $T_C \propto 1/\sqrt{M}$.

إن حقيقة ارتباط T_C بكتلة الذّريّة للنظير M ملفت للنظر:

✓ فتبعاً لتقريب بورن- أوبّنهيمر، **يجب ألاَّ ترتبط البنية الإلكترونية** لجسم صلب **بكتلة الأيونات**، بل ترتبط **بطبيعتها الكيميائية فقط.**

✓ وخلافاً لذلك، **تتعلق الخصائص الاهتزازية** للجسم الصلب **بكتلة الأيونات؛**

فمن أجل هزَّاز توافقي بسيط نعلم أن التواتر الزاوي للاهتزاز يساوي $\omega = \sqrt{\gamma/M} = \gamma^{1/2} M^{-1/2}$، ما يعني أن تواتر الاهتزاز مرتبط بالكتلة بنفس الطريقة التي تتعلق فيها T_C بهذه الكتلة. **وهذا يفترض أن اهتزازات الشبكة البلّورية للجسم الصلب تؤدي دوراً ما في الناقلية الفائقة.**

2-10 بعض الأوجه النظرية للناقلية الفائقة Some Theoretical Aspects

1-2-10 النظرية الشاذة للناقلية الفائقة Phenomenological Theory

لم تكن النظريات الأولى للناقلية الفائقة **ذريّةً**، إلاَّ أنّها أعطت للناقلية الفائقة شكلاً ماكروسكوبياً، يُفسِّر كلاً من الناقلية بدون مقاومة ومفعول ميّسنر. تم ذلك على يد الأخوين **فريتز** لندن Fritz London **وهينز** لندن Heinz London في عام 1935. ويمكن إجمال نظريتهما بما يسمى **بمعادلتي لندن** *Two London Equations*.

إن بلوغ ناقلية لانهائية من أجل غازٍ من الجسيمات المشحونة سهل جداً في **النظرية الماكروسكوبية**؛ في الواقع، كانت معادلة الحركة في **نموذج درودي** من أجل الإلكترونات مطابقة للمعادلة $m_e(d\vec{\upsilon}/dt) = -e\,\vec{\mathrm{E}}$ التي تؤدي إلى ناقلية لانهائية؛ ولتفادي حدوث ذلك، وجب إدخال مفهوم زمن الاسترخاء.

معادلة لندن الأولى مطابقة للمعادلة $m_e\left(d\vec{\upsilon}/dt\right)=-e\,\vec{\mathrm{E}}$، ولكن يوجد **تمايز شكلي** يكمن في كتابتها الآن بدلالة كثافة تيارٍ، $\vec{j}=qn_s\,\vec{\upsilon}=\rho\vec{\upsilon}$، عوضاً عن سرعة إلكترونٍ مفردٍ، $\vec{\upsilon}=\vec{j}/qn_s$:

$$\frac{\partial\vec{j}}{\partial t}=\frac{n_sq^2}{m_s}\,\vec{\mathrm{E}}\,, \tag{3-10}$$

حيث n_s كثافة جسيمات الناقل الفائق، و m_s كتلة الجسيم الناقل، و q_s شحنة الجسيم الناقل.[1]

إذا أخذنا دوّار طرفي هذه المعادلة وقمنا بضمّ الناتج إلى قانون فاراداي، نحصل على المعادلة الآتية:

$$\frac{\partial}{\partial t}\,\mathrm{rot}\,\vec{j}=\frac{n_sq^2}{m_s}\,\mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{E}}\quad\Rightarrow\quad\frac{m_s}{n_sq^2}\frac{\partial}{\partial t}\,\mathrm{rot}\,\vec{j}=\mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{E}}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\,,$$

ومن ثمَّ:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{m_s}{n_sq^2}\,\mathrm{rot}\,\vec{j}+\vec{B}\right)=0\,.} \tag{4-10}$$

يُصبح معنى العلاقة الأخيرة واضحاً إذا كاملنا طرفيها على مساحة مقطع عرضي، $\vec{A}$، للجسم الصلب ثمَّ استخدمنا مبرهنة ستوكس التكاملية، حيث نجد:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}\left(\int\frac{m_s}{n_sq^2}\,\mathrm{rot}\,\vec{j}\cdot d\vec{A}+\int\vec{B}\cdot d\vec{A}\right)=\frac{\partial}{\partial t}\left(\oint\frac{m_s}{n_sq^2}\,\vec{j}\cdot d\vec{l}+\int\vec{B}\cdot d\vec{A}\right)=0\,.} \tag{5-10}$$

تحوي هذه النتيجة نوعين من التدفق المغنطيسي من المساحة $\vec{A}$؛

الأول ناتج من كثافة تيارٍ كهربائيٍ، $\vec{j}$، **على محيط مساحة الجسم الصلب**، **والثاني** ناتج من التدفق الفعلي الناتج عن تطبيق الحقل الخارجي، $\vec{B}$، عليه.

- نحن لا نعلم **مقدار** مساهمة النوع الأول، ولكن المعادلة تدل على أن **المجموع ثابت بالنسبة للزمن**.
- ولذلك، **إذا غيّرنا** الحقل الخارجي، $\vec{B}$، فإن هذا التغيّر **يُعوَّضُ بتغيّرٍ** في كثافة التيار، $\vec{j}$، **على سطح الجسم الصلب**، **بحيث لا يتغيّر التدفق المغنطيسي الإجمالي**، والعلاقة الناتجة هي **العلاقة** التي تُعرف الآن بأنّها **صحيحة من أجل ناقلٍ مثاليٍ** (راجع الشكل (4a-10)).

يتم الحصول على **معادلة لندن الثانية** ليس فقط من شرط مساواة المشتق الجزئي بالنسبة للزمن في العلاقة (4-10) للصفر وحسب، بل من شرط انعدام الحد الواقع بين القوسين أيضاً. هذا يعني أنَّ:

$$\mathrm{rot}\,\vec{j}=-\frac{n_sq^2}{m_s}\,\vec{B}\qquad\text{ومن ثمَّ}\qquad\frac{m_s}{n_sq^2}\,\mathrm{rot}\,\vec{j}+\vec{B}=0 \tag{6-10}$$

[1] إذا كانت الجسيمات الناقلة للتيار الفائق مختلفة عن الإلكترونات يجب أن نستبدل الكتلة، والشحنة، والكثافة الموافقة لذلك في المعادلات.

يمكننا باتباع الإجراء ذاته الذي اتبعناه من أجل العلاقة (5-10)، أن نرى أن هذه المعادلة **تصف مفعول ميّسنر بشكلٍ صحيحٍ؛ إذْ يمكننا** الآن **حساب** كثافة التيار، $\vec{j}$، من الحقل **الخارجي**، $\vec{B}$. **ثمَّ إنَّ الحقل المغنطيسي الداخلي** الناتج من كثافة التيار هذه يُعدِّلُ الحقل الخارجي بالكامل (أي يُلغيه تماماً).

بهذا الشكل، **بلوغ طرد** الحقل المغنطيسي من داخل الناقل الفائق **يتم بكثافة تيارٍ** يتدفق على سطح الناقل الفائق هذا. ولكن السؤال الآن، **ما هو مقدار تغلغل هذه التيارات** في مادة هذا الناقل الفائق؟. **تسمح معادلتا لندن بمقاربة ذلك مقاربةً أكثر كمية**؛ إذْ **لدينا داخل** الناقل الفائق $\left(\vec{D}=\in\in_0 \vec{E}=0\right)$ **قانون أمبير** الذي يأخذ الشكل الآتي:

$$\text{rot}\,\vec{B}=\mu_0\left(\vec{j}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right)=\mu_0\,\vec{j}\,. \qquad (7\text{-}10)$$

وبأخذ دوار طرفي المعادلة الأخيرة والاستفاد من العلاقة (6-10) نحصل على المعادلة الآتية:

$$\text{rot rot}\,\vec{B}=\mu_0\,\text{rot}\,\vec{j}=-\frac{\mu_0 n_s q^2}{m_s}\vec{B}\,. \qquad (8\text{-}10)$$

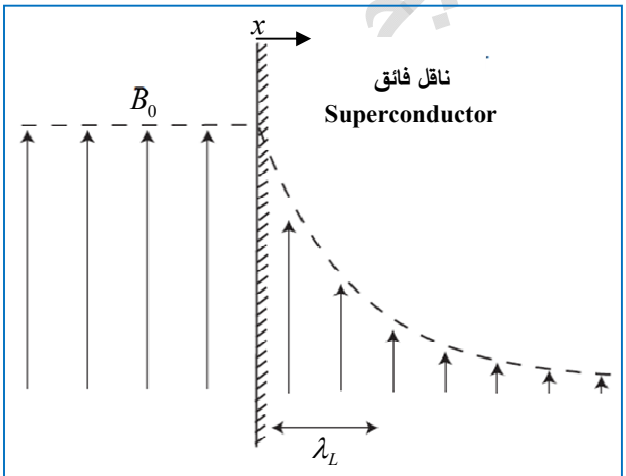
يمكننا الآن استعمال المطابقة $\text{rot rot}\,\vec{B}=\text{grad}\underbrace{\text{div}\,\vec{B}}_{=0}-\Delta\vec{B}$ في المعادلة الأخيرة، فنحصل على المساواة الآتية[2]:

$$\boxed{\Delta\vec{B}-\frac{\mu_0 n_s q^2}{m_s}\vec{B}=0\,.} \qquad (9\text{-}10)$$

وبهذا الشكل، تحصل على معادلة تفاضلية من الدرجة **الثانية** من أجل **الحقل المغنطيسي المتغلغل في مادة الناقل الفائق** ويمكن الحصول على معادلة تفاضلية مشابهة تماماً للمعادلة (9-10) **من أجل كثافة التيار**، بإتباع الإجراء ذاته، حيث نجد:

$$\boxed{\Delta\vec{j}-\frac{\mu_0 n_s q^2}{m_s}\vec{j}=0\,.} \qquad (10\text{-}10)$$

يمكن حل كلتا المعادلتين بحقلٍ وكثافة تيارٍ **متناقصين أسيّاً**، $\vec{B}=\vec{B}(0)\,e^{-x/\lambda_L}$ و $\boxed{\vec{j}=\vec{j}(0)\,e^{-x/\lambda_L}}$ على الترتيب: يوضح الشكل (6-10) الحالة الموافقة من أجل الحقل.



الشكل (6-10): تخامد أسّي لحقل مغنطيسي خارجي بجوار سطح ناقل فائق.

[2] يُطبق مؤثر لابلاس، Δ، على حقلٍ متجهٍ. ويعني هذا الرمز أن مؤثر لابلاس يُطبق بوجه خاص على كل مركبة مفردة من مركبات الحقل الأصلي مما يؤدي مرة أخرى إلى حقلٍ متجهٍ.

يسمى الطول المميز للتناقص الأسّي **بعمق تغلغل لندن** *London Penetration depth*، λ_L ، ويُعطى بالعلاقة الآتية (بالجذر التربيعي لمقلوب أمثال التيار أو الحقل المغنطيسي):

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q^2}}. \qquad (11\text{-}10)$$

إذا فرضنا أنَّ كل الإلكترونات حوامل لتيارات فائقة **وأنها تمتلك** كتلة وشحنة إلكترونٍ حرٍ، فيمكن تقدير عمق تغلغل لندن لأن يكون من **رتبة** $30\,\text{nm}$. إن **اتفاق هذه القيمة** المحسوبة مع القيمة التجريبية ليس كاملاً، ولكن رتبة القيمتين صحيحة، مما يوحي بأن طبيعة هذا التوافق جيدة نوعاً ما:

- سنرى في النظرية المجهرية أن **جزءاً صغيراً فقط** من الإلكترونات يُسهم في الناقلية الفائقة.
- فضلاً عن أن **كثافة الجسيمات فائقة الناقلية ليست ثابتة**؛ فهي **تتغير مكانياً وحرارياً**.

لقد صاغ العالمان السوفيتيان **غينزبورغ** Vitaly Lazarevich Ginzburg و**لانداو** Lev Davidovich Landau في عام 1950 نظريةً للناقلية الفائقة أكثر تعقيداً بكثير من سابقاتها؛

تُعرِّف نظرية **غينزبورغ– لانداو** هذه ما يسمى **بمتحول الانتظام** *Order Parameter*، $\Psi(\vec{r})$ ، الذي يمكن الحصول عليه من معادلة مشابهة لمعادلة شرودنغر ويمكن كتابته على شكل التابع العقدي

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0(\vec{r})\exp[i\,\phi(\vec{r})], \qquad (12\text{-}10)$$

والذي **يُعدُّ** فيه التابع $\phi(\vec{r})$ طوراً متغيراً ماكروسكوبياً

والكميّة $|\Psi^*\Psi| = \Psi_0^2$ ، **تُمثِّل** كثافة حاملات الناقلية الفائقة، n_s .

إن **السلوك الفراغي** لـ $\Psi(\vec{r})$ يعني أن n_s **ليست بحاجة** بعد الآن **لأن تكون ثابتة**، **ولكنها لا يمكن أن تتغير آنياً** أيضاً؛ من الصفر إلى قيمة عالية **عند سطح** ناقلٍ فائق الناقلية على سبيل المثال.

إذْ يجب أن تحدث تغيّرات معقولة لـ $\Psi(\vec{r})$ ، ومن ثمَّ لـ n_s ، على مقياس طولٍ يدعى **بطول تماسك** *Coherence Length* **الناقل الفائق** ويرمز له بالرمز ξ (**فهو يُشير إلى أصغر مدى فراغي يمكن لخاصية الناقلية الفائقة التغير خلاله بشكلٍ معقولٍ**).

نجحت نظرية غينزبورغ– لانداو نجاحاً باهراً في وصف الكثير من الظواهر المرتبطة بالناقلية الفائقة على الرغم من أنها ليست نظرية مجهرية. وثمة صفة مميزة لهذه النظرية تكمن على وجه الخصوص في أن **متحول الانتظام يمتلك سلوك تابع موجي كمومي ماكروسكوبي**.

10-2-2 نظرية BCS المجهرية للناقلية الفائقة Microscopic BCS Theory

لقد صيغت النظرية **المجهرية** للناقلية الفائقة في عام 1957 بعد أكثر من أربعين عاماً من اكتشاف مفعول **باردين** *Bardeen* **وكوبر** *Cooper*، **وشريفر** *Schrieffer* الذي أطلق عليه لاحقاً نظرية **BCS**.

لماذا استغرقت نظرية BCS وقتاً طويلاً حتى اكتملت الصورة المجهرية للناقلية الفائقة؟. أحد الأسباب **يكمن في أنَّ فرضيتين** من أكثر الفرضيات أهميةً التي وضعت لمعالجة الأجسام الصلبة، **غير صالحتين في حالة الناقلية الفائقة** حتى أن **خرقهما** يُعدُّ أمراً جوهرياً بالنسبة لنظرية BCS:

1) الفرضية الأولى **هي تقريب بورن– أوبّنهايمر** الذي سمح لنا بدراسة الخصائص الإلكترونية والاهتزازية كلٍ على حدة؛
2) والفرضية الثانية **هي تقريب الإلكترون المستقل** الذي سمح لنا بدراسة خصائص إلكترونٍ واحدٍ واقعٍ في كمونٍ وسطيٍ لباقي الإلكترونات الأخرى.[3]

تُمثِّل حالة الناقلية الفائقة، كما ذكرنا في المقدمة، **ظاهرة كمومية على المقياس الماكروسكوبي؛**

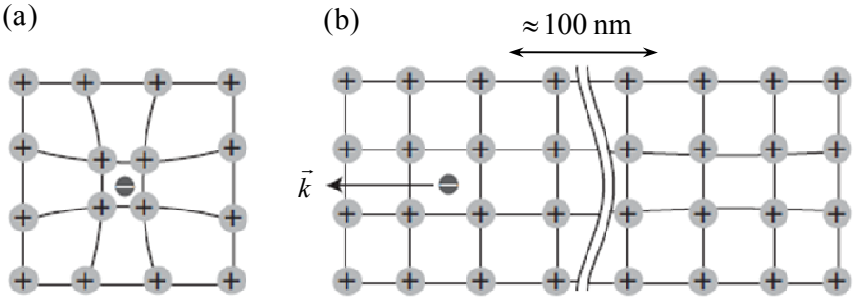
- **يتحقق التابع الموجي الماكروسكوبي**، كما في تجمّع ("تكاثف") بوزة– اينشتاين أو الليزر، **بعددٍ كبيرٍ جداً** من الجسيمات التي تشغل **الحالة الكمومية ذاتها**.
- على الرغم من أنه **يجب أن نكون حذرين** لدى مقارنة الجسيمات المتجمِّعة في الجسم الصلب مع البوزونات **اللامتآثرة** مع بعضها البعض، فمن الواضح أن تلك الجسيمات **لا يمكن أن تكون الإلكترونات الحرة** لكونها فرميونات ويجب أن تخضع لقانون الاستبعاد لباولي.
- وكان **كوبر** قد أدرك **أن تشكُّلَ أزواجٍ إلكترونيةٍ**، ينجم عن **تجاذبٍ** صرفٍ مهما كان ضعيفاً، **يحلُّ هذه المعضلة ويوفِّر إمكانيةً لحالةٍ أرضيةٍ جديدةٍ للغاز الإلكتروني بخصائص جديدة تماماً وبطاقةٍ أقل بقليل من الحالة الأرضية الأصلية** (القديمة) التي جرى مناقشتها في الفصل السادس.
- بما أن **طاقة الحالة الأرضية الجديدة أخفض**، فيمكن أن نتوقع **انتقالاً طوريّاً** إلى هذه الحالة، على الأقل من أجل درجات الحرارة **المنخفضة جداً**، **حيث ليس للأنتروبية أهمية**.

الآلية الممكنة التي تؤمن تجاذباً ضعيفاً غير مباشرٍ بين الإلكترونات هي التأثير المتبادل بين الإلكترونات واهتزازات الشبكة البلّورية، أي ما يسمى **بالتآثر (الإلكتروني– الفونوني)** *Electron-Phonon Interaction*.

هذا التآثر ضعيف ويُهمل عادةً لدى استخدامنا لتقريب بورن– أوبّنهايمر، **ولكنه حيوي** من أجل الناقلية الفائقة حيث لا مكان لتقريب بورن– أوبّنهايمر. والشكل (10-7a) يوضح منشأ هذا التآثر.

→ فعند وجود **إلكترونٍ** في موقعٍ ما في الشبيكة البلّورية **الأيونية**، **فإنه يشوِّه** الروابط المحيطة به قليلاً بفضل التآثر الكهركدي مع الأيونات الموجبة الشحنة الكهربائية.

[3] بالطبع، لقد تخلّينا عن هذا التقريب في حالة الانتظام المغنطيسي.



الشكل (10-7): تشوه موضعي للشبكة البلّورية ناجم عن التآثر الكهركدي بين الإلكترونات والأيونات في فلزٍ؛ الحالة (a) من أجل إلكترون بطيء جداً أو ساكن و (b) من أجل إلكترون متحركٍ بسرعةٍ قريبةٍ من سرعة فيرمي.

→ ويمكننا تخيّل مثل هذا **التشوه الموضعي للشبكة البلّورية كرزم موجية مكوَّنة** من **فونونات**، بشكلٍ مشابهٍ جداً **لإلكترونٍ متوضعٍ** يمكن أن يبدو **كرزمة من أمواج بلوخ**.

→ يكمن التشوه هنا في أن **أيونات** الشبكة البلّورية **تنجذب نحو موقع الإلكترون**، مما يؤدي إلى استقطاب موضعي للشبكة البلّورية، يكون بدوره **جاذباً** لإلكترونات أخرى.

→ بهذا الشكل، نرى أنه **يمكن أن يتوافر تآثر جاذب بين إلكترونين**.

لكن هذا المشهد **الساكن** (على اعتبار أن الإلكترون المعني بطيئٌ جداً أو ساكنٌ) الذي يوضحه الشكل (7a-10) **فعلياً لا يعمل**، لأن **الإلكترون الآخر** الذي ينتقل نحو الجزء المستقطب من الشبكة البلّورية **سيتأثر** ("سيشعر") كما في السابق **بتنافرٍ كهركدي قويٍ من قبل الإلكترون الأول؛**

أضف إلى ذلك سنرى أن **الإلكترونات المسؤولة عن** الناقلية الفائقة **تمتلك طاقات حركية قريبة من طاقة فيرمي، ومن ثمَّ الإلكترونات هذه ليست ساكنة.**

- يوضح الشكل (7b-10) **مشهداً ديناميكياً** أكثر قبولاً من المشهد الساكن الذي يوضحه الشكل (7a-10)، **حيث يُظهر إلكتروناً متحركاً** في الشبكة البلّورية **بمعدّل سرعة عالية**، من رتبة $10^6\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$، **وجاذباً** لأيونات الشبكة الموجبة في أثناء حركته.
- **فالشبكة البلّورية الآن مستقطبة**، ولكن طالما حركة الأيونات **أبطأ بكثير** من حركة الإلكترونات، فإن الاستقطاب **لا يحدث آنياً بل يستغرق زمناً ما**.

→ حيث يمكننا أن نقدِّر **أن هذا الزمن** اللازم لاستقطاب الشبكة البلّورية **يجب** أن يكون من نفس رتبة زمن حركة الأيونات، حيث أن $2\pi/\omega_D \approx 10^{-13}\ \mathrm{s}$.

→ وعندها، يكون الإلكترون قد قطع لحظة بلوغ الاستقطاب الأعظمي مسافة

$$10^6\ \mathrm{m\cdot s^{-1}} \times 10^{-13}\ \mathrm{s} = 100\,\mathrm{nm}.$$

بمقدور **الإلكترون الآخر** الآن، أن **يُخفِّض طاقته من خلال حركته خلف الإلكترون الأول؛ فالتنافر الكهركدي بين الإلكترونين** سيكون **ضعيفاً**، لأنهما بعيدان جداً عن بعضهما البعض.

- إذا وجب على **الإلكترون الآخر** أن يبقى في المسار ذاته، فإن متجهه الموجي، $\vec{k}$، إمَّا سيكون مسايراً للمتجه الموجي من أجل الإلكترون الأول، وإمَّا معاكساً له تماماً.
- يمكن تبيان أن **الحالة الأكثر تفضيلاً من الناحية الطاقية** تنشأ عندما يمتلك الإلكترونان متجهين موجيين، $\vec{k}$، متعاكسين تماماً وسبينين متعاكسين.
- **تسمى الأزواج الإلكترونية المتشكلة من إلكترونات بـ $\vec{k}$ و $-\vec{k}$ وسبين محصِّلٍ صفري بأزواج كوبر *Cooper Pairs*.**

على الرغم من أن هذه الحقائق البسيطة تعطينا **تصوراً جيداً** للمنشأ الفيزيائي لتشكّل أزواج كوبر، فيجب أن نكون حذرين جداً بالذهاب بها بعيداً.

- فعلى سبيل المثال، تمكننا هذه الحقائق من **أن ندرك** أن المتجه الموجي للإلكترون الآخر يجب أن يكون $-\vec{k}$ وليس $\vec{k}$، **أي أن الإلكترون الآخر يتحرك في اتجاه معاكس لاتجاه الإلكترون الأول.** ولكن يجب أن نفهم أن **مسألة** مكان وقوع الإلكترون وإلى أين يتحرك، **تفقد** معناها **عندما ندرس تابعاً موجياً لإلكترونين فقط.**
- **ليس واضحاً أيضاً، أن السبين الكلّي** للزوج يجب أن يكون **صفراً**؛ في الواقع، توجد بعض النواقل الفائقة العجيبة التي يكون فيها السبين الكلّي لزوج كوبر **مساوياً الواحد.**
- ولكن **النقطة الحاسمة** هنا **تكمن في وجوب** أن يكون هذا السبين عدداً صحيحاً وليس نصف عدد صحيح، أي أن أزواج كوبر تُعدُّ **بوزونات** وليس فرميونات.

لكي نفهم لماذا استخدمنا **سرعة الإلكترونات عند طاقة فيرمي** من أجل تقدير الفاصل الطاقي بين زوج من الإلكترونات، **نصف** التآثر الإلكتروني– الفونوني **في إطار الميكانيك الكمومي أكثر؛**

→ إذْ يمكن دراسة التآثر بين إلكترونين بمساعدة الفونونات؛ **كانبعاثٍ وامتصاصٍ مستمرين لفونونات "افتراضية" تصل طاقاتها إلى نحو** $\hbar\omega_D$.

→ **فإصدار فونون** بطاقة $\hbar\omega$ لا يخرق قانون انحفاظ الطاقة **شريطة** أن يكون **عمره قصيراً** أي إذا امتص بسرعةٍ من قبل إلكترون آخر.

→ **والإلكترونات** التي يمكنها **المساهمة في تبادل** مثل هذه الفونونات "الافتراضية" **وتشكّل** أزواج كوبر هي تلك الإلكترونات الواقعة **بجوار طاقة فيرمي فقط** ضمن مجالٍ ضيقٍ يبلغ نحو $\hbar\omega_D$.

→ **فليس بمقدور أي إلكترون** من الإلكترونات الآخرى أن يُصدر أو يمتص فونونات "افتراضية"، **لأنها** تقع في **مصيدة** توزع فيرمي– ديراك؛ حيث كل **الحالات** الواقعة **حولها** والممكن الوصول إليها **تكون مشغولة.**

هذا المشهد يفسر أيضاً لماذا يكون التآثر مهماً جداً في درجات الحرارة المنخفضة عندما "تتجمد" عملياً كل الفونونات، والشبيكة البلّورية تقوم بحركات (اهتزازات) النقطة الصفرية فقط.

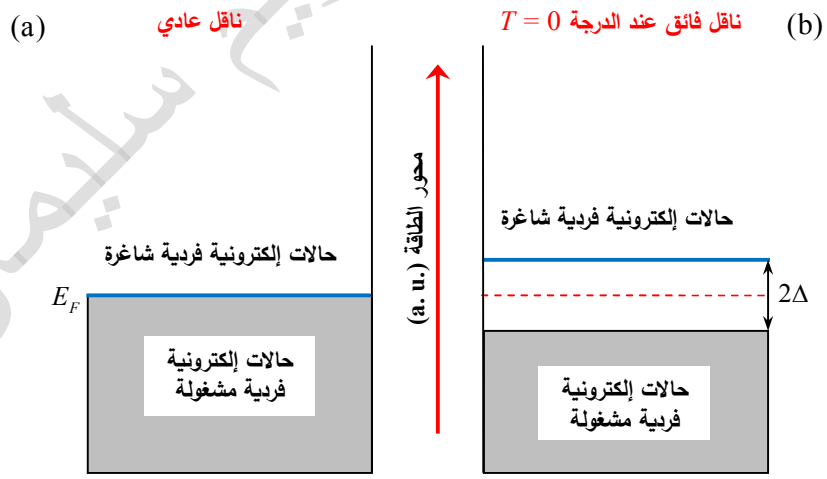
يترافق تشكّل أزواج كوبر **بتكدّسها في حالةٍ أرضيةٍ مشتركةٍ**، وهي حالة ممكنة إلى حدٍ ما، **بسبب السلوك البوزوني للأزواج**؛ تدعى هذه الحالة، **بالحالة الأرضية BCS وتُمثِّل ربحاً طاقياً** بالمقارنة مع الحالات الأرضية الفلزية التقليدية (المعروفة).

أولاً، سنناقش هذه الحالة **عند درجة الصفر المطلق**:

- تأخذ مستويات الطاقة من أجل **حالة عادية** في **درجة الصفر المطلق** الشكل المألوف لدينا والذي يوضحه الشكل (10-8a). فهذه المستويات ممتلئة حتى مستوى فيرمي، E_F ، تماماً وفارغة فوقها.
- ومن جهة أخرى، في **الحالة الأرضية BCS** من أجل **ناقل فائق**، كل الإلكترونات القريبة من طاقة فيرمي **مترابطة في أزواج كوبر** وتكتسب طاقةً وسطيةً، Δ **لكل إلكترون** شارك في ذلك.
- لا تظهر أزواج كوبر في مخطط الطاقة أحادية الجسيم، كما في الشكل (10-8). **فالحالة الطاقية لهذه الأزواج هي حالة** الأجسام المتعددة **بطاقة إجمالية واحدة** من أجل كل الإلكترونات المترابطة في أزواج كوبر:

وهذا مشابه لمستويات الطاقة في جزيء الهيدروجين التي يوضحها الشكل (2-2)؛ إذْ يوجد من أجل جزيئة هيدروجين H_2 **مستويا طاقة** من أجل كل مسافة– بين ذريّة (المسافة الفاصلة بين ذرتي جزيء الهيدروجين) ممكنة؛ مستوى طاقة من أجل الحالة **الفردية** Singlet State ومستوى طاقة من أجل الحالة **الثلاثية** Triplet State. فليس هناك من معنى **لتقسيمها** إلى طاقات– أحادية الإلكترون؛ فمستويات الطاقة هنا هي حالات طاقية **ثنائية– الإلكترون** متأصلة.

لننظر الآن في الإلكترونات المتبقية **التي لم ترتبط** بأزواج كوبر **في الناقل الفائق**؛ فمستوياتها الطاقية تُعدَّل كثيراً، كما في الشكل (10-8b):



الشكل (10-8): إسكان مستويات طاقة بإلكترونات فردية في درجة الصفر المطلق في (a) معدنٍ عاديٍ و (b) ناقل فائق؛ فمن أجل ناقلٍ فائقٍ، ترتبط الإلكترونات القريبة من E_F في أزواج كوبر تشغل حالة متعددة الجسيم، أي الحالة الأرضية BCS، التي لا يمكن أن تظهر في هذا الشكل الموافق لمستويات أحادية الجسيم. لتهييج إلكترونات فردية من هذه الحالة الأرضية، لا بد من فك زوج كوبر، وهذا يستوجب صرف طاقة على كل إلكترون مقدارها Δ وخلق إلكترونين غير متزاوجين في أخفض الحالات الشاغرة الممكنة الأحادية– الجسيم.

- إذْ تظهر فجوة طاقة قياسها 2Δ **حول طاقة فيرمي** E_F، مما يعني أنَّه لم تعدْ **هناك حالات جسيمية أحادية قريبة** من E_F **على الإطلاق**.
- يمكننا أن نفهم ذلك كيفياً، بأن **الحالات الإلكترونية** التي كانت **تحت** E_F تماماً **أزيلت لتشكِّل** أزواج كوبر، أمَّا من أجل الحالات **فوق** E_F، فإن **أخفض طاقة ممكنة** من أجل إلكترونٍ فرديٍ تساوي Δ؛ وهذا يتفق مع كمية الطاقة اللازم صرفها لكسر زوج كوبر الذي يساوي 2Δ ويخلق إلكترونين فرديين في أخفض حالة طاقية ممكنة فوق الفجوة تماماً.

تُعدُّ فجوة الطاقة في الطاقات الإلكترونية الفردية **صفة مميزةً** وأساسيةً جداً **لنموذج BCS**، وتسمى عادةً **بالفجوة الطاقية في طيف التهيّج الجسيمي المفرد** *The Gap in the Single-Particle Excitation Spectrum*، لأن **الطاقة الدنيا الآن لتهيّج إلكترون غير مقترنٍ** (إلكترون "أعزب") **لا تساوي الصفر** (كما في فلزٍ عاديٍ)، بل 2Δ؛ وفي هذا السياق، الحالة **مشابهة لحالة نصف ناقل** يمتلك فجوةً طاقيةً أيضاً، ولكن الفجوة هنا أصغر بكثير منها في نصف الناقل وتتعلق كما سنرى بدرجة الحرارة **بقوة**.

المحاضرة (12) تاريخ 2025/12/30-2023/12/12 **ما هو مقدار فجوة الطاقة في الناقل الفائق؟.**

- **فقط الإلكترونات** القريبة من طاقة فيرمي **بمقدورها المشاركة** في التبادل الطاقي مع الفونونات "الافتراضية"، وتؤدي إلى تشكّل أزواج كوبر؛
- ولذلك، من المرجح أن الإلكترونات التي طاقاتها تصل إلى $\hbar\omega_D$ والواقعة تحت E_F تُسهم في التزاوج، بحيث أن $\Delta \approx \hbar\omega_D$، وهذا ليس بعيداً عن الواقع:
- سنرى لاحقاً أن Δ فعلياً تتناسب طرداً مع $\hbar\omega_D$، **ولكنها أصغر** منها بكثير **عادةً**.
- **تتوقع نظرية BSC** بأن Δ في **درجة الصفر المطلق** مرتبطة بدرجة الحرارة الحرجة، T_C، وفق المساواة $\boxed{\Delta = 3.53\, k_B T_C}$.
- وبما أن T_C **معلومة** لدينا من التجربة، بمقدورنا حساب Δ حيث نجد أنها **صغيرة جداً** عادةً وتبلغ بضعة meV.
- يمكننا، عوضاً عن أخذ القيمة التجريبية لـ T_C، **الحصول عليها من نظرية BCS** أيضاً كما يأتي:

$$\boxed{T_C = 1.13\,\Theta_D \exp\frac{-1}{g(E_F)V}}, \qquad (13\text{-}10)$$

حيث Θ_D درجة حرارة ديباي، و $g(E_F)$ كثافة الحالات الإلكترونية عند طاقة فيرمي، و V وسيط **يقيس شدة الاقتران الإلكتروني– الفونوني**.

وهذا لا يؤكد أن $\Delta = 3.53\, k_B T_C \propto \hbar\omega_D$ **وحسب، بل** يقدم لنا الكثير من المعلومات عن الناقلية الفائقة من نوع BSC أيضاً:

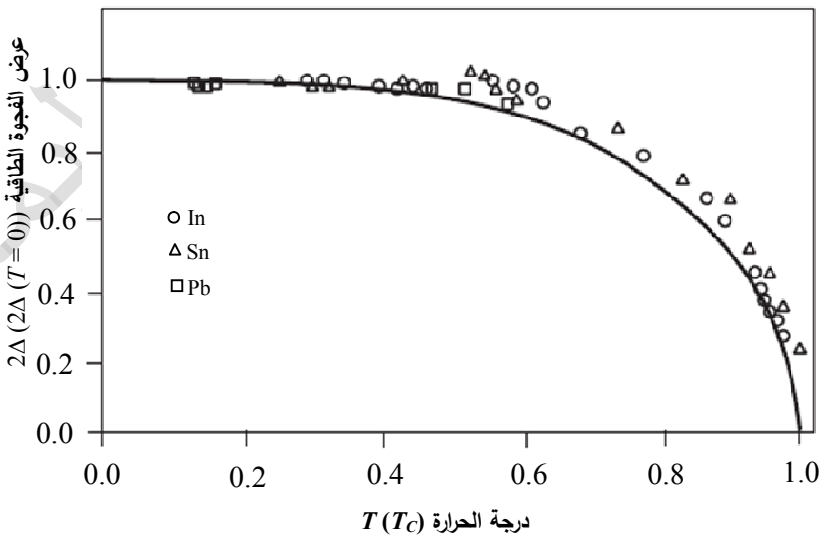
- بادئ ذي بدء، تفسِّر هذه النتيجة مفعول النظائر بسهولةٍ، طالما أن $\Theta_D \propto \omega_D \propto M^{-1/2}$.

كما أن المعادلة (10-13) تُظهر أن **درجة حرارة ديباي تحدد** المجال الحراري لهذه الظاهرة:

- **لا يمكن التابع الأسي أن يصبح أكبر من واحد**، ولذلك لا يمكن أن نأمل بالحصول على درجة حرارة انتقال أعلى من $1.13\,\Theta_D$؛ في الواقع، التابع الأسي **أقل** من **الواحد بكثير**.
- إن كلاً من كثافة الحالات وشدة التآثر (الإلكتروني– الفونوني) تدخلان في العلاقة (10-13) بنفس الطريقة، **بحيث كلتاهما تؤديان إلى رفع** درجة الحرارة الانتقالية، T_C.
- ومن الواضح، أن كثافة الحالات **عند طاقة فيرمي فقط هي المهمة**، لأن الإلكترونات التي تُسهم في تشكّل أزواج كوبر هي تلك الإلكترونات الواقعة عند هذه الطاقة فقط.
- يمكننا، استناداً إلى هذه النتائج لنظرية BCS للناقلية الفائقة، أن نقدِّر **كلاً من عدد الإلكترونات في أزواج كوبر** (في وحدة الحجم) ليكون مساوياً $\boxed{g(E_F)\Delta}$ **والربح الطاقي الكلّي الموافق** لأن يكون مساوياً $\boxed{g(E_F)\Delta^2}$.

في درجات الحرارة المحدودة لا **تكون** كل الإلكترونات **القريبة** من E_F مرتبطةً في أزواج كوبر، وعندها تتعقد المسألة المرتبطة بتجمّع البوزونات:

- **فالربح الطاقي** الناتج من تكاثف جسيمة في الحالة الأساسية **يتعلق** بعدد الجسيمات المتوافرة أصلاً في هذه الحالة؛ بتعبير آخر، **ترتبط الطاقة** المتشكلة 2Δ من أجل زوج كوبر **بعدد** الأزواج **المتوافرة مسبقاً** في الحالة الأرضية ومن ثمَّ تصبح Δ تابعاً لدرجة الحرارة.
- يوضح الشكل (10-9) التابعية– الحرارية المتوقعة لـ Δ :
  - فعندما **تُبرَّد** العيّنة إلى ما دون T_C، فإن Δ تفترض قيماً **غير صفرية وتبدأ** بعض أزواج



الشكل (10-9): عرض الفجوة الطاقية من أجل ناقلٍ فائقٍ في نموذج BCS؛ كتابعٍ لدرجة الحرارة ومقارنتها بالمعطيات التجريبية من أجل In, Sn, Pb. عند درجة الحرارة الانتقالية T_C، تنغلق الفجوة.
أُخذت المعطيات من جيافر Giaever وميغرل Megerle (1961).

كوبر بالتشكّل،

- وهذا بدوره **يرفع** من الربح الطاقي من أجل تشكّل أزواج كوبر لاحقة؛
- **في درجة الصفر المطلق كل الإلكترونات القريبة** من E_F ترتبط في أزواج كوبر؛ وكما رأينا أعلاه، **يمكن عدّ حجم الفجوة أيضاً مقياساً لكمية الإلكترونات المتكثفة في أزواج كوبر**.

❖ **يذكّرنا هذا السلوك المعقد بالانتظام المغناطيسي في الجسم الصلب** حيث يتعلق الربح الطاقي من أجل اتجاهٍ للسبين بعدد السبينات التي كانت متوافرة مسبقاً في ذلك الاتجاه.

- ففي الانتظام المغناطيسي، كما في الناقلية الفائقة، تحدث عملية تضخيم ذاتي لدى **تبريد العيّنة** حتى درجة حرارة الانتقال أو التحوّل (لاحظ التشابه هنا بين الشكل (8-5) الذي تمّت دراسته في الفصل الثامن والشكل (10-9)).
- **وبمتابعة تخفيض درجة الحرارة** يزداد الانتظام المغناطيسي في المغناطيس **وكذلك** عدد أزواج كوبر في الناقل الفائق.
- وعندها، نفهم أيضاً حقيقة أن **الانتقال** إلى حالة الناقلية الفائقة يكون **حاداً جداً** بالنسبة لدرجة الحرارة.

يُظهر الشكل (10-9) أيضاً مقارنةً بين حجم الفجوة المتوقع والقيم التجريبية من أجل بعض النواقل الفائقة الأولية؛ فالتغيّر السريع في حجم الفجوة بالقرب من T_c تؤكده التجربة بوضوحٍ.

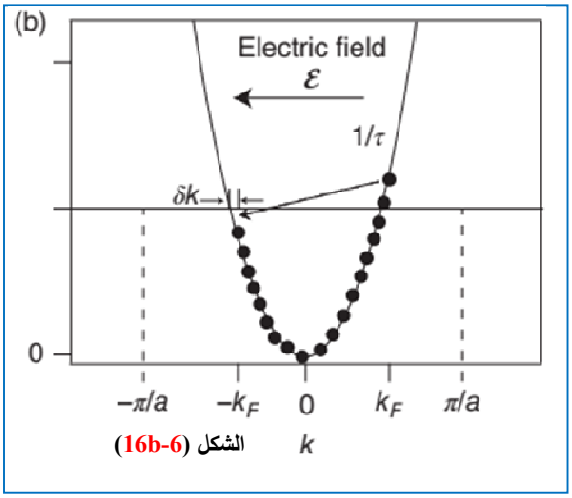
❖ **يمكن استخدام** وجود أزواج كوبر والفجوة الطاقية في الطيف الجسيمي– المفرد **لتفسير** كل المشاهدات التجريبية ذات الصلة بالناقلية الفائقة. فهنا **نناقش** بكل بساطة

- **الناقلية– من دون مقاومةٍ**
- **ووجود** كثافة تيارٍ **حرجةٍ** وحقلٍ مغناطيسيٍ **حرجٍ**.

نحن لا نعرض كيف يمكن أن يُفسَّر مفعول ميّسنر ولكن الفكرة الرئيسة تكمن في أن المعادلة المشابهة لمعادلة لندن الثانية (10-6)، يمكن تحصيلها في نموذج BCS.

وكما ذكرنا أعلاه، **عند مناقشة معادلتي لندن**، يمكن الحصول على الناقلية الكهربائية من دون مقاومةٍ بسهولة في نموذجي الإلكترونات في الجسم الصلب؛ التقليدي والكمومي، **إذا لم نُدخل في الدراسة آلية تبعثرٍ تُبقي المقاومة محدودةً**. يُطبّق الشيء ذاته من أجل أزواج كوبر:

- إذْ **يتسارع** كامل تجمّع الأزواج **عند تطبيق** حقل كهربائي على العيّنة.
- قبل تطبيق الحقل الكهربائي كانت كل أزواج كوبر في الحالة الكمومية **ذاتها** وبالمتجه الموجي الإجمالي ذاته، $\vec{k}=0$ **لكل زوج**.
- وعند تدفق تيارٍ عبر العيّنة نتيجةً لتطبيق الحقل الكهربائي، **تبقى** كل الأزواج في الحالة **الكمومية ذاتها**، ولكن **بمتجهٍ** موجيٍ محصّلٍ **مختلفٍ**، $\vec{k}'\neq 0$ لكل زوج.
- **الشيء الوحيد الواجب تفسيره هنا هو غياب عمليات التبعثر** التي تؤدي إلى خفض هذا التيار.



الشكل (16b-6)

- لدراسة الفارق بين أزواج كوبر والإلكترونات اللامتزاوجة، من المفيد العودة إلى الوراء قليلاً، للشكل (16b-6):
  - → ينخفض التيار في فلزٍ عاديٍ بسبب **تبعثر** الإلكترونات عكسياً إلى الحالات الواقعة في الأسفل (أي عودة الإلكترونات إلى هذه الحالات الطاقية)، **بوساطة** العيوب أو الاهتزازات الحرارية.
  - → هذا التبعثر عملية **فردية تؤثر** في إلكترونٍ واحدٍ ولمرة واحدة.
- → مثل هذه العملية **لا تعمل** من أجل **تجمّعٍ لأزواج كوبر**، لأنه لا يمكن تغيير $\vec{k}$ من أجل زوج واحد من دون تغييره من أجل كل الأزواج المتبقية الأخرى بآنٍ معاً،
- → فإذا لم نستبعد تطبيق نفس القوة على كل الأزواج بآنٍ معاً، كتطبيق حقل كهربائي، فإن هذه العملية ممكنةً، وإن كان احتمال حدوثها ضعيفاً للغاية.
- من الضروري أيضاً دراسة عمليات التبعثر التي تفصل زوج كوبر إلى إلكترونين فرديين.
  - في الواقع، إن ذلك ممكن، **ولكن فقط إذا كانت الطاقة الحركية للأزواج كبيرة كفايةً لتأمين الفجوة 2Δ اللازمة لتخريب زوج كوبر**.
  - بهذا الشكل، سيكون للعملية أهميةً **عند الكثافات العالية** للتيار، التي من أجلها يتناقص عدد أزواج كوبر في الجسم الصلب تدريجياً، **حتى تتخرّب** الناقلية الفائقة تماماً، عند **بلوغ** كثافة التيار الحرجة، j_C.
  - يمكن تفسير **وجود حقل مغناطيسي حرج**، B_C، بطريقة مشابهة جداً: حيث يتم بلوغ هذا الحقل الحرج، عندما تتجاوز كثافة الطاقة المغنطيسية القيمة اللازمة لفصل أزواج كوبر.
  - وأخيراً، يوضح الشكل (9-10) **سبب ارتباط** الحقل المغناطيسي الحرج وكثافة التيار الحرجة بدرجة الحرارة؛ **فهما يتناقصان** لدى اقتراب درجة الحرارة من T_C، **بسبب تناقص** حجم الفجوة، Δ، **وانخفاض** كثافة أزواج كوبر أكثر فأكثر.

3-10 الكشف التجريبي عن الفجوة Experimental Detection of the Gap

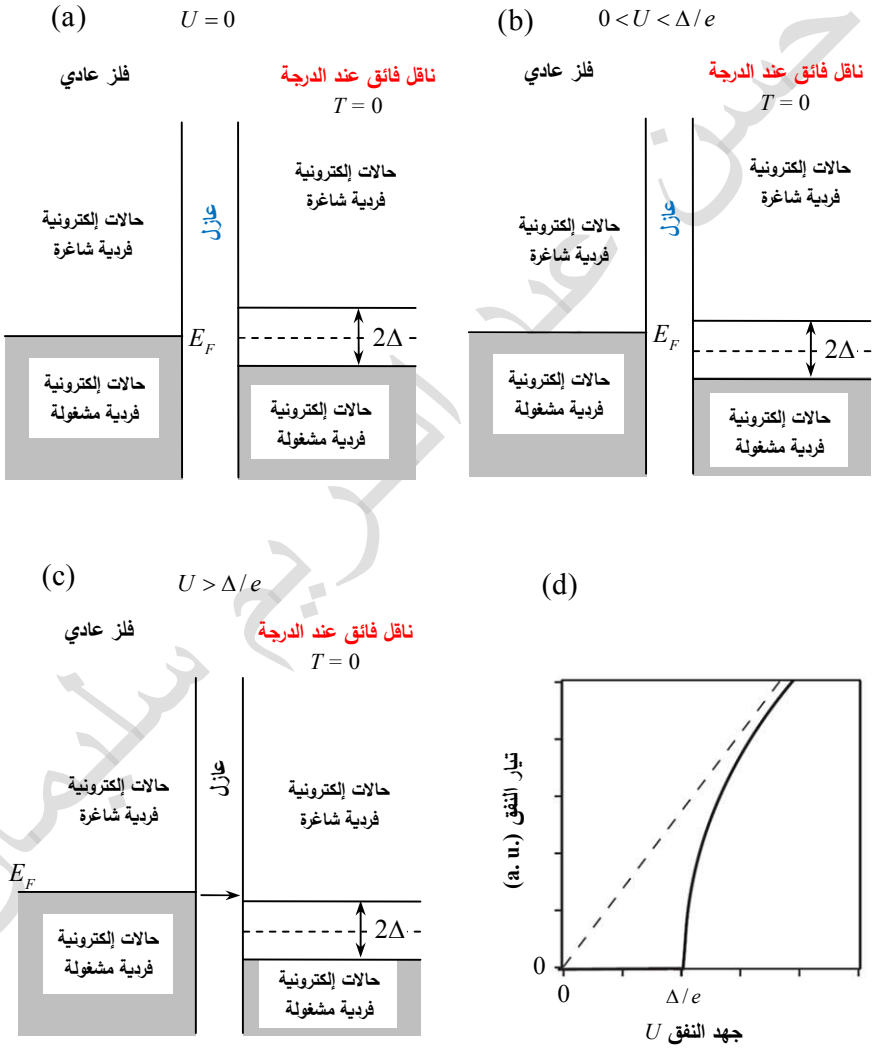
يُعدُّ مفهوم **الفجوة** في طيف التهيّج جوهرياً بالنسبة لنظرية BCS، ولذلك اكتسبت الاختبارات التجريبية **لوجودها وحجمها** (تابعيتها الحرارية) أهميةً بهدف إثبات الآلية المقترحة للناقلية الفائقة.

في الواقع، المقارنة التي أجريت في الشكل (10-9) مقنعة جداً في هذا السياق. وسنناقش هنا ثلاث طرائق لقياس حجم الفجوة فعلياً:

طريقة **عبور إلكترون فردي بطريقة النفق** (أو باختصار **نفق الإلكترون الواحد**) *Single-ElectronTunneling*، وطريقة **الانعكاسية البصرية** *Optical Reflectivity*، وطريقة **السعة الحرارية في درجات الحرارة المنخفضة** *The Low-Temperature Heat Capacity* في حالة الناقلية الفائقة.

أولاً– يوضح الشكل (10-10) تجربة **عبور إلكترون بالنفق** بين ناقلٍ فائقٍ تحت الدرجة T_C وفلز عادي:

- يفصل بين الفلز العادي والناقل الفائق **حاجز عازل**؛ كطبقة أكسيد مثلاً، تبلغ سماكته **بضعة نانومترات فقط**.



الشكل (10-10): تجربة العبور بالنفق بين ناقل فائق وآخر عادي؛ تفصل بينهما طبقة أكسيد عازلة رقيقة.
يُدرس هنا عبور مرن بالنفق لإلكترون واحد. (a) حالة من دون تطبيق جهد. (b) عند تطبيق جهد صغير لا يكون العبور بالنفق ممكناً بسبب عدم توافر حالات طاقية متاحة في الفجوة. (c) عندما يتجاوز جهد النفق القيمة Δ / e، يُصبح عبور الإلكترون الواحد بالنفق ممكناً. (d) يُمثِّل الخط المتواصل تيار النفق كتابع للجهد من أجل الوصلة الحالية والخط المتقطع يُمثِّل المنحني الموافق من أجل العبور بالنفق بين فلزين.

- **إنَّ التوابع الموجية** للفلز والناقل الفائق **لا تنقطع** عند السطوح الفاصلة مع الأكسيد، **بل تتغلل** فيه؛ **فالتراكب الصغير بينهما يسمح للإلكترونات بالعبور** من طرفٍ لآخر. وهنا ندرس عبوراً مرناً فقط لإلكترونات فردية بطريقة النفق.

✓ **إذا لم يطبق** جهد خارجي، فإن طاقة فيرمي في الفلز **تنطبق** على الكمون الكيميائي في الناقل الفائق، أي تنطبق على منتصف الفجوة، كما يوضح الشكل (10a-10)؛

✓ وعند **تطبيق** جهد نفقٍ موجبٍ صغيرٍ على الناقل الفائق، **لا يمكن** أن يتدفق تيار، **لأن الإلكترونات المزمع قدومها من الفلز لا تجد حالات فارغة في الناقل الفائق** لكي تعبر إليه، كما يوضح الشكل (10b-10)؛

✓ حالما **يبلغ** جهد العبور بالنفق، U، قيمةً من رتبة $U = \Delta / e$، **فإن الوضع يتغيّر**:

→ فالإلكترونات **القريبة الآن** من طاقة فيرمي في الفلز **تجد** حالات فارغة في الناقل الفائق، **ويُصبح عبورها** بالنفق ممكناً، كما يوضح الشكل (10c-10)؛

→ وهذا **يُسبب زيادةً حادةً** في تيار العبور بالنفق عند الجهد Δ / e (الشكل (10d-10))، **الذي يسمح بتحديد حجم** الفجوة الطاقية في الناقل الفائق.

→ تجدر الإشارة إلى أن الوضع **سيكون مختلفاً تماماً** من أجل العبور بالنفق **بين فلزين**: فعبور الإلكترونات بالنفق ممكناً بطبيعة الحال عند جهود صغيرة جداً، وعدد الإلكترونات القادرة على العبور بالنفق يزداد بصورة متواصلة مع ازدياد قيمة الجهد المطبق، والشكل (10d-10) يُشير إلى هذا السلوك من خلال الخط المتقطع.

ثانياً– **ثمة إمكانية أخرى للكشف** عن وجود الفجوة تكمن في قياس **امتصاص الإشعاع الكهرطيسي** عند عبوره ناقل فائق.

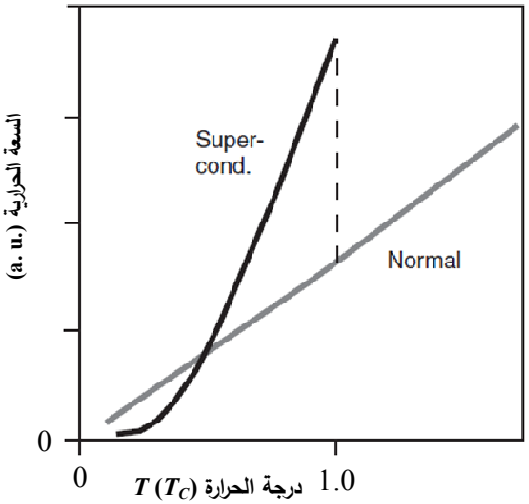
→ فمن أجل إشعاع كهرطيسي **طاقته أقل** من عرض الفجوة، $h\nu < 2\Delta$، **لا تكون** الانتقالات الإلكترونية عبر الفجوة ممكنةً، ومن ثمَّ **لا يلاحظ** امتصاص؛

→ وحالما **يبلغ** الفوتون القيمة 2Δ، **يبدأ الامتصاص وتنخفض** بطبيعة الحال **شدة** الإشعاع الكهرطيسي **النافذ بشكلٍ حادٍ**.

→ بما أن **عرض الفجوة** في أفضل حالاته **من رتبة** بضعة meV، **فإن الإشعاع** الكهرطيسي المطلوب من أجل تحقيق هذه التجربة **يقع في مجال الموجات الميكروية وتحت الحمراء البعيدة**.

ثالثاً– **هناك تجربة** أخرى بعد، **تُسهم** في الكشف عن وجود فجوةٍ، تكمن في دراسة **السعة الحرارية لناقل فائق** في درجات الحرارة **المنخفضة**. يُظهر الشكل (11-10) السعة الحرارية لناقل فائق في الحالتين؛

- حالة الناقلية الفائقة
- وحالة الناقلية العادية.



الشكل (10-11): السعة الحرارية الكيفية في درجات الحرارة المنخفضة من أجل ناقلٍ فائقٍ في حالتي الناقلية الفائقة والعادية. يمكن تحقيق الحالة العادية عند درجة حرارة أقل من درجة الحرارة الانتقالية T_C، من خلال تطبيق حقل مغناطيسي.

- **يمكن الاحتفاظ** بالمادة الواقعة تحت درجة الحرارة الحرجة T_C، لتبقى في الحالة العادية **من خلال تطبيق** حقل مغناطيسي ضعيف.
- وعند **متابعة تبريدها** تحت T_C، **لا تُبدي** السعة الحرارية تغيراً مستمراً، **بل تغيرات متعددة:**

→ إذْ أنها **تُظهر** سلوكاً نوعياً مختلفاً عند درجات الحرارة المنخفضة جداً، **حيث لا تُبدي** التابعية– الحرارية **الخطّيّة المميزة لفلزٍ**، **وإنما تُبدي تناقصاً أُسّياً**.

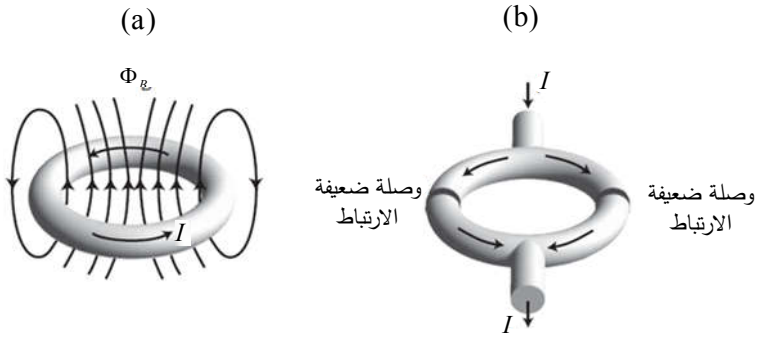
→ وهذه هي طريقة أخرى **للكشف** عن وجود فجوة تهيّجٍ في الناقل الفائق.

→ لقد **تعرّضنا** لمثل هذا **السلوك الأسي**، في نموذج اينشتاين الذي درس السعة الحرارية الفونونية والتي **نتجت من وجود** "**فجوة طاقة**" **أيضاً بين الحالة الأرضية والحالة المهيّجة الأولى** لهزّازات اينشتاين.

حسن عبد الكريم سليمان

4-10 تماسك حالة الناقلية الفائقة Coherence of Superconductivity State

لقد ذكرنا أكثر من مرة، أن حالة الناقلية الفائقة مرتبطة بتابعٍ موجيٍ متماسكٍ ماكروسكوبياً، يُبنى من أزواج كوبر في حالتها الأرضية. في الواقع، أمكن رصد هذا التماسك الماكروسكوبي في الكثير من التجارب.



الشكل (10-12): (a) حلقة فائقة الناقلية، مُحاطة بتدفقٍ مغناطيسيٍ. التدفق المغناطيسي من خلال حلقةٍ كهذه، مكمّى بمضاعفات $h/2e$. (b) نبيطة التداخل الكوانتي فائقة الناقلية.

تكمن النتيجة المباشرة للتابع الموجي المتماسك ماكروسكوبياً في **تكميّة التدفق المغناطيسي** *Magnetic Flux Quatization* **من خلال حلقة فائقة الناقلية**، كما يوضح الشكل (12a-10).

إذا فرضنا أن التابع الموجي للناقل الفائق **متماسكٌ في كامل الحلقة، أمكننا تطبيق** شرط التكميّة لبور، بشكلٍ مشابهٍ لتطبيقه من أجل ذرة الهيدروجين ولكن على مستوى التدريج الماكروسكوبي.

ينص شرط بور على أن **عدداً صحيحاً من أطوال موجة دوبروي، $\lambda = h/p$، يجب موائمته على محيط الحلقة**، $\oint d\vec{r} = n\lambda = n\dfrac{h}{\vec{p}}$، التي يوضحها الشكل (12a-10)، أو أن

$$\boxed{\oint \vec{p}\cdot d\vec{r} = hn}\,, \qquad (14\text{-}10)$$

حيث يجري التكامل على المحيط الداخلي للحلقة، و n عدد صحيح.

إذا أردنا رؤية ماذا يحدث بوجود حقل مغناطيسي، يمكننا أن **نضمّن** هذا الحقل في المعادلة (14-10) **باستخدام الكمون المتجه** والقواعد ذاتها التي وضعت في الفقرة 8-2 من أجل حالة الميكانيك الكوانتي؛ إذْ يمكننا أن نكتب وفق المعادلة (8-8) العلاقة الآتية:

$$\oint\left(\vec{p} - q\vec{A}\right)\cdot d\vec{r} = hn\,. \qquad (15\text{-}10)$$

وذلك من أجل جسيمات كتلتها m_s، وكثافتها n_s، وشحنتها q. ولدينا $\vec{p} = m_s\vec{\upsilon}$؛

وكثافة التيار المرتبط بهذه الجسيمات يساوي $\vec{j} = n_s q\vec{\upsilon}$، بحيث يمكننا كتابة العلاقة الآتية:

$$\boxed{\frac{m_s}{n_s q}\oint \vec{j}\cdot d\vec{r} - q\oint \vec{A}\cdot d\vec{r} = hn\,.} \qquad (16\text{-}10)$$

بمقدورنا الآن إعادة كتابة **التكامل الثاني** في المعادلة (16-10) باستعمال مبرهنة **ستوكس** التكاملية بغرض الانتقال من التكامل الخطي إلى تكاملٍ سطحيٍ على **مساحة** الوسط **(التجويف) المحدود بالحلقة:**

$$\oint \vec{A}\cdot d\vec{r} = \int \mathrm{rot}\ \vec{A}\cdot d\vec{a} = \int \vec{B}\cdot d\vec{a} = \Phi_B\,, \qquad (17\text{-}10)$$

حيث Φ_B التدفق المغناطيسي **من خلال التجويف** في الحلقة.

بهذا الشكل، تُصبح المعادلة (10-16) من الشكل الآتي:

$$\boxed{\frac{m_s}{n_s q^2}\oint \vec{j}\cdot d\vec{r} - \Phi_B = n\frac{h}{q}.} \qquad (18\text{-}10)$$

تفترض المعادلة الأخيرة أن **التدفق المغناطيسي** من خلال الحلقة يمكن أن **يتغيّر بوحدات** من h/q **فقط، إذا كانت كثافة التيار** في التكامل الأول في المعادلة (10-18) **ثابتة**.

يمكننا أن نجري خطوة أخرى بعد، ونضع مسار التكامل الأول في المعادلة (10-18) في عمق الحلقة **قليلاً، خلف تيارات الحجب تماماً**، التي تتغلغل لتصل إلى عمق تغلغل لندن، λ_L. **عندها**، وفي كثير من الحالات **تكون كثافة** التيار **صغيرة للغاية** لدرجة الإهمال، ومن ثمَّ نحصل على المساواة الآتية:

$$\boxed{\Phi_B = n\left(h/q\right).} \qquad (19\text{-}10)$$

→ هذا يعني أن **التدفق المغناطيسي** من خلال حلقة فائقة الناقلية **مُكمَّى** *Quatized* بوحدات الـ h/q. **وهذا ما تمّ إظهاره**، على أرض الواقع، **تجريبياً** في عام 1961.

→ وجد أيضاً أن المساواة $\boxed{q=-2e}$ تؤكد بطريقة رائعة وجود أزواج كوبر التي توقعت وجودها نظرية BSC.

→ إن ما يسمى **كوانتم التدفق** *Quantum Flux*، $\boxed{h/2e}$، **صغيرٌ جداً**، من رتبة $2.067\times10^{-15}\ \mathrm{T\cdot m^2}$

→ ولوضع هذه القيمة في سياقها، ندرس الحقل المغناطيسي الأرضي الذي يبلغ قيمةً من رتبة $10^{-5}\ \mathrm{T}$، مفترضين أن مساحةً قدرها $1\,\mathrm{mm}^2$، تحتوي نحو $\approx10^4$ عشرة آلاف كوانتم تدفقٍ.

يمكن استثمار **تماسك حالة الناقلية الفائقة في ما** يسمى **نبائط (أجهزة) التداخل الكوانتي فائقة الناقلية** (***S**uperconducting **QU**antum **I**nterference **D**evices* (**SQUIDs**) التي يوضحها الشكل (10-12b).

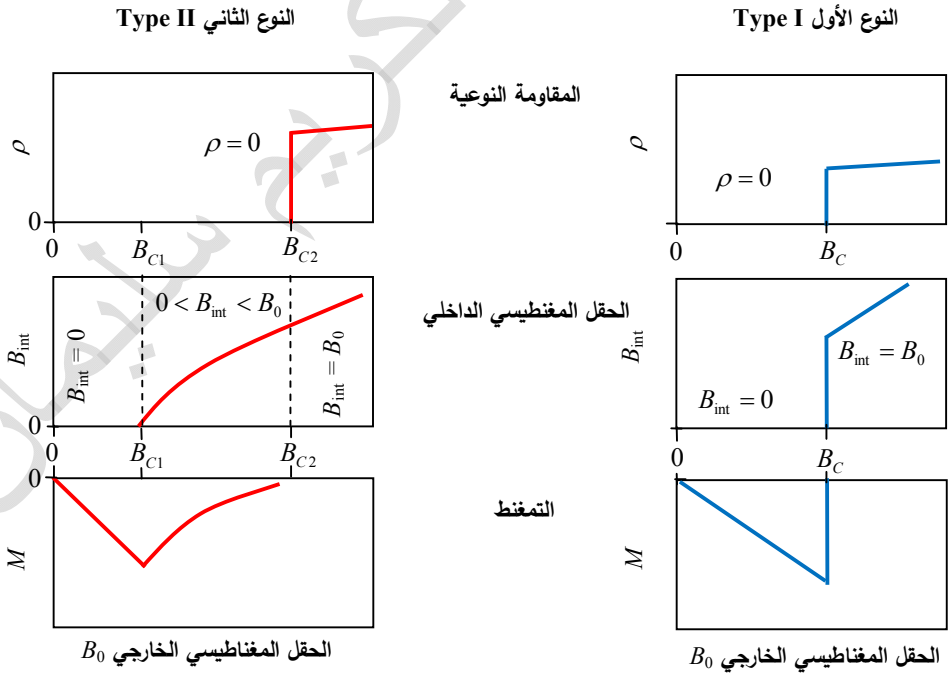
لا يمكننا هنا وصف كيفية عمل هذه النبائط بالتفصيل، ونكتفي بعرض **الفكرة الرئيسة لمبدأ عملها**، وهي كما يأتي:

- **تتألف** النبيطة من "**شوكتين**" فائقتي الناقلية **وطبقات أكسيد رقيقة** أو تماسات نقطية تقع بينهما (أي ما يسمى وصلات ضعيفة الارتباط Weak Links):
- **تستطيع أزواج كوبر** العبور بطريقة النفق عبر تلك الوصلات من ناقلٍ فائقٍ لآخر وتوجد **علاقة محددة بين طور** حالة الناقلية الفائقة في إحدى الشوكتين **وطور** حالة الناقلية الفائقة في الشوكة الأخرى.
- إنَّ **الحقل المغناطيسي** الذي يدخل منتصف تجويف الحلقة عمودياً **يؤدي** إلى **ظهور تيارٍ فائقٍ إضافيٍ، يُبقي** التدفق من خلال الحلقة **من مضاعفات صحيحة لكوانتم التدفق**.

- **وهذا بدوره يُسببُّ فرق طَورٍ** بين التيار **الذي يعبر إحدى الوصلتين الضعيفتين** والتيار الآخر **الذي يعبر** الوصلة الضعيفة الأخرى.
- **ثـمَّ إنَّ** التيار الأعظمي المتدفق **من كامل النبيطة يُحدد بمقدار التداخل** بين التيار "الأيسر" والتيار "الأيمن" **ويُرصد** فيه **تذبذبات تابعة** للحقل المغناطيسي المطبق.
- وهذا يوافق **كمّات تدفقٍ فرديةٍ** تدخل الحلقة.
- بهذه الطريقة **يمكن قياس** أي تغيرٍ يطرأ على الحقل المغناطيسي مهما كان صغيراً.
- **إذن**، نبائط التداخل الكوانتي فائقة الناقلية **SQUIDs حساسة جداً** للحقول المغناطيسية **البالغة الصغر**، **ولذلك، يمكن استخدامها لقياس هذه الحقول الضعيفة جداً**.

5-10 النواقل الفائقة من النوع الأول والنوع الثاني Type I and Type II Superconductors:

لقد فرضنا إلى الآن أنه ليس بمقدور حقل مغناطيسي الدخول في مادةٍ وهي في حالة الناقلية الفائقة؛ **إذْ يُطرد هذا الحقل بالكامل من قِبل تيارات فائقة تتدفق بجوار سطح العيّنة**. ولكن في حقيقة الأمر هذا ليس **دائماً** صحيحاً؛ إذْ توجد فئة من النواقل الفائقة التي من أجلها بمقدور حقل مغناطيسي دخول العيّنة الحجمية، طالما أنها ما تزال في حالة الناقلية الفائقة. تسمى هذه النواقل الفائقة نواقلاً فائقةً من النوع الثاني، في إشارةٍ إلى وجود نواقل فائقة من النوع الأول ليس بمقدور الحقل المغناطيسي دخولها.



الشكل (13-10): المقاومة النوعيّة ρ، والحقل الداخلي B_{int}، والتمغنط M كتوابع لحقلٍ مغناطيسيٍ خارجيٍ من أجل نواقل فائقة من النوعين الأول والثاني. افترضت درجة الحرارة صفر مطلق، بحيث تتصف المواد بناقليتها الفائقة في حال عدم تطبيق حقل خارجي. تمتلك مادة النوع الأول حقلاً حرجاً واحداً فقط B_C، في حين أن مادة النوع الثاني فتمتلك حقلين حرجين B_{C1} و B_{C2}.

يوضح الشكل (10-13) سلوك ناقلٍ فائقٍ **من النوع الأول وآخر من النوع الثاني** بوجود حقل مغناطيسي خارجي **في درجة الصفر المطلق:**

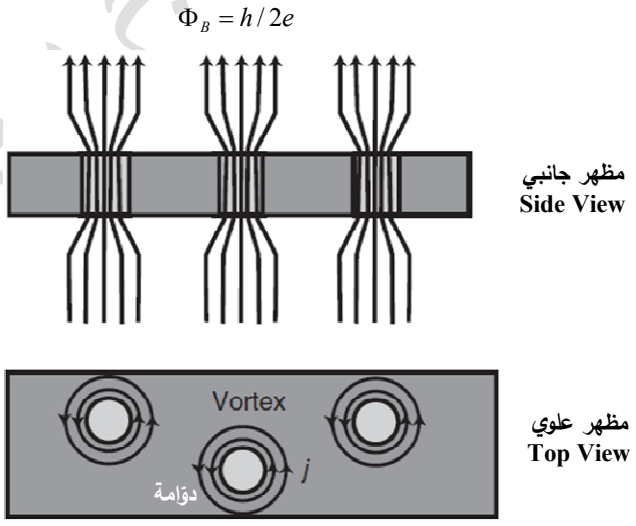
❖ من أجل المادة من **النوع الأول تنهار** الناقلية الفائقة عند حقلٍ أكبر من حقلٍ حرجٍ محددٍ، B_C .

- ومن أجل الحقول **الأخفض** من الحقل الحرج، تكون المادة فائقة الناقلية **وتُعدَّلُ مغنطتها** بشكلٍ كاملٍ بالحقل الخارجي، بحيث يكون داخل المادة خالياً منه.
- أمَّا من أجل الحقول **الأعلى** من الحقل الحرج، **يتلاشى التمغنط ويتغلغل** كامل الحقل الخارجي في العيّنة.

❖ والوضع مختلف من أجل النواقل الفائقة من **النوع الثاني**؛ إذْ يوجد حقلان حرجان B_{C1} و B_{C2} : تسلك المادة تحت الحقل B_{C1} **سلوكاً مطابقاً** لسلوك ناقل فائق من النوع **الأول وفوق** الحقل B_{C2} **تتخرب الناقلية الفائقة، ولكن ما بين هذين** الحقلين، **يدخل** الحقل المغناطيسي **المادة جزئياً**. **توجد مغنطة محدودة** ولكنها ليست كبيرة كفايةً لكي تُعدِّل الحقل الخارجي.

والنتيجة المهمة هنا تكمن في أن **المقاومة النوعيّة تبقى صفراً** بين هذين الحقلين الحرجين.

- إذا قارنا الحقل الحرج B_C من أجل ناقل فائق من النوع **الأول** مع الحقلين الحرجين من أجل مادة من النوع الثاني، فعادةً ما يكون أقرب بكثير إلى B_{C1} منه إلى B_{C2} ،
- وهذا يعني أن مادة النوع الثاني **تستطيع تحمّل** حقلٍ مغناطيسيٍ **أعلى** من الحقل المغناطيسي الذي بمقدور مادة النوع الأول أن تتحمله، وهما ما تزالان في حالة الناقلية الفائقة.
- إن هذه الخاصية **تجعل** من النواقل الفائقة من النوع **الثاني** مواداً هامةً جداً من أجل **التطبيقات** التكنولوجية؛ **كالملفات المستعملة في صناعة المغانط الكهربائية فائقة الناقلية**، حيث أن مواد



الشكل (10-14): التدفق المغناطيسي في ناقلٍ فائقٍ من النوع الثاني. يتغلغل الحقل عبر شُعيرات دقيقة من المادة في حالتها العادية (اللون الرمادي الفاتح) على الرغم من أن باقي المادة يبقى ناقلاً فائقاً (اللون الرمادي الغامق). تُحاط الشعيرات بدوّامات من تيارٍ فائقٍ تُبقي باقي العيّنة خاليةً من الحقل.

النوع الثاني مثل NbTi، تُستعمل لهذا الغرض حيث تزيد الحقول الحرجة فيها عن 10T.

كيف يمكن للناقلية الفائقة أن "تنجو من" (تتحمَّل) حقلٍ مغناطيسيٍ يدخل مادة من النوع الثاني؟.

الشكل (10-14) يوضح الجواب على هذا السؤال:

- يتغلغل الحقل **من خلال شعيرات دقيقة جداً** Very Thin Filaments من مادةٍ في حالة الناقلية العادية (مادة الحالة العادية)، **على الرغم من أن باقي العيّنة، يبقى** ناقلاً فائقاً.
- **وشعيرات** مادة الحالة العادية **محاطة** بدوَّارات (دوَّامات) تيارٍ فائقٍ، **بحيث يبقى** باقي **المادة خالياً** من الحقل ويُحافظ على حالة الناقلية الفائقة.
- **يبدو أن الشعيرات تحوي كمّ تدفقٍ مغناطيسيٍ واحدٍ فقط،**
- **ولذلك** كلما كانت الحقول الخارجية **أقوى** وجب إدخال دوَّامات أكثر.
- **وفي نهاية المطاف** تُصبح كثافة الدوَّامات كبيرة إلى درجةٍ تتلاشى عندها مجالات الناقلية الفائقة للعيّنة.

إنَّ وجود الدوَّامات في الناقل الفائق يُعدُّ مشكلة بالنسبة للناقلية الفائقة بحدّ ذاتها.

- فحالما يمر تيارٌ في المادة، **فإن قوةً** مشابهةً لقوة لورانتز **تؤثر** في الدوَّامات جاعلةً إياها تنتقل **عمودياً** على التيار والحقل المغناطيسي؛
- وهذا الانتقال يؤدي إلى تبددٍ طاقيٍ، ومن ثمَّ إلى مقاومةٍ محدودةٍ، حتى في حالة الناقلية الفائقة، وهذا بدوره يؤدي إلى **تخريب الناقلية الفائقة**.

غير أنه، **ثمة إمكانية لتفادي هذه الظاهرة**، تكمن في "**تثبيت**" الدوَّامات بكمية كافية من العيوب في البلّورة؛ وعندها، ثمة طاقة محددة ستكون مرتبطةً بالدوَّامات "غير المثبتة"، وطالما بقيت كثافة التيار صغيرة كفايةً، فإن هذه الطاقة لن تكون مُتاحةً. ولذلك، تكون النواقل الفائقة من النوع الثاني في التطبيقات التكنولوجية بعيدةً عن البلّورات الأحادية Single Crystals المثالية؛ فالمطلوب، مخالف لهذه البلّورات تماماً، إذْ يجب أن تحوي المواد عدداً كافياً من العيوب؛ كالحدود الحبيبية بغرض تثبيت الدوَّامات بفعالية.

الفارق بين أن تكون مادة من النوع الأول أو من النوع الثاني، **يتعلق** بالنسبة بين مقياسي الطول المميزين؛ هما **عمق تغلغل لندن**، λ_L، **وطول التماسك**، ξ، في نظرية غيزنبورغ– لانداو.

- لقد وجدنا أن ξ يعطي مجال الطول الذي يمكن أن تتغير فيه كثافة أزواج كوبر بشكلٍ ملحوظٍ.
- ومن أجل دراستنا البسيطة هنا، من المناسب عدّ **طول التماسك بمثابة المسافة بين الإلكترونين في زوج كوبر**، الذي قدّرنا قيمته من رتبة نحو 100 nm.
  - فعندما يكون ξ أقصر من λ_L، يُصبح تشكّل شعيرات الحالة العادية المحاطة بتيارات فائقة مفضلاً، وتسعى المادة لأن تكون ناقلاً فائقاً من النوع الثاني؛
  - أمَّا إذا كان ξ أطول من λ_L، فإن تشكّل الشعيرات لن يكون مفضلاً وتكون المادة ناقلاً فائقاً من النوع الأول.

- عدم الانتظام يسعى لتخفيض طول التماسك، ξ ، ولذلك الكثير من الخلائط المعدنية الانتقالية هي نواقل فائقة من النوع الثاني.

د. حسن عبد الكريم سليمان

مكتبة A to Z