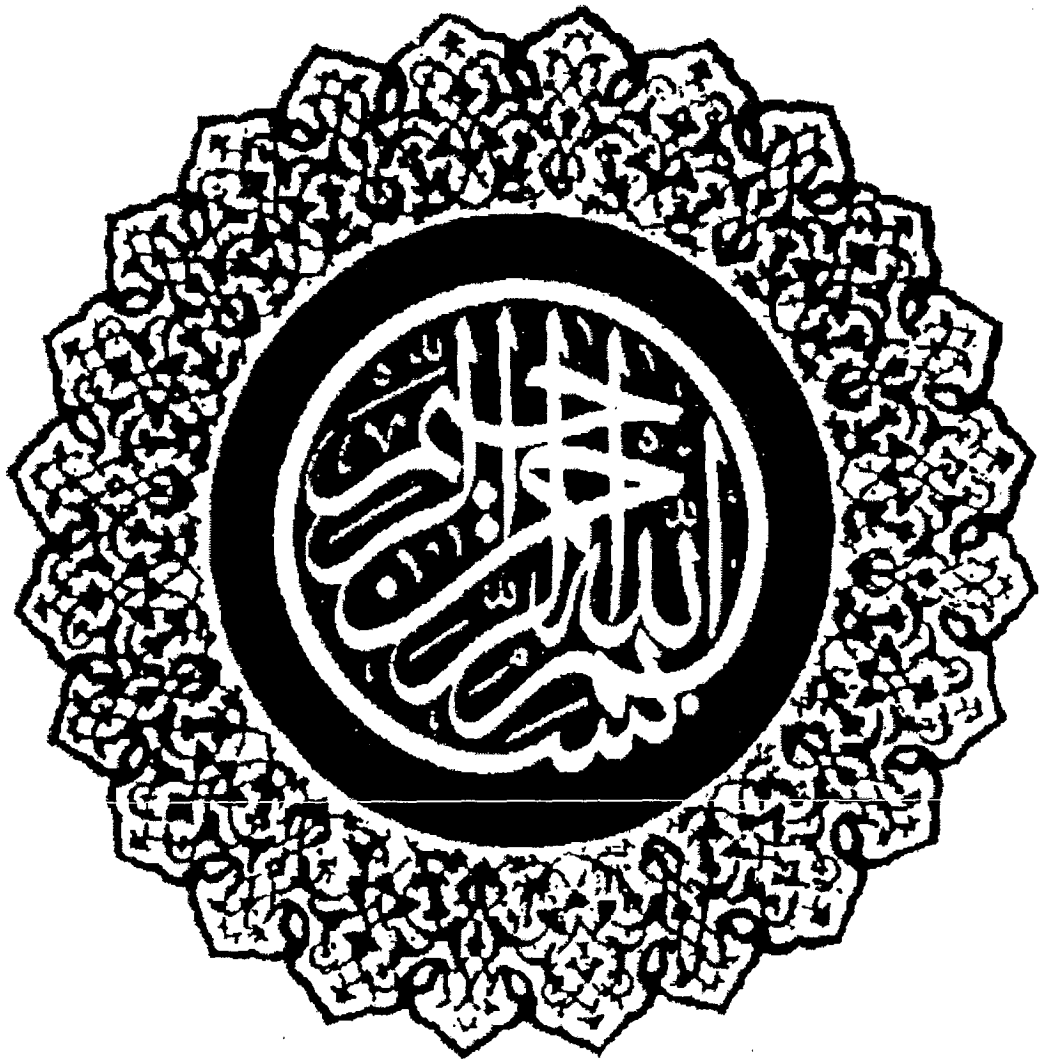


۹۸۵

۹۸۵



۱۱۵... ۸



دانشگاه اصفهان  
دانشکده علوم  
گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش حالت جامد

تربد گرمایی در نانو دانه‌های ابرسانا

استاد راهنما:  
دکتر حشمت اله یآوری

استاد مشاور:  
دکتر محمدعلی شاهزمانیان

پژوهشگر:  
مریم احمدنیای مطلق

بهمن ماه ۱۳۸۷

۱۱۵۰۰۵

مجموعه‌های دانشمندی ایران

۱۳۸۸ / ۴ / ۲

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات،  
ابتکارات و نوآوری های ناشی از تحقیق  
موضوع این پایان نامه متعلق به دانشگاه  
اصفهان است.



دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک



پایان نامه ی کارشناسی ارشد رشته ی فیزیک گرایش حالت جامد

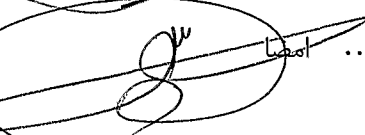

خانم مریم احمدنیای مطلق

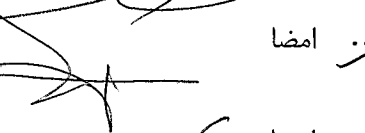

تحت عنوان



ترابرد گرمایی در نانو دانه های ابرسانا

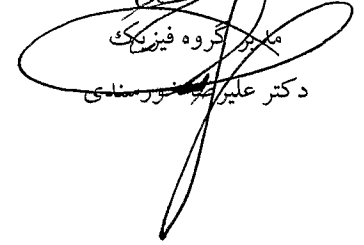
در تاریخ ..... توسط هیأت داوران زیر بررسی و با درجه .....

۱- استاد راهنمای پایان نامه دکتر  با مرتبه ی علمی  امضا

۲- استاد مشاور پایان نامه دکتر  با مرتبه ی علمی  امضا

۳- استاد داور داخل گروه دکتر  با مرتبه ی علمی  امضا

۴- استاد داور خارج از گروه دکتر  با مرتبه ی علمی  امضا

  
معاون گروه فیزیک  
دکتر علیرضا سوری سندی

## چکیده:

رساناهای دانه‌ای ویژگی‌های منحصر به فردی از خواص مشترک و یا انفرادی نانو کریستال‌های جفت شده را با یکدیگر ترکیب کرده و مسیری تازه در کاربردهای نوین الکترونیکی، نوری و ... ایجاد می‌کنند. گستره کاربرد آنها از دستگاه‌های منتشر کننده نور تا سلول‌های فتوولتایی و بیوسنسورها می‌باشد.

افت‌وخیزهای ابررسانایی به شدت بر روی خواص ترمودینامیکی و ترابرد سیستم اثر می‌گذارند. نخستین تحلیل در تصحیحات افت‌وخیز بر روی رسانش الکتریکی وقتی جفت‌ها منجر به سه سهم متفاوت آسلامازوف-لارکین، مکی-تامسون و چگالی حالت‌ها می‌شوند انجام شد. در اولی شکل‌گیری جفت‌های کوپر منجر به کانال‌های ابررسانایی موازی در فاز نرمال می‌شود. دومی به پراکندگی همدوس الکترون‌ها از ناخالصی‌ها مربوط است و در نهایت سهمی برحسب نوآرایی حالت‌های نزدیک به انرژی فرمی در اثر تشکیل جفت‌ها است. جملات آسلامازوف-لارکین و مکی-تامسون منجر به افزایش ابررسانایی در دماهای بالاتر از دماهای گذار می‌شوند.

در ابررساناهای کپه‌ای تصحیحات در رسانش کلاسیکی به صورت جمع تصحیحات چگالی حالت‌ها، آسلامازوف-لارکین، مکی-تامسون و تصحیحات جایگزیدگی ضعیف در نظر گرفت.

تصحیحات جایگزیدگی ضعیف دارای منشأ کوانتومی هستند که ناشی از تداخل کوانتومی حرکت الکترون‌ها در امتداد مسیرهای طی شده توسط الکترون است و متناسب با احتمال بازتاب یک الکترون پخش در یک محیط بی‌نظم است.

در دماهای بسیار بیشتر از دماهای گذار و میدان‌های مغناطیسی بالا تصحیحات چگالی حالت‌ها نقش غالب را ایفا می‌کنند این تصحیحات در حد میدان مغناطیسی بحرانی به ماکزیمم مقدار خود می‌رسند. در دماهای پایین تصحیحات آسلامازوف-لارکین و مکی-تامسون متناسب با مربع دما هستند. بنابراین سهم چگالی حالت‌ها در این محدوده دمایی غالب است. در حالی که در نزدیکی دمای گذار و میدان مغناطیسی بحرانی سهم‌های آسلامازوف-لارکین و مکی-تامسون نقش غالب را دارند.

در کارهای قبل تصحیحات محاسبه شده در رسانندگی الکتریکی در حد موضعی به دست آمدند. یعنی پراکندگی الکترون توسط ناخالصی‌ها با متوسط‌گیری مکانی توابع گرین منجر به توابع گرین منجر به توابع کوپرون و انتشارگر ابررسانایی موضعی شد.

در این پژوهش برای اولین بار این تصحیحات را در نمونه‌ای با غلظت ناخالصی دلخواه به طوری که هر سه حد آلوده، تمیز و بسیار تمیز را دربرگیرد محاسبه می‌کنیم. در نهایت به این نتیجه می‌رسیم که در دماهای پایین در هر دو حد تمیز و آلوده تصحیح آسلامازوف-لارکین صفر می‌شود و این تصحیح فقط در دماهای نزدیک به دمای گذار که جفت‌های کوپر مجازی وجود دارند قابل ملاحظه می‌باشد. مهمترین بخش این تحقیق استخراج روابط مربوط به توابع کوپرون و انتشارگر افت‌وخیزهای ابررسانایی برای غلظت دلخواه از ناخالصی‌ها می‌باشد که به خودی خود هر دو حد کثیف و تمیز را در برمی‌گیرد. این نتایج تا به حال در هیچ پژوهشی به دست نیامده است و برای اولین بار در این پژوهش مورد بررسی قرار گرفته و بدست آمده است.

کلید واژگان:

رساناهای دانه‌ای، تصحیح اسلامازوف-لارکین، تصحیح مکی-تامسون، تصحیح چگالی حالت‌ها، افت‌وخیزهای ابررسانایی،

ابررسانا آلوده ابررسانا تمییز

## فهرست مطالب

صفحه	عنوان
	<b>فصل اول دستگاه‌های الکترونیکی دانه‌ای</b>
۱	۱-۱- مقدمه .....
۳	۲-۱- کمیت‌های فیزیکی مربوط به مواد دانه‌ای .....
۶	۳-۱- آرایه‌ای از دانه‌های عادی .....
۶	۱-۳-۱- خواص ترابرد .....
۷	۱-۳-۱-۱- رسانندگی کلاسیکی .....
۷	۲-۱-۳-۱- ناحیه فلزی .....
۱۲	۳-۱-۳-۱- ناحیه عایق .....
۱۵	۲-۳-۱- مدل‌ها و ابزارهای تئوری .....
۱۵	۱-۲-۳-۱- هامیلتونی .....
۲۰	۲-۲-۳-۱- روش‌های نموداری برای دستگاه‌های فلزی دانه‌ای .....
۲۲	۳-۲-۳-۱- برهم‌کنش‌های کولنی و تبدیل پیمانهای .....
۲۶	۴-۲-۳-۱- تابع Ambegaokar-Eckem-Schon .....
۲۷	۴-۱- خواص فلزی آرایه‌ای از دانه‌ها در دماهای بالا .....
۲۸	۱-۴-۱- نظریه‌ی اختلال .....
۲۹	۲-۴-۱- بازبهنجارش گروه .....
۳۲	۵-۱- خواص فلزی آرایه‌ای دانه‌ای در دماهای پایین .....
۳۵	۶-۱- توصیف کلی فلزات دانه‌ای .....
۳۷	۷-۱- خواص عایقی فلزات دانه‌ای .....
۳۸	۱-۷-۱- رفتار نمایی رسانندگی .....
۳۹	۲-۷-۱- گاف مات در ناحیه‌ی جفت‌شدگی ضعیف .....
۴۰	۳-۷-۱- گاف مات در رسانش تونلی بالا .....
۴۱	۴-۷-۱- گذار عایق-فلز در آرایه‌ای دوره‌ای از دانه‌ها .....
۴۲	۸-۱- رسانندگی جهشی در فلزات دانه‌ای .....
۴۲	۱-۸-۱- چگالی حالت‌ها .....
	<b>فصل دوم دستگاه‌های ابررسانای دانه‌ای</b>
۴۶	۱-۲- خواص کلی ابررساناهای دانه‌ای .....
۴۶	۱-۱-۲- تک دانه .....
۵۰	۲-۱-۲- ابررسانای ماکروسکوپیک .....

۵۲	۳-۱-۲- ابررساناهای دانه‌ای در میدان مغناطیسی
۵۴	۴-۱-۲- خواص ترابرد ابررساناهای دانه‌ای
۵۷	۲-۲- نمودار فاز مربوط به ابررساناهای دانه‌ای
۵۷	۱-۲-۲- تابع فازی مربوط به ابررساناهای دانه‌ای
۵۹	۲-۲-۲- تقریب میدان متوسط یا میانگین
۶۳	۳-۲- میدان بحرانی بالا در ابررساناهای دانه‌ای
۶۴	۱-۳-۲- میدان بحرانی یک تک دانه
۶۶	۲-۳-۲- میدان مغناطیسی بحرانی یک نمونه دانه‌ای

### فصل سوم ترابرد گرمایی در فلزات دانه‌ای

۶۸	۱-۳- مقدمه
۶۸	۲-۳- ترابرد گرمایی در فلزات دانه‌ای
۷۶	۳-۳- تصحیحات افت‌وخیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی فلزات دانه‌ای
۷۸	۱-۳-۳- مدل‌سازی
۸۰	۲-۳-۳- بررسی تصحیحات افت‌وخیز ابررسانایی در رسانندگی گرمایی
۸۱	۱-۲-۳-۳- تصحیح چگالی حالت‌ها
۸۲	۲-۲-۳-۳- تصحیح مکی-تامسون
۸۳	۳-۲-۳-۳- تصحیح آسلامازوف-لارکین
۸۵	۴-۳- ترابرد گرمایی در فلزات دانه‌ای در رسانش تونلی پایین

### فصل چهارم مقاومت مغناطیسی ابررساناهای دانه‌ای در میدان مغناطیسی قوی

۹۳	۱-۴- مقدمه
۹۷	۲-۴- انتخاب مدل
۱۰۰	۳-۴- کاهش رسانندگی بواسطه افت‌وخیزهای DOS
۱۱۰	۴-۴- تصحیح آسلامازوف-لارکین در رسانندگی الکتریکی
۱۱۴	۵-۴- تصحیح مکی - تامسون در رسانندگی
۱۱۸	۶-۴- میدان بحرانی در ابررساناهای دانه‌ای
۱۲۳	۷-۴- اثر زیمان
۱۲۶	۸-۴- پذیرفتاری دیا مغناطیس ابررساناهای دانه‌ای
۱۲۹	۹-۴- تصحیحات در رسانندگی در دماهای پایین



عنوان

صفحه

فصل پنجم اثر افتوخیزهای ابرسانایی بر دمای گذار و بررسی اثرات غیرموضعی و ناخالصی بر رسانندگی الکتریکی نمونه دانه‌ای

۱-۵- مقدمه.....	۱۳۲
۲-۵- ارائه مدل.....	۱۳۴
۳-۵- اثر افتوخیزها و برهم‌کنش‌های کولنی بر دمای گذار.....	۱۳۴
۴-۵- توقف ابرسانایی به واسطه افتوخیزهای پارامتر نظم (سازوکار بوزونی).....	۱۳۶
۵-۵- توقف ابرسانایی به واسطه دافعه کولنی (سازوکار فرمیونی).....	۱۴۱
۶-۵- اثرات غیرموضعی و ناخالصی‌ها بر رسانندگی الکتریکی ابرسناناهای دانه‌ای.....	۱۴۷
منابع و مآخذ.....	۱۵۶

## فهرست شکل‌ها

عنوان	صفحه
شکل ۱-۱- تصویر میکروسکوپ عنصر ایندیوم ( فلز دانه‌ای ).....	۲
شکل ۱-۲- نمودار فاز ابررساناهای دانه‌ای .....	۶
شکل ۱-۳- نمودار خودانرژی تابع گرین الکترونی میانگین‌گیری شده .....	۲۱
شکل ۱-۴- نمودارهای نشان دهنده معادله دایسون .....	۲۱
شکل ۱-۵- نمودارهای نشان دهنده تصحیح رأس و برهم‌کنش کولنی بازپهنجاش شده .....	۳۲
شکل ۱-۶- نمودارهای توصیف‌کننده رسانش فلزات دانه‌ای .....	۳۳
شکل ۲-۱- وابستگی دمایی مقاومت در فیلم‌های فوق‌نازک .....	۵۱
شکل ۲-۲- بازپهنجاش انرژی کولنی یک دانه عادی در تماس با یک ابررسانای کپهای .....	۵۲
شکل ۲-۳- مقاومت به عنوان تابعی از دما در یک نمونه دانه‌ای .....	۵۵
شکل ۲-۴- مقاومت دما پایین نمونه‌های دانه‌ای سه بعدی AI تابعی از میدان مغناطیسی .....	۵۶
شکل ۲-۵- نمودار فاز ابررساناهای دانه‌ای .....	۶۱
شکل ۲-۶- نمودار فاز صفر آرایه‌ای از دانه‌های ابررسانا .....	۶۲
شکل ۳-۱- نمودار نشان دهنده: انتشارگر پخشی، رئوس برهم‌کنشی و بازپهنجاش شده و برهم‌کنش کولنی مؤثر ۷۳	۷۳
شکل ۳-۲- نمودار توصیف‌کننده رسانندگی گرمایی .....	۷۴
شکل ۳-۳- نمودار مربوط به رسانندگی گرمایی .....	۷۸
شکل ۳-۴- نمودارهای نشان دهنده سهم افت و خیز در رسانندگی گرمایی .....	۸۱
شکل ۳-۵- نمودارهای نشان دهنده تصحیحات آسلامازوف-لارکین .....	۸۲
شکل ۴-۱- آرایه‌ای از دانه‌های فلزی .....	۹۷
شکل ۴-۲- نمودارهای توصیف‌کننده تصحیحات $MT$ و $AL, DOS$ .....	۹۹
شکل ۴-۳- نمودارهای رأس ناخالصی .....	۱۰۱
شکل ۴-۴- انتشارگر افت‌وخیزهای ابررسانایی .....	۱۰۳
شکل ۴-۵- نمودار توصیف‌کننده $F_{eff}^2$ .....	۱۰۴
شکل ۴-۶- توقف $DOS$ ناشی از افت‌وخیزهای ابررسانایی .....	۱۰۸
شکل ۴-۷- نمونه‌ای از تصحیحات مراتب بالا در $DOS$ .....	۱۰۸
شکل ۴-۸- نمودار شمارنده انتگرال .....	۱۱۵
شکل ۵-۱- نمودارهای نشان دهنده عوامل مؤثر در کاهش دمای گذار .....	۱۳۶

## عنوان

## صفحه

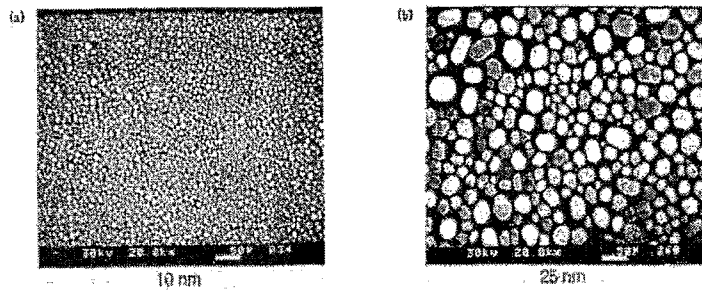
- شکل ۵-۲- نمودارهای توصیف کننده انتشارگر کوپرون، بازبهنجارش رئوس برهم کنشی و انتشارگر ابررسانایی ۱۳۷
- شکل ۵-۳- نمودارهای نشان دهنده تصحیحات دمای انتقال ناشی از افت و خیزهای ابررسانایی ..... ۱۳۷
- شکل ۵-۴- نمودارهای توصیف کننده تصحیحات خود اثرژی انتشارگر تک الکترونی ..... ۱۳۸
- شکل ۵-۵- نمودارهای توصیف کننده انتشارگر پخشی بازبهنجارش و برهم کنش های کولنی استتاری. .... ۱۴۱
- شکل ۵-۶- نمودار میانگین گیری عوامل مؤثر در کاهش دمای گذار ..... ۱۴۲
- شکل ۵-۷- نمودارهای میانگین گیری توصیف کننده بازبهنجارش رئوس برهم کنشی کولنی استتاری. .... ۱۴۳
- شکل ۵-۸- نمودارهای سهمیم در رسانش فلزات دانه ای ..... ۱۴۹
- شکل ۵-۹- نمودار انتشارگر افت و خیزهای دانه ای ..... ۱۵۰

## فصل اول: سیستم‌های الکترونیکی دانه‌ای

### ۱-۱- مقدمه

رساناهای دانه‌ای دسته جدیدی از مواد مصنوعی با خواص تونل‌زنی قابل کنترل در مقیاس نانو هستند که از دانه‌هایی با ابعاد متغییر از چند صد نانومتر تشکیل شده‌اند و از آنها به عنوان نانو کریستال‌ها یاد می‌شود. این دانه‌ها به اندازه کافی بزرگ‌اند تا ساختار الکترونیکی متمایزی داشته باشند و از طرف دیگر به اندازه کافی کوچک‌اند تا ذاتاً "مزوسکوپیکی" باشند بطوریکه اثرات کوانتومی در ترازهای انرژی الکتریکی آنها وجود داشته باشد. گستره کاربرد این مواد از وسایل منتشر کننده نور تا سلول‌های ولتایی و بیوسنسورها می‌باشند. از بین روش‌های رایج در ساخت چنین موادی می‌توان به تبخیر حرارتی و تکنیک‌های واپاشی اشاره کرد. طی چنین فرآیندهایی مولفه‌های فلزی یا عایق به طور همزمان بر روی یک زمینه قرار می‌گیرند. پخش مولفه‌های فلزی منجر به شکل‌گیری دانه‌های فلزی کوچکی معمولاً با قطر ۳-۵۰ نانومتر می‌شود (شکل ۱-۱). با توجه به مواد مورد استفاده می‌توان دستگاه‌های مغناطیسی، ابررسانا، عایق و ... را بدست آورد.

درسال‌های اخیر پیشرفت‌های قابل توجهی در طراحی رساناهای دانه‌ای با پارامترهای ساختاری قابل کنترل صورت گرفته است. دانه‌ها می‌توانند توسط مواد آلی یا غیرآلی پوشانیده شوند که این مواد آنها را به هم متصل و جفت‌شدگی بین آنها را ایجاد می‌کنند.



شکل ۱-۱- تصویر میکروسکوپ الکترونی عنصر ایندیوم تبخیر شده بر روی  $SiO_2$  [۱]

با تغییر اندازه و شکل دانه‌ها می‌توان اثرات کوانتومی محصور شده در دانه را تغییر داد. به ویژه، با تغییر پارامترهای میکروسکوپی می‌توان مواد دانه‌ای فلزی خوب یا عایق تهیه کرد. که رسانندگی الکتریکی آنها به صورت تابعی از قدرت جفت‌شدگی تونلی بین دانه‌های همسایه است، بنابراین رساناهای دانه‌ای دستگاه‌های مناسبی برای مطالعه گذار عایق-فلز و پدیده‌های مربوط به این گذار می‌باشند.

برای آرایه‌ای از دانه‌های فلزی در ناحیه عایق وابستگی دمایی رسانندگی الکتریکی به صورت زیر است [۲]:

$$\sigma(T) \approx \exp\left(-\sqrt{T_0/T}\right) \quad (1-1)$$

که در آن  $T_0$  ثابت وابسته به ماده است. ولی برای ناحیه فلزی وابستگی دمایی این رسانندگی به صورت [۳]

$$\sigma(T) = a + b \ln T \quad (2-1)$$

است که در آن  $a$  و  $b$  ثابت‌های وابسته به ماده هستند. این رفتار لگاریتمی در نمونه‌های دو و سه بعدی مشاهده شده است [۴]. میانگین فاصله ترازهای انرژی در یک تک دانه متناسب با عکس حجم تک دانه است یعنی:

$$\delta = (vV)^{-1} \quad (3-1)$$

که در آن  $V$  حجم دانه و  $v$  چگالی حالت‌ها در تراز فرمی می‌باشند. برای ذرات فلزی با اندازه چندین نانومتر، پارامتر  $\delta$  از مرتبه چندین کلون است. در محدوده دمایی  $\delta > T$  اثرات کوانتومی مهم نیستند. در حقیقت هر دو رفتار دمایی رسانندگی یعنی روابط (۱-۱) و (۲-۱) در ناحیه  $\delta > T$  مشاهده شده‌اند. اگر دانه‌ها ابررسانا باشند [۵] اثرات جالبی از جمله توقف ابررسانایی که ناشی از افت و خیزهای ابررسانایی است را نیز می‌توان مشاهده کرد.

## ۲-۱- کمیت‌های فیزیکی مربوط به مواد دانه‌ای

همانطور که گفته شد، فلزات دانه‌ای به صورت آرایه‌ای از ذرات فلزی مزوسکوپیگ با اندازه و شکل یکسان هستند که جفت‌شدگی الکتریکی بین دانه‌ها از طریق ماتریس تونلی مشخص می‌شود. چینش دانه‌ها ممکن است دوره‌ای یا غیر دوره‌ای باشد.

اثر بی‌نظمی در مکان دانه‌ها و قدرت جفت‌شدگی تونلی، بر روی ویژگی‌های فیزیکی دستگاه‌های دانه‌ای در نمونه‌های فلزی و عایق متفاوت است. اگر جفت‌شدگی بین دانه‌ها به حد کافی قوی باشد دستگاه رسانای خوبی است و چینش دانه‌ها به صورت منظم و یا بی‌نظم مهم نیست.

پارامتر اساسی تعیین‌کننده اغلب خواص فیزیکی آرایه‌ای از فلزات دانه‌ای، رسانش تونلی میانگین بین دانه‌های همسایه  $G$  است. مناسب است که کمیت بدون بعد  $g$  که برحسب واحد رسانش کوانتومی  $e^2/\hbar$  بیان می‌شود

$$\text{را به صورت } g = \frac{G}{2e^2/\hbar} \text{ معرفی می‌کنیم.}$$

خواهیم دید نمونه‌هایی با  $g \geq 1$  خواص فلزی از خود نشان می‌دهند و نمونه‌هایی با  $g < 1$  رفتار عایق از خود نشان می‌دهند.

یکی از مهمترین پارامترهای انرژی در دستگاه‌های دانه‌ای، انرژی کولنی تک دانه  $E_c$  است. این انرژی معادل تغییر انرژی یک تک دانه، وقتی که یک الکترون از آن برداشته یا به آن اضافه می‌شود است و نقش اساسی در خواص تراورد در ناحیه عایق وقتی الکترون‌ها در دانه‌ها جایگزیده هستند، ایفا می‌کند. فیزیک حالت عایق ارتباط نزدیکی با سد کولنی ناشی از یک تک دانه متصل به یک مخزن فلزی دارد [۶].

ویژگی‌های اصلی پدیده سد کولنی را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

(i) اگر دانه‌ها دارای جفت‌شدگی ضعیف باشند ( $g \ll 1$ )، بار بر روی هر دانه همیشه کوانتیده است و این ناحیه، سد کولنی نامیده می‌شود.

(ii) در حد مخالف  $g \gg 1$ ، اثرات کوانتش بار قابل چشم‌پوشی می‌باشند و الکترون‌ها آزادانه بین منبع و دانه مبادله می‌شوند.

اگرچه دستگاه‌هایی که ما در نظرمی‌گیریم به صورت آرایه‌ای از دانه‌ها هستند که به هم متصلند و نه یک تک دانه که به یک ماده کپه‌ای جفت شده باشد، ولی رفتار مشابهی انتظار می‌رود. در ناحیه جفت‌شدگی قوی بین دانه‌ای ( $g \gg 1$ )، الکترون‌ها به آسانی در نمونه دانه‌ای انتشار می‌یابند و برهم‌کنش‌های کولنی استتار می‌شوند.

بالعکس در محدوده جفت‌شدگی ضعیف ( $g \ll 1$ )، بار بر روی هر دانه کوانتیده است و رفتار سد کولنی استاندارد انتظار می‌رود. در این مورد الکترون بایستی بر سد الکتروستاتیک از مرتبه  $E_C$  غلبه کند تا به دانه همسایه جهش یابد و ترابرد در انرژی‌های پایین تر از  $E_C$  امکان پذیر نیست.

از این پس فرض می‌کنیم که، فاصله میانگین بین ترازهای انرژی در یک تک دانه  $\delta$  (معادله (۳-۱)) کوچکترین مقیاس انرژی است. به ویژه در تمامی موارد فرض می‌کنیم که رابطه  $\delta \gg E_C$  برقرار باشد. این شرط برای ذرات فلزی با اندازه نانومتری و همچنین وقتی مقدار زیاد چگالی حالت‌های انرژی را در فلز به حساب می‌آوریم واقع‌بینانه است.

نکته مهم دیگر این است که رسانش بین دانه‌ای  $g$  به مراتب کمتر از رسانش درون دانه‌ای  $g_0$  است:

$$g \ll g_0 \quad (۴-۱)$$

رسانش درون دانه‌ای  $g_0$  از پراکندگی توسط ناخالصی‌ها یا مرز دانه‌ها ناشی می‌شود و نامساوی بالا به معنی آن است که دانه‌ها ناخالصی چندانی ندارند. رسانش  $g_0$  را می‌توان رسانش فیزیکی یک تک دانه مکعبی برحسب واحد رسانش کوانتومی  $e^2/h$  تعریف کرد. همچنین رسانش  $g_0$  به انرژی تالس توسط رابطه  $g_0 = E_{Th} / \delta$  مربوط می‌شود که انرژی تالس به صورت رابطه زیر است:

$$E_{Th} = D_0 / a^2 \quad (۵-۱)$$

که  $D_0 = \frac{V_F^2 \tau}{d}$  ضریب پخش کلاسیکی،  $V_F$  سرعت فرمی و  $\tau$  زمان پراکندگی کشسان درون دانه‌ها،  $d$  بعد دانه و  $a$  شعاع دانه‌ها می‌باشند. اگر دانه‌ها تقریباً خالص باشند الکترون‌های درون دانه دارای حرکت پروازی هستند و مسیر آزاد میانگین  $l = V_F \tau$  را می‌توان توسط اندازه دانه‌ها یعنی  $2a$  جایگزین کرد.

انرژی تالس رابطه (۵-۱)، متناسب با معکوس مدت زمانی است که الکترونی یک دانه را طی می‌کند. انرژی تالس  $E_{Th}$  بیشتر از  $\delta$  است و بنابراین رسانش درون دانه‌ای  $g_0$  همیشه بزرگتر از یک است، در حالی که رسانش بین دانه‌ای ممکن است بزرگتر یا کوچکتر از واحد باشد.

پارامترهای بالا، دسته کاملی از متغیرهایی هستند که خواص فلزات دانه‌ای عادی را تعیین می‌کنند.

اگر ذرات تشکیل دهنده نمونه ابررسانا باشند رفتار چنین دستگاه‌هایی با اضافه کردن پارامتر انرژی دیگری که همان پارامتر گاف ابررسانایی  $\Delta$  مربوط به یک تک دانه است، مورد بررسی قرار می‌گیرد. اگر جفت‌شدگی بین دانه‌ها به حد کافی قوی باشد دستگاه در دماهای پایین می‌تواند ابررسانا باشد که خواص چنین ابررسانایی مشابه

یک ابرسانای کپه‌ای است. در حد مخالف یعنی در جفت‌شدگی ضعیف بین دانه‌ای، آرایه‌ای از دانه‌های ابرسانا می‌توانند در دمای  $T = 0$  به عایق تبدیل شوند. در این ناحیه جفت‌های کوپر در هر دانه به طور موضعی شکل می‌گیرند ولی به دلیل دافعه شدید کولنی که منجر به سد کولنی می‌گردد در دانه‌ها جایگزیده باقی می‌مانند. به همین دلیل تعداد جفت‌های کوپر در هر دانه ثابت می‌ماند و مطابق اصل عدم قطعیت منجر به افت و خیز شدیدی در فاز می‌شود. بنابراین همدوسی تابع موج از بین می‌رود و ابرسانایی ماکروسکوپی سراسری متوقف می‌شود. این اثر را می‌توان با استفاده از مدلی از دانه‌های ابرسانا که با اتصالات جوزفسون به هم متصل‌اند توصیف کرد. چنین دستگاه‌هایی توسط سه پارامتر انرژی مشخص می‌شوند، گاف ابرسانایی تک دانه  $\Delta$ ، جفت‌شدگی جوزفسون  $J$  و انرژی کولنی هر دانه  $E_C$ .

در جفت‌شدگی قوی جوزفسون  $\langle\langle J \rangle\rangle E_C$ ، افت و خیزها متوقف می‌شوند و حالت ابرسانایی در دماهای پایین تشکیل می‌شود.

در جفت‌شدگی ضعیف جوزفسون  $\langle\langle E_C \rangle\rangle J$ ، سد کولنی ظاهر می‌شود و جفت‌های کوپر جایگزیده می‌شوند و دستگاه در دمای  $T \rightarrow 0$  به حالت عایق می‌رود.

توجه می‌کنیم که حتی در حالت عایق هم گاف ابرسانایی  $\Delta$  در هر دانه وجود دارد و مقدار آن نزدیک به گاف ماده کپه‌ای است مشروط به اینکه  $\delta \ll \Delta$  باشد. اگر این شرط برقرار نباشد گاف ابرسانایی کاهش می‌یابد یا کاملاً از بین می‌رود.

در دماهای پایین، جفت‌شدگی جوزفسون  $J$  را می‌توان توسط رسانش تونلی  $g$  به صورت  $J = \frac{\pi g \Delta}{2}$

بیان کرد [۷]. می‌توان نتیجه گرفت که گذار بین حالت‌های عایق و ابرسانایی در  $g \approx \frac{E_C}{\Delta}$  اتفاق می‌افتد. این

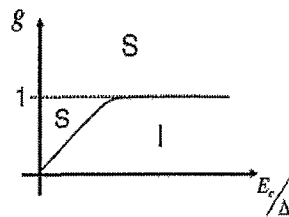
تخمین ساده در ناحیه جفت‌شدگی ضعیف  $g \ll 1$  با فرض  $E_C \ll \Delta$  برقرار است. در جفت‌شدگی‌های قوی‌تر

$E_C$  به صورت  $E_C \rightarrow \tilde{E} - \frac{\Delta}{g}$  به واسطه رسانش تونلی بین دانه‌های همسایه بازبهنجار می‌شود [۸]. بنابراین در

حد جفت‌شدگی قوی  $g \gg 1$ ، انرژی کولنی موثر  $\tilde{E}$  همیشه کوچکتر از جفت‌شدگی جوزفسون  $(\tilde{E} \langle J \rangle)$

است که بیانگر ابرسانا بودن حالت زمینه است. خلاصه بحث بالا در نمودار شکل (۱-۲) نشان داده شده است [۹].





شکل ۲-۱- نمودار فاز برای ابررساناهای دانه‌ای در دمای  $T = 0$ . نماد S و I نشان دهنده حالت‌های عایق و ابررسانایی هستند.

برای بسیاری از نمونه‌های ابررسانا که قابل دسترس برای آزمایش هستند،  $\frac{E_c}{\Delta}$  بزرگ است. در این مورد همانگونه که از نمودار (۲-۱) مشاهده می‌شود، گذار بین حالت‌های ابررسانایی و عایق در  $T \rightarrow 0$  و  $g \approx 1$  اتفاق می‌افتد [۱۰].

برای بیشتر نمونه‌های آزمایشگاهی در دسترس اندازه دانه به مراتب کوچکتر از طول هم‌دوسی ابررسانا کپه‌ای است

$$a \ll \xi_0 \quad (6-1)$$

از این رو می‌توان از تغییرات پارامتر نظم  $\Delta$  در داخل دانه‌ها چشم‌پوشی کرد و به عبارت دیگر با یک دانه همانند یک جسم صفر بعدی رفتار کرد.

### ۳-۱- آرایه‌ای از دانه‌های عادی

#### ۳-۱-۱- خواص ترابرد

نخست خواص دستگاه‌های دانه‌ای متشکل از دانه‌هایی در حالت عادی را در نظر می‌گیریم. شناخت بهتر دستگاه و ارائه فرمول‌های مناسب برای توصیف آن منجر به توافق بیشتر نتایج نظری با نتایج آزمایشگاهی می‌شود

#### ۳-۱-۱-۱- رسانندگی کلاسیکی

پارامتر اساسی که تعیین کننده خواص ترابرد در مواد دانه‌ای است، رسانش تونلی  $g$  می‌باشد. در ناحیه‌ی با جفت‌شدگی قوی  $1 \ll g$  آرایه دانه‌ای فلز و در ناحیه جفت‌شدگی ضعیف  $1 \ll g$  عایق است. حالت عایق به واسطه برهم کنش‌های کولنی قوی ایجاد می‌شود.

غیر از اثرات برهم کنش‌های کولنی اثرات تداخلی کوآتومی نقش مهمی در رسانندگی پایین نمونه ایفا می‌کنند.

در دستگاه‌های بی‌نظم همگن اثرات تداخلی منجر به جایگزیدگی حالت‌های الکترونی در غیاب برهم‌کنش‌ها می‌شوند [۱۱].

در ناحیه فلزی و در دماهای به حد کافی بالا، هم‌بستگی کولنی و اثرات تداخلی ضعیف هستند. در این مورد رسانندگی جهانی نمونه  $\sigma_0$  توسط رابطه کلاسیکی درود داده می‌شود. به ویژه برای یک آرایه دوره‌ای مکعبی می‌توان نوشت:

$$\sigma_0 = 2e^2 ga^{2-d} \quad (۷-۱)$$

رابطه (۷-۱) برای دانه‌هایی با بی‌نظمی‌های داخلی معتبر است. هنگامی که الکترون از دانه‌ای به دانه مجاور می‌جهد، تکانه پایسته نمی‌ماند و این امر منجر به رسانندگی محدود  $\sigma_0$  می‌شود. ثابت رسانش  $g$  به خواص میکروسکوپی و اتصالات وابسته است. در اغلب موارد رسانش بین دانه‌ای  $g$  را می‌توان به عنوان یک پارامتر بدون بعد پدیده‌شناسی کنترل کننده دستگاه در نظر گرفت. با کاهش دما برهم‌کنش‌های کولنی نیز اهمیت می‌یابند و رابطه (۷-۱) برقرار نیست.

### ۱-۳-۱-۲- ناحیه فلزی

در ناحیه فلزی الکترون‌ها به آسانی از دانه‌ای به دانه دیگر تونل‌زنی می‌کنند. مدت زمانی که الکترون در داخل یک دانه سپری می‌کند ( $\tau_0$ )، نقش مهمی در ناحیه فلزی ایفا می‌کند. انرژی متناظر  $\Gamma$  به صورت  $\Gamma = \tau_0^{-1}$  است و توسط رابطه زیر به رسانش تونلی و فاصله میانگین ترازهای انرژی مرتبط می‌شود

$$\Gamma = g\delta \quad (۸-۱)$$

انرژی  $\Gamma$  را می‌توان به عنوان پهنای توزیع ترازهای انرژی در یک دانه در نظر گرفت. در حد رسانش بالا یعنی  $1 \gg g$  با افزایش  $\delta$ ، گسستگی ترازهای انرژی در یک تک دانه با اهمیت می‌شود.

از آنجایی که حرکت الکترون‌ها در مقیاسی بیشتر از اندازه یک دانه اغلب حرکت پخشی است، می‌توان حرکت الکترون‌ها را در مقیاس زمانی بزرگتر از  $\Gamma^{-1}$  با ضریب پخش موثر به صورت زیر تعریف کرد:

$$D_{eff} = \Gamma a^2 \quad (۹-۱)$$

بنابراین مطابق رابطه انیشتین داریم

$$\sigma_0 = 2e^2 v D_{eff} \quad (۱۰-۱)$$

برای یک آرایه دوره‌ای روابط (۷-۱) و (۱۰-۱) هم‌ارز می‌باشند ولی رابطه (۱۰-۱) کلی‌تر از (۷-۱) است. این رابطه با تعریف یک ثابت پخشی مناسب  $D_{eff}$  قابل کاربرد برای آرایه‌ای با ترتیب دانه‌ای دلخواه است. مقیاس انرژی  $\Gamma$  نقش مهمی را ایفا می‌کند، بسیاری از کمیت‌های فیزیکی با توجه به اینکه انرژی آنها بیشتر یا کمتر از  $\Gamma$  است رفتار متفاوتی دارند. آزمایش‌های انجام شده روی فلزات بی‌نظم همگن دو علت اصلی که موجب تغییر رسانندگی کلاسیکی  $\sigma_0$  در رابطه (۷-۱) می‌شود را نشان می‌دهند:

(i) برهم‌کنش الکترون-الکترون [۱۲]

(ii) اثرات تداخلی کوانتمی [۱۳]

برای فهم کیفی اثرات برهم‌کنش مقیاس‌های زمانی  $\tau_T \approx \hbar/T$  و فضایی متناظر  $L_T = \sqrt{D_{eff}/T}$  را تعریف می‌کنیم. انتظار می‌رود رفتار تصحیح برهم‌کنش برای  $L_T < a$  و  $L_T > a$  متفاوت باشند. وقتی از رابطه (۹-۱) برای پیدا کردن ثابت پخشی موثر  $D_{eff}$  استفاده می‌کنیم، بی‌درنگ مشاهده می‌شود که این شرایط حضور دو ناحیه دمایی متفاوت  $\Gamma < T$  و  $\Gamma > T$  نسبت به سهم برهم‌کنش‌ها را مشخص می‌کنند. تصحیح در رسانندگی به واسطه برهم‌کنش کولنی را می‌توان مجموعی از سهم‌هایی که از انرژی‌های  $\varepsilon < \Gamma$  و  $\varepsilon > \Gamma$  بدست می‌آیند در نظر گرفت [۱۴].

اگر این تصحیحات را به ترتیب  $\delta\sigma_1$  و  $\delta\sigma_2$  متناظر با انرژی‌های بیشتر و کمتر از  $\Gamma$  بنامیم، خواهیم داشت.

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 \quad (11-1)$$

که در آن

$$\frac{\delta\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{1}{2\pi d g} \ln \left[ \frac{gE_c}{\max(T, \Gamma)} \right] \quad (12-1)$$

و

$$\frac{\delta\sigma_2}{\delta_0} = \begin{cases} \frac{\alpha}{12\pi^2 g} \sqrt{\frac{T}{\Gamma}} & d=3 \\ -\frac{1}{4\pi^2 g} \ln \frac{\Gamma}{T} & d=2 \\ \frac{-\beta}{4\pi g} \sqrt{\frac{T}{\Gamma}} & d=1 \end{cases} \quad (13-1)$$

که در آن  $\alpha \approx 1.83$  و  $\beta \approx 3.13$  ثابت‌های عددی هستند [۱۴].

در رابطه (۱-۱۲)، سهم انرژی‌های بالا ( $\delta\sigma_1$ )، بعد آرایه به عنوان ضریبی وارد شده که به معنی مقدار جهانی است اما سهم مربوط به انرژی‌های پایین ( $\delta\sigma_2$ ) یعنی رابطه (۱-۱۳) اساساً دارای اشکال متفاوتی برای آرایه‌هایی با ابعاد متفاوت است.

در دماهای بالا  $\Gamma > T$  تصحیح  $\delta\sigma_1$  رابطه (۱-۱۲) به صورت لگاریتمی با کاهش دما افزایش می‌یابد و با کاهش بیشتر دما این تصحیح در  $T \approx \Gamma$  اشباع می‌شود و در  $T < \Gamma$  ثابت باقی می‌ماند. تصحیح  $\delta\sigma_2$  مربوط به انرژی‌های پایین  $\Gamma < \varepsilon$ ، مشابه رابطه‌ای است که برای فلزات بی‌نظم همگن بدست آمده است [۱۵]. در حد دماهای پایین این جمله وابستگی دمایی رسانندگی الکتریکی را تعیین می‌کند ولی سهم مستقل از دمای  $\delta\sigma_1$  نیز در این محدوده از دماها وجود دارد و بزرگتر از سهم  $\delta\sigma_2$  می‌باشد.

با بازنویسی سهم انرژی‌های پایین  $\delta\sigma_2$  بر حسب ضریب پخش موثر  $D_{eff}$  از رابطه (۱-۹) تصحیحات آلتشیولر و آرانوف دوباره ایجاد می‌شوند [۱۵]. این امر نشان دهنده مشخصه جهانی رفتار بزرگ مقیاس دستگاه‌های بی‌نظم است. در واقع مدل فلز دانه‌ای را می‌توان به یک محیط بی‌نظم موثر در فاصله‌ای بزرگتر از اندازه دانه تبدیل کرد. سهم  $\delta\sigma_1$  که مربوط به انرژی‌های بزرگتر از  $\Gamma$  است نتیجه‌ای برای فلزات دانه‌ای است و برای فلزات بی‌نظم همگن وجود ندارد.

حال به بررسی اثرات تداخلی کوانتومی (جایگزیدگی ضعیف) که در دستگاه‌های بدون برهم‌کنش الکترون-الکترون وجود دارند، می‌پردازیم. در ناحیه فلزی، جایی که نظریه اختلال برحسب معکوس رسانش تونلی  $\frac{1}{g}$  برقرار است تصحیحات برهم‌کنش و جایگزیدگی ضعیف می‌توانند به طور جداگانه در نظر گرفته شوند. تصحیحات جایگزیدگی ضعیف دارای منشأ کوانتومی هستند که ناشی از تداخل کوانتومی حرکت الکترون‌ها در امتداد مسیرهای طی شده توسط الکترون است و متناسب با احتمال بازتاب یک الکترون پختی در یک محیط بی‌نظم است. در رساناهای یک یا دو بعدی احتمال بازگشت یک است و مسیرهای بازگشت طول بی‌نهایت دارند بنابراین انتشار الکترون‌های همدوس منجر به واگرایی جایگزیدگی ضعیف می‌گردد.

در تطابق با محیط‌های بی‌نظم موثر می‌توان نتایج آلتشیولر و آرانوف<sup>۱</sup> برای فلزات بی‌نظم همگن را با تعریف طول موثر  $L_\phi = \sqrt{D_{eff}\tau_\phi} \approx a\sqrt{\Gamma\tau_\phi}$  که در آن  $\tau_\phi$  زمان واهلش فاز و مقیاسی است برای تعیین اثرات تداخلی در فلزات دانه‌ای نیز به کاربرد. در دماهای پایین  $\tau_\phi$  بزرگ است و طول  $L_\phi$  می‌تواند بزرگتر از اندازه یک تک دانه باشد. در این محدوده دمایی مسیر الکترون بزرگ است و تعداد زیادی دانه را طی می‌کند و بنابراین رفتاری مشابه

<sup>۱</sup> Altshuler and Aronov