

خواص ساختاری، الکترونی و دینامیک شار ابررسانای $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$

محمد رضا محمدی زاده و محمد اخوان

آزمایشگاه تحقیقاتی مغناطیس (MRL)، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

(دریافت مقاله: ۸۲/۳/۳۰ ؛ پذیرش: ۸۲/۹/۲۶)

چکیده

به منظور مطالعه خواص ساختاری، الکترونی و دینامیک شار، نمونه‌های تک فاز و چند بلوری $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ با $0 \leq x \leq 1$ ساخته و مورد ارزیابی قرار گرفتند. نحوه تغییرات پارامترهای شبکه و حجم سلول واحد برحسب آرایش $Pr(x)$ ، مقدار اکسیژن بیشتر از δ ، مشاهده حد حل پذیری و بروز گذار اورتورومبیک - تتراگونال برحسب x و عدم مشاهده هرگونه فاز ناخالصی بر پایه Gd همگی حاکی از حضور اتم Pr در مکان Ba است. چنین ادعایی از مقایسه کمیتهای بالا با موارد مشابه در ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_2O_{7-\delta}$ و همچنین مقادیر مختلف آرایش بحرانی Pr برای بروز گذار ابررسانا- عایق در دو ترکیب بالا به خوبی قابل اثبات است. در بعضی از مقادیر آرایش Pr یک برآمدگی نامتعارف در منحنی $\rho(T)$ در دمای حدود $90K-80K$ مشاهده شد. حضور اتم‌های Ba در مکان اتم نادر زمین (R) منجر به بروز ابررسانایی در برخی از نواحی دانه‌ها شده است که به صورت یک برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ مشاهده می‌شود. رژیم غالب رسانشی فاز هنجار نمونه‌ها، رسانش پرشی با برد متغیر در دو بعد ($2D-VRH$) به دست آمده است. آرایش Pr قویاً حاملها را در فاز هنجار جایگزیده کرده که سرانجام منجر به اضمحلال ابررسانش می‌شود. مقدار آرایش بحرانی Pr برای اضمحلال ابررسانایی (گذار ابررسانا- عایق) در ترکیب مورد مطالعه، 0.35 و برای مشاهده گذار فلز-عایق، 0.2 است. مطالعه ترکیبات دیگر ابررساناهای دمای بالا نیز حاکی از تمایز این دو گذار است. حضور Pr در مکان Ba در ساختار ترکیبات 123 $HTSC$ ، افزایش دمای گشایش شبه‌گاف T_g و اضمحلال ابررسانش پایه $Gd-123$ می‌شود. مطالعه T_g در دو ترکیب یاد شده نیز حاکی از اثر مخرب تر Pr در مکان Ba نسبت به مکان R است. نمودار فاز ارائه شده بر اساس تغییرات دمای گذار ابررسانایی و دمای گشایش شبه‌گاف برحسب میزان آرایش حفره شبیه نمودارهای فاز میدان متوسط ارائه شده همانند RVB است. مقاومت مغناطیسی نمونه‌ها نیز اندازه‌گیری شدند و در چارچوب مدل‌های خزش شار و AH مورد بررسی قرار گرفتند. چگالی جریان بحرانی به دست آمده، $H_{c2}(0)$ ، $H_{c2}(T)$ و طول هم‌دوسی ابررسانایی ξ نشان می‌دهند که آرایش Pr همانند ارتباطات ضعیف، انرژی میخکوبی شار مغناطیسی را کاهش می‌دهد. همچنین رفتار دو بعدی $HTSC$ به خصوص ترکیبات اخیر در مقایسه با سیستم‌های الکترونی دو بعدی یعنی $MOSFET$ ها و لایه‌های بسیار نازک ابررساناهای متعارف مورد مطالعه قرار گرفتند. وجود شباهت‌های زیاد در این سیستم‌ها می‌تواند ناشی از منشأ فیزیکی یکسانی باشد. چنین مطالعه مقایسه‌ای می‌تواند فیزیک پیچیده ابررساناهای دمای بالا و گازهای الکترونی دو بعدی را بیشتر قابل ارزیابی قرار دهد. نتایج این تحقیق حاکی از اهمیت مکان Pr در ترکیبات 123 $HTSC$ برای فهم سازوکار اضمحلال ابررسانش توسط آرایش Pr است. بنابراین، هر نظریه جامع باید براساس مکان Pr در سلول واحد ارائه شده و در مقایسه با نتایج تجربی نیز به ترتیبی، مکان Pr باید به‌طور دقیق تعیین شود.

واژه‌های کلیدی: $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ ، جاینشینی Pr ، شبه‌گاف، جنبه‌های دو بعدی، مقاومت مغناطیسی، دینامیک شار

۱. مقدمه

اساسی با ترکیب $Y-123$ نداشته است. در این میان Pr تنها عنصری است که ساختار پایدار اورتورومبیک را تشکیل داده لیکن ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_2O_{7-\delta}$ ابررسانا نیست. وجود چنین استثنایی از آن جهت که دلیل عدم ابررسانش در این ترکیب ممکن است در شناخت سازوکار ابررسانش در $HTSC$ کمک کند مورد توجه قرار گرفته است. نقش Pr در

پس از کشف ابررساناهای دمای بالا ($HTSC$) توسط بدنورز و مولر در سال ۱۹۸۶ م، به سرعت ترکیب $(Y-123)YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ساخته شد و مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. با قرار گرفتن عناصر نادر زمین (R) به جای Y خواص ترکیب جدید از جمله دمای گذار ابررسانایی تفاوت

عایق گونه از خود نشان می‌دهد [۸]. در مدل *Fehrenbacher* و *Rice* (FR) یک هامیلتونی ارائه شده است تا ساختار الکترونی $Pr-123$ شرح داده شود [۹]. در این مدل سازوکارهای غیر ذاتی از جمله، حساسیت شدید زنجیره‌های یک بعدی $Cu-O$ و ظرفیت مخلوط $P^{4+} - P^{3+}$ به تهی‌جاییهای اکسیژن و دررفتگیهای دیگر، مسئول اضمحلال ابررسانش در $Pr-123$ شناخته شده‌اند. ونگ و همکارانش بر اساس مدل *FR* هامیلتونی ارائه کردند که علی‌رغم مدل *FR*، گذار فلز-عایق در ترکیب $Y_{1-x}Pr_x-123$ را به‌عنوان یک خاصیت ذاتی توضیح می‌دهد [۱۰]. در این مدل سه حالت نزدیک سطح فرمی: موسوم به حالت *ZR*، حالت *FR* و حالت زنجیره $Cu-O$ با هم در رقابتند. با آرایش Pr حفره‌های موجود در حالت *ZR* به حالت *FR* منتقل شده و با افزایش مقدار آرایش، حفره‌های زنجیره‌ها نیز به حالت *FR* منتقل می‌شوند و در نهایت در $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ همه حفره‌ها در حالت *FR* جای گرفته و در رسانش شرکت نمی‌کنند. در مدل *LM* بر اساس محاسبات *LDA+U* ساختار الکترونی $Pr-123$ ، هیبریداسیون *RE-O* تشکیل نوار پهنی را می‌دهد که تنها در $Pr-123$ تراز فرمی را قطع می‌کند و حفره‌های نوار $Cu-O$ را می‌بلعد [۱۱]. در مدل همزیستی یک هامیلتونی مناسب با لحاظ کردن هر دو اثر پرشدگی حفره و شکست جفت ارائه شده است [۱۲]. همچنین بر اساس نظریه پرکولاسیون، مقدار آرایش بحرانی Pr در ترکیب $Y_{1-x}Pr_x-123$ جهت اضمحلال ابررسانش به‌خوبی پیش‌بینی شده است [۱۳]. در مدل بد-جانشینی^۳ حضور ناخواسته اتمهای Pr در مکان اتمهای Ba باعث شکست جفتهای ابررسانا می‌شود و در نتیجه ابررسانایی از بین می‌رود [۱۴].

علی‌رغم مدلها و توجیحات مختلفی که برای عدم ابررسانش $Pr-123$ ارائه شده‌اند، ساخت ابررسانای $Pr-123$ توسط زو^۴ و همکارانش در سال ۱۹۹۸، نقطه عطفی در نحوه نگرش به مسئله $Pr-123$ شد [۱۵]. هم اکنون گزارش ساخت

ابررساناهای دمای بالا در مرجع [۱] مرور شده است. بنابراین گروههای زیادی ترکیبات $(R_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (عنصر نادر زمین و $R=Y$) را از زاویه‌های مختلف مورد بررسی قرار داده‌اند [۲]. به تازگی پیشرفتهای ابررسانایی دمای بالا در کتابی به زبان فارسی مرور شده است [۳].

بر اساس شواهد تجربی و مدل‌های نظری مختلف، تلاش بسیاری برای توضیح رفتار عایق‌گونه $Pr-123$ شده است. در نظریه شکست جفت به دلیل زوج‌شدگی قوی الکترونیهای $Pr-f$ با اسپین حامل‌های صفحه CuO_2 در سطح فرمی، جفتهای حامل ابررسانش می‌شکنند و در نتیجه ابررسانایی از بین می‌رود [۴]. بر اساس نظریه پرشدگی حفره^۱ اگر در جایثانی Pr به جای Y در ترکیب $Pr, Y-123$ با ظرفیت بزرگتر از ۳+ ظاهر شود، همچنانکه در ترکیبات اکسیدهای Pr وجود دارد، می‌تواند حفره‌های صفحه ابررسانش CuO_2 را پر کرده و تعداد حامل‌های رسانش را کاهش دهد. در نتیجه ترکیب $Pr-123$ رفتار عایق‌گونه از خود نشان می‌دهد [۵]. در نظریه هیبریداسیون، به دلیل وجود هیبریداسیون بین اتمهای اکسیژن صفحات CuO_2 و اتم Pr ، حفره‌های موجود در صفحات ابررسانش به جایگاه Pr پیوند خورده و جایگزیده می‌شوند [۶]. در مدل انتقال بار با افزایش آرایش Pr در ترکیب $Y_{1-x}Pr_x-123$ ، یک باز توزیع^۲ تدریجی بار بین صفحات CuO_2 و زنجیره‌های $Cu-O$ به وجود می‌آید و حفره‌ها از صفحات به زنجیره‌ها منتقل می‌شوند به‌گونه‌ای که پس از مقدار خاصی از آرایش $Pr (x_c)$ همه حفره‌ها در زنجیره‌ها جای خواهند گرفت. از آنجا که حفره‌های موجود در صفحات (و نه زنجیره‌ها) حامل‌های ابررسانش هستند، ابررسانایی از بین می‌رود [۷]. در مدل نیمه‌هادی بر اساس اهمیت تهی‌جاییها در رسانش اکسید ابررساناهای دمای بالا و وجود گاف انرژی بین تراز پذیرنده و بخش بالایی نوار ظرفیت $Pr-123$ ، کاهش قابل توجهی در چگالی حاملها با کاهش دما اتفاق می‌افتد که در نتیجه آن ترکیب مورد نظر رفتار

۳. Mis-substitution

۴. Zou

۱. Hole filling

۲. Redistribution

که قبلاً به طور نظری ممنوع شناخته شده بود، فیزیک این دسته از مواد را دوباره مورد توجه قرار داده است. وجود شباهتهای متنوع در این ترکیبات می تواند رهیافتی بر منشأ فیزیکی یکسان آنها باشد، هر چند مطالعه بیشتر در این حوزه ضروری است.

از دیگر خواص مهم ابررساناهای دمای بالا بروز یک شبه گاف در سطح فرمی این مواد، متفاوت با گاف ابررسانایی است. وجود این شبه گاف، اثراتی در مقاومت فاز هنجار دارد که بررسی آن منجر به فهم اثر مخربتر Pr در مکان Ba نسبت به مکان R خواهد شد. همچنین با استخراج دمای گشایش شبه گاف قادر به ارائه نمودار فاز ترکیبات مورد مطالعه خواهیم شد.

با اندازه گیری مقاومت مغناطیسی نمونه ها، دینامیک شار در فاز مخلوط نمونه ها را در چارچوب مدل های خزش شار و آمبگوکار- هالپرین (AH) بررسی خواهیم کرد. با این مطالعات چگالی جریان بحرانی و میدان بحرانی بالایی بین دانه های نمونه ها به دست خواهند آمد. مطالعه خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی نمونه ها حاکی از اهمیت مکان Pr در ترکیبات خانواده ۱۲۳ است. بنابراین تعیین مکان واقعی Pr شرط لازم برای هرگونه توضیح در مورد اثرات آن در اضمحلال ابررسانایی است.

۲. جزئیات تجربی و محاسباتی

برای ساخت نمونه های $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ از پودرهای R_2O_3 ، $BaCO_3$ و CuO با خلوص ۹۹/۹٪ استفاده شده اند. برای ساخت مقدار کمی از ماده ابررسانا (حدود ۵-۱ gr)، پودرهای اولیه با نسبت های مناسب در یک هاون مخلوط می شوند و سپس در بوتله های آلومینا در دمای $900-820^\circ C$ به مدت یک تا سه روز در هوا قرار می گیرند. محصول به دست آمده مجدداً آسیاب می شود تا همگنی بیشتری پیدا کند و به صورت قرص، تحت فشار چند تن فشرده می شود. از آنجا که غالباً ترکیبات خانواده $Pr-123$ در دماهای بالاتر از $1000^\circ C$ شروع به ذوب شدن می کنند، دمای کلوخه سازی باید میان $960-900^\circ C$ در نظر گرفته شود. عبور

نمونه های تک بلور، چند بلوری، پودری و لایه نازک ابررسانای $Pr-123$ توسط گروه های مستقل ارائه شده است [۱۶]. هر چند هنوز باور اغلب محققین عدم ابررساناش $Pr-123$ است، لکن توجه عمومی معطوف به این پرسش است که تحت چه شرایطی $Pr-123$ ابررسانا و تحت چه شرایطی عایق است و چرا؟

در این مقاله تمرکز اصلی بر روی نظریه بد-جایشینی است. به این معنی که اهمیت قرار گرفتن Pr در مکان عنصر نادر زمین (R) و یا اتم Ba را بررسی خواهیم کرد. در ابتدا با ساخت نمونه های $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ و مقایسه خواص مختلف ساختاری و الکترونی آن با ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_2O_{7-\delta}$ در مکان Ba اطمینان حاصل خواهیم کرد. بروز یک ناهنجاری در منحنی مقاومت بر حسب دمای ترکیب مورد مطالعه $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ در بعضی مقادیر آرایش Pr منجر به شناسایی یک فاز جدیدی در این ترکیب خواهد شد که رهیافتی مناسب در مورد ابررسانایی در ترکیب $Pr-123$ خواهد بود. در این مسیر جهت استحکام بیشتر نتایج ساختاری که توسط ظرفیت سازی^۱ ریتولد به دست خواهند آمد، توسط روش جمع پیوند والانس^۲ (BVS) ظرفیت اتم های مختلف محاسبه خواهند شد.

در بررسی فاز هنجار نمونه های مورد مطالعه، به دنبال رژیم رسانشی غالب خواهیم بود. رسانش پرشی با برد متغیر از جمله پیشنهادهایی است که به صورت موفقیت آمیزی در مورد ابررساناهای دمای بالا به کار رفته است [۱۷]. نتیجه رسانش پرشی با برد متغیر در دو بعد از آن جهت که رفتار دو بعدی گونه ابررساناهای دمای بالا را نشان می دهد، حائز اهمیت است. به علاوه، وجود شباهتهایی بین خواص ابررساناهای دمای بالا، لایه های بسیار نازک ابررساناهای متعارف و گازهای الکترونی دو بعدی می تواند به فهم فیزیک ناشناخته هر دو حیطه کمک نماید. کشف گذار فلز- عایق در سیستم های الکترونی دو بعدی

۱. Refinement

۲. Bond Valence Sum

به صورت نیمه تجربی تعیین می‌شود و B_0 عدد ثابت ۰/۳۷ است. N عدد هم آرایی است.

برای اندازه‌گیریهای الکتریکی از یک یخچال مدار بسته دیسپلکس^۱ در بازه دمایی ۱۰ تا ۳۰۰K استفاده شد. این اندازه‌گیریها براساس روش ۴-میله‌ای^۲ و با جریان متناوب با بسامد ۳۳Hz انجام شد. سیمهای مسی با استفاده از چسب نقره در فواصل مشخص روی نمونه چسبانده شد. برای کنترل و تعیین دما از یک کنترل کننده ۳۳۰ Lake Shore با قابلیت کنترل دمایی $\pm 10mK$ و دو مقاومت ۱۰۰-Pt برای اندازه‌گیری دما استفاده شد. جریانهای ۱۰ تا ۱۰۰mA در اندازه‌گیریهای الکتریکی اعمال شد. جهت اندازه‌گیری مقاومت مغناطیسی نمونه‌ها، میدان مغناطیسی DC با شدت حداکثر ۲۰kOe عمود بر سطح نمونه و جهت جریان اعمال شد. اندازه‌گیریهای پذیرفتاری DC مغناطیسی نمونه با استفاده از یک دستگاه VSM^۳ مدل PAR-۱۵۵ با حساسیت $10^{-3}emu$ انجام شد.

۳. نتایج و بحث

آزمایش SEM نشان می‌دهد که نمونه‌ها دانه‌های شکل بوده و به نظر نمی‌رسد جهت‌گیری خاصی داشته باشند. شکل دانه‌ها چندوجهی بوده و اندازه دانه‌ها در نمونه‌های مختلف بین $100-200\mu m$ هستند (شکل ۱). لکن در هر نمونه خاص، توزیع دانه‌ها همگن هستند. با افزایش x تغییر محسوسی در تصاویر SEM قابل نتیجه‌گیری نبوده و در مقیاسهای میکرومتری آلایش Pr اثر تعیین‌کننده‌ای ندارد. هر یک از دانه‌ها خود یک نمونه چند بلوری است که داخل آن از تک‌بلورهای تشکیل یافته است که نسبت به هم جهت‌گیری کتره‌ای دارند. تصاویر SEM تخمینی از اندازه دانه‌ها یعنی چند بلورهای آنها خواهند داد و پهنای قله طیف XRD تخمینی از اندازه تک بلورهای داخل دانه‌ها خواهد داد.

جدول ۱ چگالی جرمی نمونه‌ها بر حسب x را نشان می‌دهد. چگالی جرمی نمونه‌ها با جایگزینی اتم بزرگتر و

اکسیژن از روی قرصها در حین کلوخه‌سازی برای جبران کمبود اکسیژن و هم برای خروج گازهای جذب شده و در نتیجه کاهش تخلخل لازم است. قرصهایی که به این ترتیب کلوخه‌ای می‌شوند و به کندی در مجاورت اکسیژن سرد می‌شوند ابررسانا خواهند بود.

تصاویر SEM نمونه‌ها برای تعیین شکل و ابعاد دانه‌ها مورد بررسی قرار گرفتند. این آنالیز توسط دستگاه JEOL-JXA-۸۴۰ با بزرگنمایی‌های ۱۰۰۰، ۷۰۰۰ و ۲۵۰۰۰ برابر انجام شد. اکسیژن نمونه‌ها به روش تیتراسیون یدسنجی که یک روش شیمیایی برای تعیین مقدار اکسیژن نمونه‌های اکسیژن‌دار است، اندازه‌گیری شدند. برای تعیین ساختار، طیف پراش اشعه X نمونه‌ها اندازه‌گیری شدند. برای استخراج کمیات بیشتر از طیف XRD از ظرفیت‌سازی ریتولد با استفاده از نرم افزار ۹۲-DBW استفاده شد [۱۸]. ایده اصلی آن است که با فرض دانستن نوع اتمها و ساختار ترکیب مورد نظر، به صورت نظری شدت طیف انعکاسی را برحسب زاویه ورودی، فاصله میان صفحات d شدت پرتو ورودی I_0 و ... محاسبه می‌نماییم. از مقایسه این طیف و طیف واقعی نمونه می‌توان اطلاعات بسیار مهم و مفیدی به دست آورد. در محاسبه طیف نظری، نوع اتمها، مکان آنها در سلول واحد (z, y, x) پارامترهای شبکه (a, b, c) ، زوایای بین محورهای پارامترهای شبکه (α, β, γ) ، درصد اشغال اتمها در جایگاه خودشان (N) و افت و خیز حرارتی اتمها حول موضع تعادلیشان (B) وارد می‌شوند. در واقع اینها پارامترهایی هستند که جهت انطباق بیشتر طیف نظری و تجربی قابل تنظیم بوده، لذا با انجام بهترین برازش، مکان اتمها، پارامترهای شبکه و زوایای بین آنها، درصد اشغال اتمها در هر جایگاه و افت و خیز حرارتی حول موضع تعادلیشان قابل حصول خواهند بود. این اطلاعات ساختاری در آنالیز ابررساناهای دمای بالا بسیار پراهمیت هستند. با دانستن مکان اتمها می‌توان ظرفیت آنها را از نظریه BVS به دست آورد [۱۹]:

$$V_i = \sum_{j=1, N} \exp[(r_{ij} - R_{ij}) / B_0] \quad (1)$$

V_i ظرفیت اتم مورد نظر است. R_{ij} فاصله بین اتم مورد بررسی با اولین اتمهای همسایه‌اش، r_{ij} ثابتی است که برای هر اتم

۱. Displex

۲. Four-probe

۳. Vibrating Sample Magnetometer



شکل ۱. تصویر SEM نمونه $Gd(Ba_{1/7}Pr_{6/7})Cu_3O_{7.6}$ با بزرگنمایی $\times 700$.

بنابراین در ترکیبات مشابه، افزایش اکسیژن ترکیب به بیش از مقدار ۷ هم گزارش شده است [۲۰].

اکسیژنهای مازاد بر مقدار ۷ در مکان $O(5)$ جای خواهند گرفت. شکل ۲ ساختار $R-123$ را نشان می‌دهد. مکان اتمهای مختلف در این ترکیب به صورت جدول ۲ هستند که مختصات نسبت به پارامترهای شبکه a و b و c مطرح شده‌اند. حضور اتمهای اکسیژن در مکان $O(5)$ باعث هم‌ارزی راستاهای a و b شده و در نهایت منجر به گذار راست گوشه به تتراگونال یا اورتورومبیک-تتراگونال خواهد شد که در بخش نتایج ساختاری به تفصیل بحث خواهد شد. شکل ۳ طیف XRD از نمونه $x=0.05$ را نشان می‌دهند. مقایسه طیفها با طیفهای ترکیبات مشابه ساختار 123 و همچنین طیفهای فازهای ناخالصی محتمل، حاکی از تشکیل فاز 123 و عدم حضور فازهای ناخالصی به مقدار قابل توجه است. قله‌های (200) و (020) در نزدیکی $2\theta = 47^\circ$ ، مشخصه وجود فاز راست گوشه در ترکیبات 123 است [۲۱]. بنابراین، از طیفهای XRD نمونه‌ها چنین نتیجه می‌شود که در مقادیر $0.15 \leq x \leq 0.00$ فاز راست گوشه با تقارن $Pmmm$ و به ازای مقادیر $0.50 \leq x \leq 0.20$ ، ساختار تتراگونال با تقارن $P4/mmm$ تشکیل شده است.

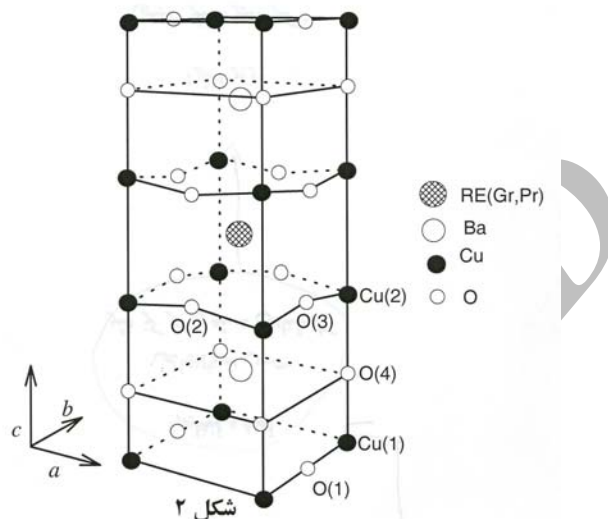
سبکتر Ba ($r_{Ba}^{2+} = 134$) شعاع اتمی و $m_{Ba} = 327.137$ جرم اتمی Ba هستند) با اتم کوچکتر و سنگینتر Pr ($r_{Pr}^{2+} = 106$ و $m_{Pr} = 140.908$) در ترکیب $Gd-123$ کاهش می‌یابد. در شرایط ساخت یکسان، علی‌الاصول چگالی جرمی نمونه‌ها باید با افزایش آلایش Pr افزایش یابد، در حالی که کاهش می‌یابد. این نشان می‌دهد که افزایش Pr باعث افزایش تخلخل نمونه‌ها شده و در نهایت چگالی جرمی کاهش یافته است. هرچند این افزایش تخلخل در ابعاد میکرومتری (یعنی ابعاد دانه‌ها) است لکن ممکن است اثراتی بر خواص عمومی و ناهنجار نمونه‌ها داشته باشد. البته چنین تأثیری بسیار بعید به نظر می‌رسد و تاکنون در مراجع مختلف به آن توجه نشده است. از طرف دیگر با ابزارهای اندازه‌گیری و سنجش موجود، امکان چنین ارزیابی برایمان میسر نیست.

مقدار اکسیژن نمونه‌ها در جدول ۱ ارائه شده است. با افزایش x مقدار اکسیژن نمونه‌ها تقریباً ثابت و در حدود ۷ است. از آنجا که در ترکیبات $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ با افزایش x عنصر α عنصر (لااقل) سه ظرفیتی Pr^{3+} را به جای عنصر دو ظرفیتی Ba^{2+} جایگزین می‌کنیم، نیاز به بار منفی در سلول واحد جهت خنثی بودن بار کل سلول واحد وجود خواهد داشت. این بار منفی علی‌الاصول از طریق جذب اکسیژن تأمین خواهد شد.

۱. Orthorhombic-Tetragonal (O-T)

جدول ۱. مقدار اکسیژن و چگالی جرمی نمونه‌های $Gd(Ba_{7-x}Pr_x)Cu_7O_{7+\delta}$ به ازای مقادیر مختلف آلیش $Pr(x)$.

0/50	0/40	0/35	0/30	0/25	0/20	0/15	0/10	0/05	0/00	x
6/96	6/99	6/97	7/06	7/06	7/01	7/09	7/03	7/03	6/99	مقدار اکسیژن(7+δ)
4/29	4/48	4/89	4/61	4/62	4/65	4/26	5/43	4/32	5/47	(gr/cm ³) چگالی



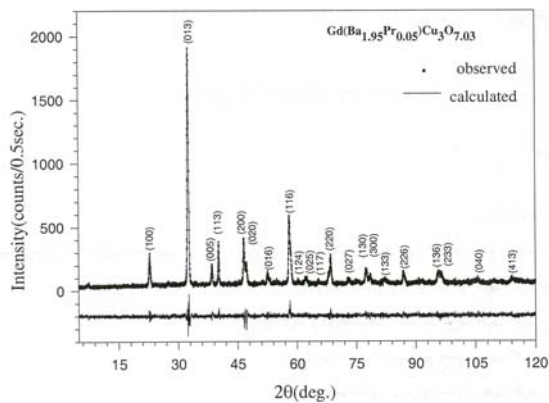
شکل ۲. سلول واحد و نحوه قرار گرفتن اتمهای مختلف در ترکیب $Gd(Ba_{7-x}Pr_x)Cu_7O_{7+\delta}$.

جدول ۲. مکان اتمهای مختلف در ترکیب $Gd(Ba_{7-x}Pr_x)Cu_7O_{7+\delta}$.

z	y	x	نوع اتم
0/5	0/5	0/5	Gd
Z_{Ba}	0/5	0/5	Ba
$Z_{Pr} = Z_{Ba}$	0/5	0/5	Pr
0/0	0/0	0/0	Cu(1)
$Z_{Cu(2)}$	0/0	0/0	Cu(2)
0/0	0/5	0/0	O(1)
$Z_{O(2)}$	0/0	0/5	O(2)
$Z_{O(3)}$	0/5	0/0	O(3)
$Z_{O(4)}$	0/0	0/0	O(4)
0/0	0/0	0/5	O(5)

بررسی، فاز ناخالصی قابل ملاحظه‌ای شامل Ba مشاهده نشده است. این نشان می‌دهد که در این ترکیب، اتمهای Ba به‌طور کامل در ساختار مورد نظر شرکت نموده‌اند. به علاوه، اگر اتم‌های Pr به جای اشغال جایگاه Ba ، مکان R را ترجیح می‌دادند، در نتیجه باید تعدادی از اتمهای اضافی Gd یک فاز

در ترکیبات $(R_{1-x}Pr_x)Ba_7Cu_7O_{7-\delta}$ قبل از قله $\approx 31^\circ$ وجود قله‌های ناخالصی فاز $BaCuO_2$ اجتناب ناپذیر است [۲۲]. وجود این فاز به حضور اتمهای R در مکان Ba و خروج Ba از جایگاه خودش متناسب شده است که Ba های اضافی تشکیل فاز ناخالصی اخیر را می‌دهند. به هر حال در ترکیب مورد



شکل ۳. طیف XRD نمونه $Gd(Ba_{1.95}Pr_{0.05})Cu_2O_{7.03}$ و ظرفیت‌سازی ریتولد آن. خط پایین تفاوت طیف مشاهده شده و محاسبه شده است.

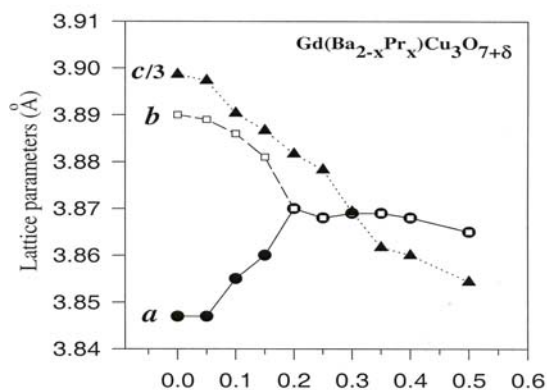
مکان اتمها، درصد اشغال هر اتم در جایگاه مربوطه و فاکتور B عناصر بجز اکسیژن و پارامترهای شبکه جهت حصول همگرایی در فرآیند ظرفیت‌سازی ریتولد، بهینه شده‌اند. در ادامه، این نتایج به تفصیل ارائه می‌شوند. پارامترهای شبکه برحسب میزان آلیاژ Pr در شکل ۵ نشان داده شده‌اند. با افزایش x پارامتر شبکه a افزایش و b کاهش می‌یابد تا آنکه در $x=0.2$ گذار $O-T$ اتفاق می‌افتد. این گذار ناشی از حضور اتمهای اکسیژن در مکان $O(5)$ و هم‌ارزی راستاهای a و b است که حضور اتمهای اکسیژن به دلیل نیاز بیشتر P^{3+} به بار منفی نسبت به Ba^{2+} است. چنین گذاری در ترکیبات دیگر $(Ba_{1-x}R_x)Cu_2O_{7+\delta}$ نیز گزارش شده است [۲۶]. در $(Ba_{1-x}La_x)Cu_2O_{7+\delta}$ چنین گذاری در $x=0.4$ [۲۷]، در $(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ در $x=0.4$ [۲۸] و در $(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ در $x=0.35$ [۲۳] اتفاق می‌افتد. طیف پراش نوترن $Nd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_7$ نشان داده است که هنگامیکه Pr در مکان Ba جانشین می‌شود، گذار $O-T$ اتفاق می‌افتد [۲۶]، و از این نظر Pr شبیه همه اتمهای دیگر نادر زمین سه ظرفیتی رفتار می‌کند. همچنین پارامتر شبکه c و حجم سلول واحد شکل‌های ۵ و ۶ مستقل از تغییرات ساختاری، با افزایش x کاهش می‌یابد که به نظر، به دلیل جایگزینی اتم کوچکتر Pr به جای اتم بزرگتر Ba است. در ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_2O_{7+\delta}$ چنین گذار $O-T$ وجود

ناخالصی تشکیل می‌دادند. عدم وجود هرگونه فاز ناخالصی متشکل از Gd گواه دیگری است بر آنکه ترکیب مورد انتظار $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ تشکیل شده است.

طیف XRD نمونه‌های $x \geq 0.6$ نشان می‌دهند که ساختار 123 تشکیل نشده است. شکل ۴ طیف XRD برای نمونه $x=1/10$ را نشان می‌دهد. چنانچه از شکل مشخص است حذف قله‌های فاز 123 و ظهور فازهای ناخالصی حاکی از عدم تشکیل ساختار مطلوب 123 است. به دلیل تفاوت مقدار بار و اندازه‌های اتمی یونهای Ba^{2+} و R^{3+} ، ساختار 123 تنها در یک بازه خاصی از مقدار آلیاژ R^{3+} به جای Ba^{2+} می‌تواند پایدار باشد. حد حل‌پذیری یونهای R در مکان Ba به اندازه یون نادر زمین بستگی دارد. هرچه اندازه یون نادر زمین بزرگتر باشد، از آنجا که بیشتر به یون Ba شبیه خواهد بود، میزان حل‌پذیری آن بزرگتر خواهد بود. La بیشترین حل‌پذیری در مکان Ba را به میزان $x \approx 0.7$ داراست و Y کمترین مقدار را دارد [۲۳]. حد حل‌پذیری ترکیبات $R(Ba_{1-x}R_x)Cu_2O_{7+\delta}$ با $R=Sm, Eu$ به مقدار $x \leq 0.5$ و برای $R=Nd$ به مقدار $x \leq 0.6$ گزارش شده است [۲۳]. به ازای مقادیر بزرگتر از $x \sim 0.5$ فازهای پروسکیت-گونه همانند ساختار K_2NiF_4 تشکیل می‌شوند، همان‌طور که در طیف XRD نمونه‌های شامل Sm و Eu به ازای $x=0.6$ نشان داده شده است [۲۴]. این نکته می‌تواند حاکی از آن باشد که بلوکهای اصلی ساختار 123 پروسکیتها هستند که در شرایط مطلوب ساخت، از به هم پیوستنشان، فاز 123 تشکیل می‌شود و در شرایط ناپایدار، همان پروسکیتها باقی می‌مانند.

برای به دست آوردن اطلاعات ساختاری بیشتر، باید طیف XRD نمونه‌ها را با روش ریتولد ظرفیت‌سازی کنیم. جهت انجام این کار، مقدار اکسیژن نمونه‌ها که به طریق تجربی تعیین شده است (جدول ۱)، به عنوان مقدار کل اکسیژن هر نمونه استفاده شد. فاکتور افت و خیز حرارتی (B) که از پارامترهای آزاد ظرفیت‌سازی ریتولد است، برای اکسیژن‌ها ۱ قرار داده شد [۲۵].

۱. Solubility limit

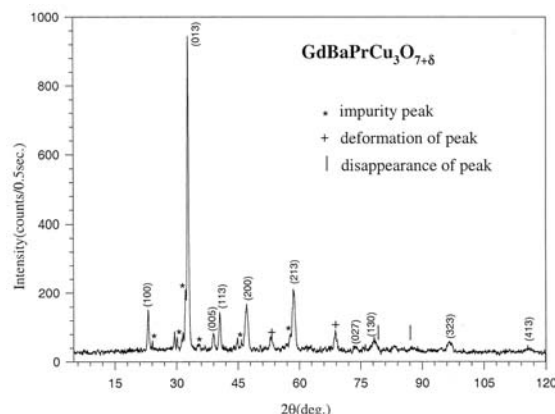


شکل ۵. پارامترهای شبکه بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr .

در ادامه، دوباره به این ناهنجاری باز خواهیم گشت و خواهیم دید که فیزیک جالبی در پس این ناهنجاریها نهفته است.

مقاومت الکتریکی نمونه‌ها در جریان $10mA$ از دمای اتاق تا حدود $10K$ اندازه‌گیری شده و در شکل ۹ نشان داده شده است. با افزایش x دمای گذار ابررسانایی کاهش می‌یابد، پهنای گذار ابررسانایی (ΔT_c) و مقاومت فاز هنجار افزایش می‌یابند. با افزایش تعداد نواحی عایق در داخل دانه که مربوط به سلولهای شامل Pr است، همگنی دانه‌ها کاهش یافته و در نتیجه (ΔT_c) افزایش می‌یابد. مقاومت فاز هنجار نمونه‌ها به ازای $0.2 \leq x \leq 0.7$ فلزگونه ($\frac{dp}{dT} > 0$) و به ازای $x \geq 0.2$ عایق یا

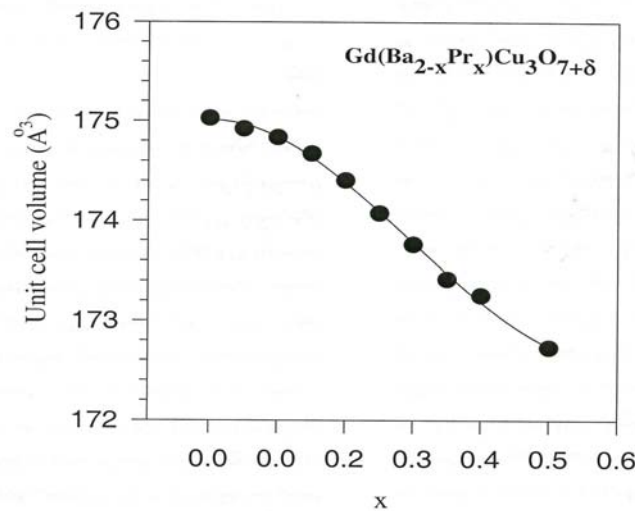
نیمه‌هادی گونه ($\frac{dp}{dT} < 0$) است. بنابراین به ازای آرایش بحرانی $x_c^{MIT} = 0.2$ گذار فلز-عایق (MIT) اتفاق می‌افتد. در نمونه‌های فلزی، شیب خط $\rho(T)$ از دمای اتاق تا T_c با افزایش آلایش Pr افزایش می‌یابد. به ازای $x \leq 0.35$ نمونه‌ها ابررسانا شده و به ازای $x > 0.4$ تا دمای حدود $10K$ ابررسانایی از خود نشان نمی‌دهند. بنابراین به ازای $x_c^{SIT} = 0.35$ گذار ابررسانا-عایق (SIT) اتفاق می‌افتد. در این ترکیب کمتر از مقدار هم‌ارز خود در ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ یعنی 0.45 است [۳۰]. این نشان می‌دهد که اثر Pr در مکان Ba نسبت به مکان R برای اضمحلال ابررسانایی مخربتر است. یک توضیح ساده برای این موضوع آن است که Pr و R هر دو دارای ظرفیت $+3$ هستند



شکل ۴. طیف XRD نمونه $GdBaPrCu_3O_{7+\delta}$.

ندارد و پارامترهای شبکه c, b, a و حجم سلول واحد به دلیل جایگزینی اتم Pr با اتم کوچکتر Gd همگی افزایش می‌یابند [۲۹]. اینها به طور غیرمستقیم همگی شواهدی برای تشکیل ساختار مورد نظر ماست؛ یعنی جاینشانی اتمهای Pr در مکان اتم Ba و نه در مکان اتم Gd .

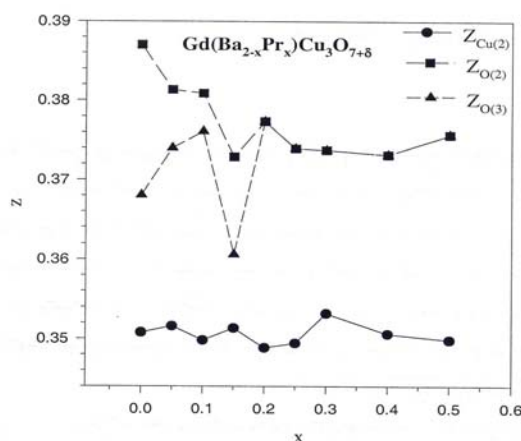
در بررسی آنالیز ریتولد، هنگامی که از درصد اشغال ثابت اتمها در هر جایگاه (N) استفاده می‌کنیم، فاکتور B مربوط به بعضی از اتمها منفی به دست می‌آیند. به علاوه، $Z_{O(4)} \sim 0.13$ به دست می‌آید، در حالی که باید در حدود 0.16 باشد. همچنین $Z_{Cu(2)}$ کمتر از $Z_{O(4)}$ به دست می‌آید، در حالی که باید بزرگتر باشد. بنابراین مجبور به متغیر قرار دادن N هستیم که در این حالت مشکل B های منفی برطرف خواهد شد اما هنوز ناهنجاریهایی باقی می‌ماند. نتایج ظرفیت‌سازی ریتولد در آلایشهای مختلف Pr در جدول ۳ آمده است. ناهنجاریهای گفته شده در این مرحله از ظرفیت‌سازی ریتولد، در شکل‌های ۷ و ۸ نشان داده شده‌اند. چنانکه از شکل ۸ مشخص است به ازای $0.25 \leq x \leq 0.10$ ، مکان اتم $Cu(2)$ کمتر از مقدار مورد انتظار از منحنی است و $Z_{O(2)}$ و $Z_{O(3)}$ در $x = 0.15$ به وضوح مقدار غیرقابل انتظاری دارند. همچنین اتم $O(4)$ در همان بازه x یک کاهشی را در مقدار $Z_{O(4)}$ نشان می‌دهد (شکل ۸). اگرچه نتایج مجزای آنالیز ریتولد در تقریب اول صحیح به نظر می‌رسد، لکن از مقایسه یک سری از نمونه‌ها با هم متوجه ناهنجاریهایی می‌شویم که باید به ترتیبی ریشه‌یابی شوند.



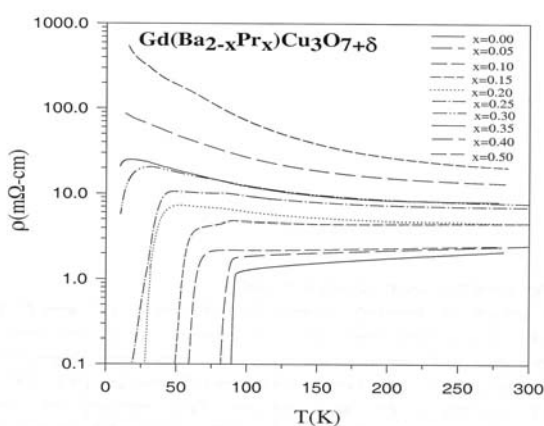
شکل ۶. حجم سلول واحد بر حسب مقادیر مختلف آلیش Pr .

جدول ۳. نتایج ظریف‌سازی ریتولد ترکیب $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ با امکان حضور اتمهای Ba در مکان اتم $(Ba_R)R$.

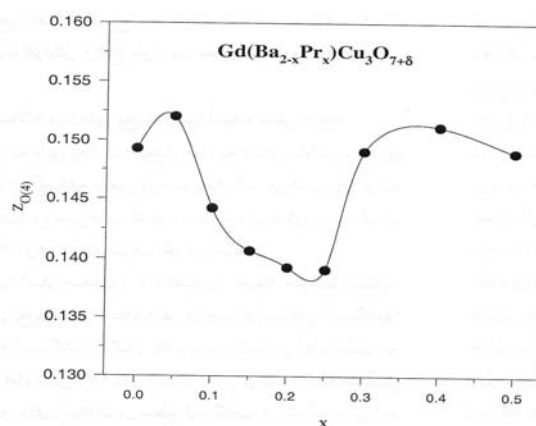
0/5	0/4	0/35	0/30	0/25	0/20	0/15	0/10	0/05	0/00	x
3/865	3/868	3/869	3/869	3/868	3/870	3/860	3/855	3/847	3/847	$a(\text{Å})$
-	-	-	-	-	-	3/881	3/886	3/889	3/890	$b(\text{Å})$
11/563	11/580	11/585	11/608	11/635	11/645	11/660	11/671	11/692	11/696	$c(\text{Å})$
0/890	0/894	0/957	0/988	0/928	0/901	0/917	0/855	0/837	0/847	Gd N
1/507	1/562	0/413	1/179	1/735	2/175	0/789	1/250	0/223	0/926	B(Å)
0/746	0/808	0/909	0/871	0/905	0/972	0/944	0/976	0/982	0/998	Ba N
1/668	1/723	1/765	1/340	1/896	2/336	0/580	2/066	3/488	3/040	B(Å)
0/1799	0/1802	0/1801	0/1831	0/1814	0/1815	0/1833	0/1817	0/1810	0/1813	Z
0/00	0/00	0/00	0/002	0/028	0/067	0/040	0/021	0/004	0/00	Ba _R N
0/249	0/199	0/174	0/150	0/124	0/099	0/076	0/050	0/026	-	Pr N
1/490	1/544	1/941	1/162	1/718	2/158	0/878	2/364	2/786	-	B(Å)
2/310	2/009	0/657	1/601	1/995	2/191	1/106	2/374	2/657	2/758	Cu(2) B(Å)
0/3498	0/3507	0/3512	0/3527	0/349	0/3493	0/3514	0/3501	0/3516	0/3508	Z
0/480	0/495	0/485	0/530	0/530	0/505	0/881	0/793	0/725	0/815	O(1) N
0/3758	0/3733	0/3660	0/3744	0/3734	0/3750	0/3732	0/3798	0/3810	0/3872	O(2) Z
-	-	-	-	-	-	0/3603	0/3753	0/374	0/3680	O(3) Z
0/1491	0/1515	0/1410	0/1487	0/1376	0/1360	0/1404	0/1437	0/1520	0/1495	O(4) Z
-	-	-	-	-	-	0/209	0/237	0/305	0/175	O(5) N
12/313	10/972	9/436	12/287	12/829	13/353	11/280	12/398	10/426	10/698	R _p (%)
15/753	14/165	12/022	15/553	16/653	17/368	14/590	16/128	13/389	1/781	R _{wp} (%)
7/30	6/56	8/81	5/85	6/95	7/27	6/68	7/30	6/72	8/11	R _B (%)
9/11	7/41	11/17	7/11	0/18	9/53	7/30	8/55	6/75	7/39	R _F (%)
1/142	1/133	0/751	1/120	1/122	1/128	1/115	1/110	1/135	1/153	S



شکل ۷. مکان اتمهای $(2)Cu$ ، $(2)O$ و $(3)O$ در سلول واحد بر حسب مقادیر مختلف آلیش Pr .



شکل ۸. مکان اتم $O(4)$ در سلول واحد بر حسب مقادیر مختلف آلیش Pr .



شکل ۹. مقاومت ویژه الکتریکی بر حسب دمای نمونه‌های

$Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ به ازای $0 \leq x \leq 0.5$.

شکل ۸. مکان اتم $O(4)$ در سلول واحد بر حسب مقادیر

مختلف آلیش Pr .

مخرب Pr بین دو جزء اساسی برای ابررسانایی، یعنی مکان Ba ، مخربتر از حضور آن در مکان R خواهد بود.

مقاومت نمونه‌ها به طور نمونه، در دمای $100K$ (ρ_{100}) بر حسب مقادیر مختلف آلیش Pr در بازه $0 \leq x \leq 0.5$ به صورت خطی با x تغییر می‌کند، لیکن در شکل در $x = 0.35$ که x_c^{MIT} است شیب خط تغییر می‌کند. این به آن معنی است که فاز هنجار به گونه‌ای با فاز ابررسانا مرتبط است؛ به ازای $x \leq 0.35$ که نمونه‌ها ابررسانا می‌شوند، ρ_{100} با یک شیب تغییر می‌کند و به ازای $x > 0.35$ که نمونه‌ها عایق‌اند شیب ρ_{100} شدیداً افزایش

ولی، Ba دارای ظرفیت $+2$ است. بنابراین حضور اتم سه ظرفیتی در مکان اتم دو ظرفیتی خشی بودن بار کل سلول واحد را تهدید می‌کند. پس انتظار اثر تخریبی بیشتری را در این حالت باید داشت. توضیح دیگر آن است که مکان Ba بین صفحه ابررسانایی CuO_2 و زنجیره‌های $Cu-O$ (که مخازن بار الکتریکی هستند) است که هر دو در بروز پدیده ابررسانایی مهم بوده و با هم اندرکنش حیاتی دارند. در حالی که مکان R بین دو صفحه ابررسانایی CuO_2 است که بنا بر باور عمومی ابررسانایی به طور مستقل در این صفحات اتفاق می‌افتد. بنابراین حضور اتم

شکل ۱۱ منحنی تغییرات T_c و دمای برآمدگی، T_p را برحسب x نشان می‌دهد. این برآمدگی تنها در بعضی از مقادیر آلایش Pr اتفاق می‌افتد. بنابراین این برآمدگی یک اصلاح ساختاری ناشی از حضور Pr در مکان Ba (Pr_{Ba}) نیست، بلکه پدیده‌ای است که فقط در بعضی از مقادیر x روی می‌دهد. لازم است توجه داده شود که این برآمدگیها تکرارپذیر بوده و به دلیل خطای اندازه‌گیری نیز نیستند. از طرفی، از آنجا که در مقادیر یاد شده از آلایش Pr ، هیچ فاز ناخالصی قابل توجهی وجود ندارد، وجود فاز ناخالصی با خواص الکترونی متفاوت، نمی‌تواند منشاء چنین ناهنجاری باشد. چنین قله‌هایی درست قبل از گذار ابررسانایی در ترکیبات $(Y_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_2O_{7-\delta}$ [۳۹] و $[Eu_{1-x}Pr_x]Eu$ [۴۰] نیز مشاهده شده است که هیچ توضیحی برای آنها ارائه نشده است. نکته قابل توجهی که در این منحنیها جالب است، دمای بروز آنهاست که همگی در حوالی $90-80 K$ هستند، یعنی همان دماهایی که در نمونه‌های مورد مطالعه ما اتفاق می‌افتد. این می‌تواند در راهنمایی ما به سوی دلیل این رفتار $\rho(T)$ ، موثر باشد.

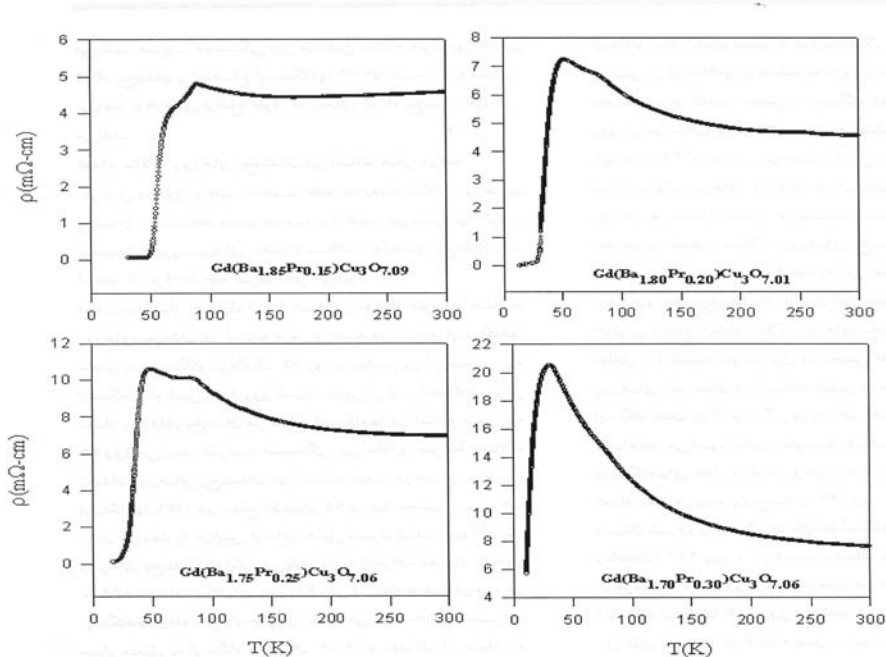
در فرآیند ساخت، نمونه‌های $0/20$ و $0/10$ و $0/00$ در یک مرحله، نمونه‌های $0/25$ و $0/15$ و $0/05$ در یک مرحله دیگر و نمونه‌های $0/50$ و $0/40$ و $0/30$ در مرحله سوم ساخته شده‌اند. به این معنی که شرایط کلی ساخت برای همگی یکسان بوده و در هر مرحله، تکلیس و کلوخه‌سازی برای سه نمونه یکسان بوده است. از آنجا که حضور ناهنجاری فقط در بعضی از نمونه‌های هر مرحله اتفاق افتاده است، بدیهی است که تفاوت خواسته و یا ناخواسته در مراحل مختلف ساخت باعث چنین برآمدگی نیست. همچنین، برآمدگی مشاهده شده همانند برآمدگی موجود در ترکیب $(Pr_{1-x}Ba_x)Cu_2O_8$ در دمای حدود $160 K$ پهن نیست [۴۱]. اگرچه منشاء این رفتار ترکیب $Pr_{1-x}Ba_x$ هنوز به‌طور کامل توضیح داده نشده است، لکن ناپایداری ساختاری در این دما به‌عنوان یک نامزد ناهنجاری معرفی شده است [۴۲]. نمونه‌های مورد بررسی ما که دارای ناهنجاری $\rho(T)$ هستند همگی بر

می‌یابد. نسبت دو شیب $1/04$ است. همچنین جالب است توجه شود که لزوماً گذار فلز-عایق در همان مقدار از آلایش که گذار ابررسانا-عایق اتفاق می‌افتد، به وقوع نمی‌پیوندد. این نکته در مرجع [۳۱] بررسی شده است.

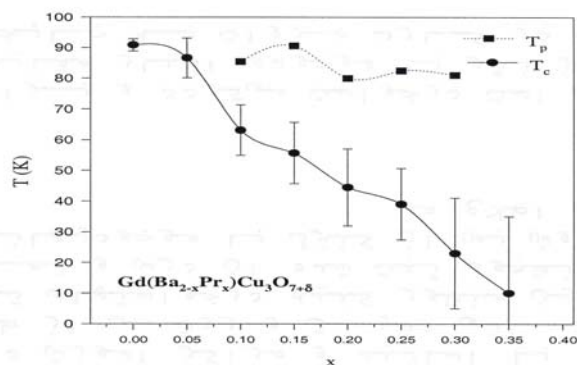
در برخی از سیستمها مانند $Si_{1-x}Au_x$ [۳۲]، ابررسانایی قبل از آنکه گذار فلز-عایق اتفاق بیفتد از بین می‌رود. حالت معکوس نیز در غالب ابررساناهای دمای بالا با حاملهای حفره نیز اتفاق می‌افتد که فهرستی از آنها در مرجع [۲۹] آمده است. انواع مختلف نمونه‌ها شامل تک‌بلور، چند بلوری، لایه نازک، با، و بدون آلایش Pr در مکان R و یا Ba در ساختار 123 از $HTSC$ ، وقوع MIT را قبل از SIT نشان داده‌اند. از آنجا که مقدار اکسیژن نمونه‌ها در مقادیر مختلف آلایش Pr تقریباً ثابت است (جدول ۱)، تغییر میزان آلایش حفره‌ها در صفحات CuO_2 باید ناشی از تغییر نظم اکسیژنها و هیبریداسیون ناشی از آلایش باشد. اگرچه در برخی از سیستمها MIT و SIT در یک x اتفاق می‌افتد، مانند $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ [۳۳]، لکن به نظر می‌رسد این حالت خاص بوده و حالت کلی‌تر مربوط به تمایز x_c^{MIT} و x_c^{SIT} باشد.

تلاش برای برازش منحنی تغییرات T_c برحسب x به مدل خطی شکست جفت ابریکوسوف-گورکوف (AG) [۳۴] و یا ترکیب خطی شکست AG و پرشدگی حفره (درجه دوم نسبت به x) [۳۵] موفقیت آمیز نبوده است. همچنین هیچ مقدار آلایش بحرانی x_c جهت تفکیک بازه‌های x برای برازش به مدل‌های مختلف، یافت نشد. به نظر می‌رسد اندرکنش T_c و T_p ناشی از حضور Ba_R باعث آشفستگی در روند تغییرات $T_c(x)$ بوده باشد.

منحنی مقاومت بر حسب دمای نمونه‌های $0/30$ و $0/25$ و $0/20$ و $0/15$ $x =$ به‌طور مجزا در شکل ۱۰ رسم شده‌اند. وجود یک برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ در دماهای حدود $80-90 K$ غیر معمول بوده و نیاز به توضیح دارد. این برآمدگی با قله S -شکل لبه گذار ابررسانایی که با آلایش Pr اتفاق می‌افتد، متفاوت است [۳۹]. رفتار S -شکل منحنی $\rho(T)$ مشخصه کمبود اکسیژن [۳۷] یا جاینشانی کاتیون جدید به‌جای اتم مس زنجیره است [۳۸].



شکل ۱۰. برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ در نمونه‌های $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ به ازای $x = 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$.



شکل ۱۱. دمای گذار ابررسانایی (T_c) و دمایی که برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ اتفاق می‌افتد (T_p) بر حسب مقادیر مختلف آرایش Pr خطوط عمودی در هر نقطه، عرض گذار ابررسانایی (ΔT_c) را نشان می‌دهند. خطوط بین نقاط برای راهنمایی چشم‌اند.

برآمدگی منحنی $\rho(T)$ نمونه‌های مورد بررسی ما به ترتیب سرد و یا گرم کردن نمونه‌ها بستگی نداشته و در هر دو حالت قابل مشاهده است. بنابراین، پسماندی در این فرآیند مشاهده نمی‌شود. در حالی که، مقاومت نمونه InV_6S_8 یک رفتار نابهنجار در $\rho(T)$ در دمایی کمتر از $160K$ نشان می‌دهد. یعنی مقاومت کاهش یافته است. با کاهش بیشتر دما، یک بیشینه‌ای در مقاومت در دمایی $100K$ مشاهده شده است. در فرآیند

خلاف $Pr-124$ ابررسانا می‌شوند. بنابراین حالت مورد نظر باید متفاوت از ترکیب $Pr-124$ باشد. ابررسانای $Pr-123$ ناهنجاری مشابهی را در دماهای $55K$ و $190K$ نشان داده است که به کمک تصاویر STM و مشاهده نواحی مختلف، به عنوان نواحی با خواص الکترونی متفاوت تفسیر شده‌اند [۴۳]. اگرچه، این بیان مفید به نظر می‌رسد، لکن باید توضیح دقیق‌تری راجع به نواحی با خواص الکترونی متفاوت در درون دانه‌ها ارائه نمود.

در منگنیتها نیز در نزدیکیهای دمای کوری یک قله‌ای در منحنی $\rho(T)$ مشاهده شده است [۴۹]. این قله بزرگ می‌تواند تحت میدان مغناطیسی کوچک شده و یا حتی از بین برود. البته در نمونه‌های مورد مطالعه ما، برآمدگیهای $\rho(T)$ بسیار کم ارتفاع هستند و تحت میدان مغناطیسی تا بزرگی $20kOe$ از بین نمی‌روند. بنابراین قله‌های مذکور همسرخ به نظر نمی‌رسند. به علاوه، لایه‌های فوق نازک $Gd-123$ یک قله مشابهی را در منحنیهای عایق‌گونه مقاومت برحسب دما نشان می‌دهند که تحت میدان مغناطیسی $10kOe$ ارتفاع قله کاهش یافته و در میدان $70kOe$ کاملاً محو شده است [۵۰]. مؤلفین دلیل مشاهده این ناهنجاری در دمای $20K$ را به عدم یکنواختی ضخامت لایه $Gd-123$ منتسب کرده‌اند. از آنجا که نمونه‌های ما کپه‌ای بوده و تحت میدان مغناطیسی، قله‌ها باقی می‌مانند چنین امکانی متفی است.

جهت ارزیابی بیشتر برآمدگی $\rho(T)$ ، جریانهای بین 10 تا $100mA$ و همچنین میدان مغناطیسی با بزرگی $20kOe$ بر نمونه‌ها اعمال شدند شکل ۱۲. هیچ یک از عوامل بالا اثری بر قله $\rho(T)$ در نمونه‌های مورد نظر نداشت. بنابراین، به دلیل آنکه میدانها و جریانهای بالا اثری بر پدیده مشاهده شده ندارند، علی‌الاصول این اتفاق باید مربوط به درون دانه‌ها بوده باشد، یعنی اثری "بین‌دانه‌ای" نیست. در ابررساناهای دمای بالای دانه‌ای، به دلیل ارتباطات ضعیف جوزفسون درمرز بین دانه‌ها، تحت میدان مغناطیسی و جریانهای بزرگ، ابتدا این نواحی تحت تأثیر واقع می‌شوند و سپس نواحی درون دانه‌ها [۵۱]. این اثرات در ادامه مورد مطالعه قرار خواهند گرفت.

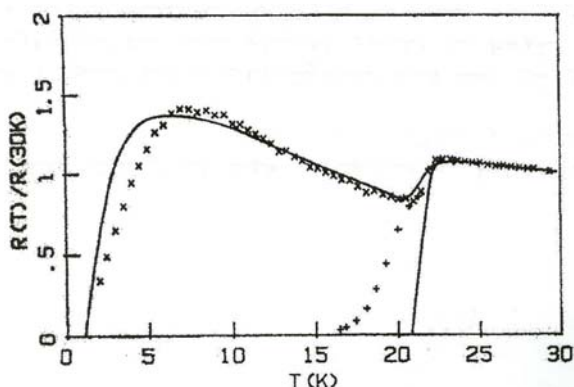
همان‌طور که در شکل ۱۳ مشخص است، بستگی دمایی مقاومت نمونه $(Sr_{0.86}Pr_{0.14})CuO_2$ یک گذار دوپله‌ای، مشابه ناهنجاری مورد مطالعه را نشان می‌دهد، [۵۲]. این پدیده غالباً در ابررساناهای با حاملهای الکترون و ترکیبات $L_{1-x}M_xCuO_{2-\delta}$ ($L = Pr, Nd, Sm, Eu; M = Ce, Th$) مشاهده می‌شود [۵۳]. این گذار دوپله‌ای در دمای T_p به وجود یک حجم کوچکی از یک فاز ابررسانا در نمونه و برحسب گذارهای

افزایش دما، یک پسماند مقاومت در دمای بالاتر از $40K$ مشاهده شده است [۴۴]. در نهایت، مؤلفین با استدلالات مختلف نتیجه گرفته‌اند که یک گذار فاز ناشی از ناپایداری موج چگالی بار^۱ دلیل چنین رفتاری است. به هر حال، عدم وجود پسماند مقاومت در نمونه‌های مورد مطالعه، این نوع ناپایداری را نامزد مناسبی برای ناهنجاری $\rho(T)$ نمی‌سازد.

در تک بلورهای $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ ، قله کوچکی بالاتر از T_c در مقاومت صفحه CuO_2 (ρ_{ab}) مشاهده شده است. با فرض عدم تداخل ρ_c در ρ_{ab} ، این قله به یک گذار فاز الکترونی از فاز *Nematic stripe* به فاز منظم‌تر *Smectic (stripe glass)* منتسب شده است [۴۵]. در نمونه‌های مورد بررسی که چندبلوری هستند، مقاومت اندازه‌گیری شده، مقاومت مؤثر در راستای صفحات CuO_2 و جهت عمود بر آنها یعنی جهت *c* است. بنابراین، انطباق بحث مطرح شده به نمونه‌های مورد مطالعه به دلیل چند بلوری بودن مناسب به نظر نمی‌رسد. به علاوه، مؤلفین اخیر ناهمگنی بلوری را همچنین به‌عنوان یک عامل در وقوع قله در $\rho(T)$ ، محتمل دانسته‌اند.

به علاوه، در ترکیبات $La_{1-x-y}Nd_ySr_xCuO_4$ ($x=0.1-0.25$ و $y=0.4$)، پرش کوچکی در منحنی $\rho(T)$ در نزدیکی دمای $70K$ ، دمایی که یک گذار فاز ساختاری *O-T* (از ساختار راست‌گوشه به تتراگونال) نیز اتفاق می‌افتد، مشاهده شده است [۴۶]. چنانکه می‌دانیم گذار فاز ساختاری *O-T* در ترکیبات 123 در دمای $60K$ به دلیل کمبود اکسیژن اتفاق می‌افتد [۴۷]. در جدول ۳-۱ مقدار اکسیژن نمونه‌ها حاکی از کفایت مقدار لازم بوده و هیچگونه نقصانی در اکسیژن نمونه‌ها وجود ندارد. حتی به دلیل نیاز بیشتر Pr^{3+} به اکسیژن نسبت به Ba^{2+} ، مقدار اکسیژن نمونه از مقدار بهینه در ترکیب $Gd-123$ یعنی $6/95$ [۴۸] نیز بیشتر است. به علاوه در دماهای $90-80K$ هیچ نوع گذار فاز ساختاری گزارش نشده است. بنابراین، ناهنجاری $\rho(T)$ باید منشاء دیگری داشته باشد.

1. Charge density wave

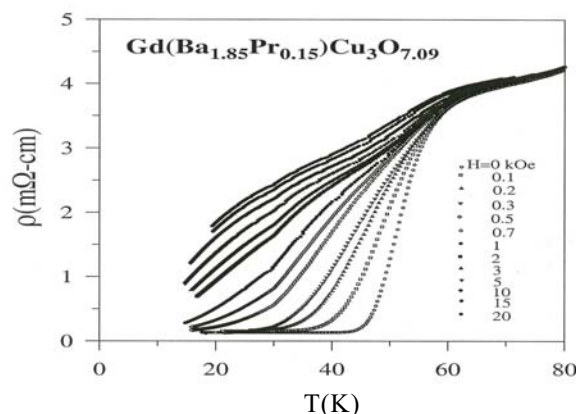


شکل ۱۳. مقاومت بر حسب دما در نمونه $(Sr_{1/86}Pr_{1/14})CuO_2$ بر گرفته از مرجع [۵۳]. نقاط داده‌های تجربی و منحنی برازش است.

خصوصیات گفته شده، اتم Ba^{2+} با شعاع اتمی بزرگ ($r_{Ba^{2+}}(1/34A^\circ) > r_{Gd^{3+}}(1/78A^\circ) > r_{Pr^{3+}}(1/64A^\circ)$) و بار مثبت کوچک (+۲) است.

برای آزمودن فرضیه اخیر و تصحیح نتایج ظرفیت‌سازی ریتولد، آنالیز با امکان حضور اتم Ba در مکان R (Ba_R) در همه مقادیر x ها، یعنی $0.50 \geq x \geq 0.00$ تکرار شد [۵۴]. نتایج در جدول ۳ ارائه شده‌اند. پارامتر S که معیاری برای خوبی برازش‌هاست و در بهترین حالت باید $1/0$ باشد، خیلی به ۱ نزدیک است که شاهدی بر قابل قبول بودن نتایج است [۵۵]. نتیجه بسیار جالب آنست که تقریباً در همان x هایی که ناهنجاری $\rho(T)$ مشاهده شده است، یعنی $0.30 \leq x \leq 0.10$ اتم Ba مکان R را اشغال کرده است (شکل ۱۴)؛ بدجای‌نشینی Ba_R بیشترین مقدار را در $x=0.2$ دارد. حال مسئله اصلی یافتن رابطه‌ای بین بدجای‌نشینی Ba_R و ناهنجاری $\rho(T)$ است. در نتایج ظرفیت‌سازی ریتولد، اختلاف درصد اشغال Gd از ۱ می‌تواند مربوط به سلول واحد‌های ناکامل باشد؛ سلول‌هایی که ساختار ۱۲۳ دارند لذا به‌عنوان فاز ناخالصی قابل شناسایی نیستند. ولی در عین حال جایگاه بعضی از اتم‌ها تهی است که منجر به N کوچکتر از ۱ برای آن اتم می‌شود. وجود اتم Ba در مکان R می‌تواند باعث دفعه صفحات CuO_2 از هم شده و این خود منجر به راندن اتم $O(4)$ به Z های کوچکتر می‌شود.

در نمونه‌های ابررسانای $Pr-123$ ، ساخته و گزارش شده توسط



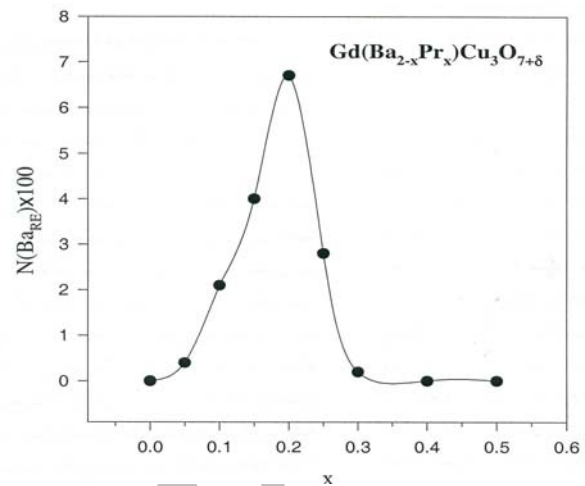
شکل ۱۴. ناهنجاری $\rho(T)$ تحت میدانهای مغناطیسی مختلف.

درون‌دانه‌ای و بین‌دانه‌ای توضیح داده شده است. در دمای T_p ، تعدادی از نواحی درون‌دانه‌ها ابررسانا می‌شوند. بنابراین مقاومت شروع به کاهش می‌کند. اما ابر جریان درون‌دانه‌ای نمی‌تواند به راحتی از ارتباطات ضعیف جوزفسون بین دانه‌ای عبور کند. بنابراین کاهش مقاومت تا صفر ادامه پیدا نخواهد کرد تا زمانیکه انرژی زوج‌شدگی جوزفسون از انرژی گرمایی لازم که از مرتبه $k_B T$ است، بیشتر شود. در این حالت، گذار ابررسانایی اتفاق می‌افتد. این توضیح در مورد نمونه‌های ما به نظر قابل استفاده می‌رسد، اگر بتوانیم شواهدی بر ابررسانایی بعضی از نواحی درون‌دانه‌ها در دمای T_p پیدا کنیم. چنانچه به شکل ۷ توجه کنیم، می‌بینیم که در همان x هایی که یک ناهنجاری در $\rho(T)$ رخ داده است، مقادیر $Z_{O(3)}$ ، $Z_{O(2)}$ ، $Z_{Cu(2)}$ یک کاهش نامتعارفی را نشان می‌دهند. اگر اتمی بزرگتر از اندازه متعارف R در مکان عنصر نادر زمین قرار گرفته باشد، می‌تواند باعث ایجاد فاصله بیشتر بین صفحات CuO_2 یعنی کاهش ارتفاع مکان اتم‌های $Cu(2)$ ، $O(3)$ ، $O(2)$ شده باشد. حضور اتمی بزرگتر از Gd^{3+} که نیاز کمتری به بار منفی داشته باشد در مکان R می‌تواند باعث فاصله بیشتر اتم‌های $O(3)$ و $O(2)$ از آنیون قرار گرفته در مکان R شود. این کاهش ارتفاع مکان $O(3)$ و $O(2)$ می‌تواند باعث دفع اتم $O(4)$ از مکان خودش و در نتیجه کاهش ارتفاع مکان آن شود (شکل ۸). بهترین کاندید با

شروع به کاهش می‌کند. لکن به دلیل تعداد زیاد سلول واحدای عایق -آنهايي که شامل Pr هستند- مقاومت به صفر کاهش پیدا نمی‌کند تا آنکه انرژی زوج‌شدگی جوزفسون بین بخشهای ابررسانا از انرژی گرمایی $k_B T$ بیشتر شود که در این حالت گذار ابررسانایی اتفاق خواهد افتاد.

بخشهایی از ماده که در دمای T_p ابررسانا شده‌اند نمی‌توانند ناشی از تشکیل فاز $Gd-123$ بوده باشند. چرا که اولاً T_c ترکیب $Gd-123$ با مقدار اکسیژن بهینه $92K$ است [۴۸]. همچنین $Gd-123$ با نقصان اکسیژن که بخوهد $80K \sim T_p \sim T_c$ را نتیجه بدهد باید مقدار اکسیژنش $6/85$ باشد [۴۸]، در حالی که کمترین مقدار اکسیژن نمونه‌های مختلف ما $6/96$ است (جدول ۱). از طرف دیگر دمای برآمدگی در همه نمونه‌ها حوالی $80K$ است. چگونه است که همه نمونه‌ها دارای فازی از $Gd-123$ هستند که همگی دارای T_c حوالی $80K$ هستند و نقصان اکسیژن به ازای بقیه دماهای گذار اتفاق نمی‌افتد؟ بنابراین، فاز $Gd-123$ نمی‌تواند عامل این ناهنجاری باشد.

نمونه‌های $Pr_{1-x}Ba_{2+x}Cu_3O_7$ توسط ینگ و همکارانش مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۵۸]. آنها مشاهده نموده‌اند که با افزایش x مقاومت نمونه‌ها که رفتار عایق-گونه دارند کاهش و پارامتر شبکه c افزایش می‌یابد. این بررسی همچنین در مرجع [۵۹] انجام شده است. نتیجه حاصله از این قرار است که با آرایش Ba در مکان Pr یک افزایشی در مقاومت تا $x=0/05$ رخ می‌دهد. سپس با افزایش مقدار آرایش، مقاومت کاهش می‌یابد تا در $x=0/30$ به دلیل حد حل‌پذیری فاز غیر 123 تشکیل می‌شود و مقاومت شدیداً افزایش می‌یابد. نویسندگان پیش‌بینی نموده‌اند در صورتی که بتوان با روش خاصی در ساخت نمونه حد حل‌پذیری را افزایش داد می‌توان شاهد بازیافت ابررسانایی در $Pr-123$ بود. آزمایشات جذب اشعه ایکس لبه- K اکسیژن در نمونه‌های آنها نشان داده است که تمرکز حامل‌ها با آرایش Ba افزایش می‌یابد. مرز و همکارانش [۶۰] در بررسی نمونه‌های مشابه با آزمایشات $EXAFS$ گزارش نموده‌اند که با جاینشانی Ba به جای Pr یک جابه‌جایی در نوار



شکل ۱۴. درصد اشغال اتم Ba در مکان R بر حسب مقادیر مختلف آرایش $Pr(x)$. خط وصل بین نقاط برای راهنمایی چشم است.

زو و همکارانش [۱۵]، پارامتر شبکه c سلولهای واحد کمی بزرگتر از مقدار متعارف بقیه $R-123$ به دست می‌آید. یعنی به جای $11/65 \text{ \AA}$ در حدود $11/85 \text{ \AA}$ به دست می‌آید. یک احتمال برای این مقدار بزرگ c ، حضور اتمهای بزرگ Ba به جای اتم Pr در مکان R عنوان شده است. ناروزنی و همکارانش [۵۶] براساس ممان مغناطیسی مؤثر به دست آمده اتم Pr ، نتیجه‌گیری نموده‌اند که در نمونه‌های ابررسانای زو، تعدادی از اتمهای Ba باید در مکان Pr قرار گرفته باشند؛ حضور Ba^{2+} در مکان R باعث آرایش حفره‌های متحرک و جبران جایگزیدگی حفره‌ها در اثر هیبریداسیون ($Pr-O(23)$) می‌شود. مؤلفین همچنین توجه می‌دهند که Ba_R می‌تواند توضیحی طبیعی نه تنها برای مشاهده ابررسانایی در ترکیب $Pr-123$ ، بلکه افزایش فاصله بین صفحات CuO_2 و در نهایت افزایش c باشد. زو و نیشیهارا همچنین براساس ممان مغناطیسی Pr ، Ba_R را یک توضیح محتمل برای ابررسانایی در $Pr-123$ عنوان نموده‌اند [۵۷]. نکته جالب دیگر در مورد نمونه‌های ابررسانای $Pr-123$ زو و همکارانش آن است که دمای گذار ابررسانایی آنها حدود $85K$ یعنی در تطابق با T_p است. بنابراین، اگر در سلول واحدایی که شامل Ba_R هستند ابررسانایی اتفاق بیافتد، مقاومت در دمای T_p

اشغال و مکان اتمی $O(4)$ منجر می شود. بنابراین در بازه گفته شده، از مقدار ثابت و قابل انتظار $Z_{O(4)} = 0.1570$ [۲۶]، در ظرفیت سازی استفاده شد. در نتیجه این کار، واگرایی های گفته شده برطرف و ظرفیتهای به دست آمده قابل قبول اند. شکل ۱۶ نتایج ظرفیتهای گفته شده را نشان می دهد. با افزایش میزان حضور Pr در مکان Ba ، $N(O(4))$ کاهش پیدا می کند.

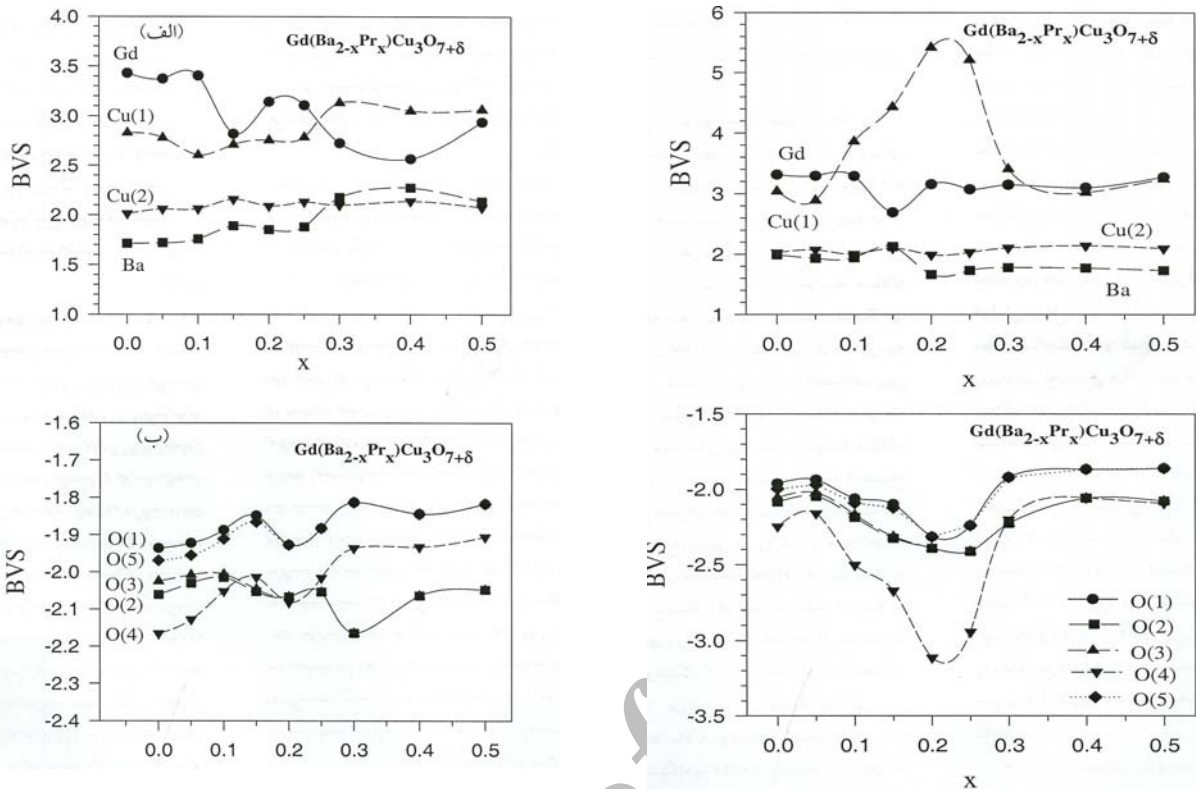
اگرچه پیدا نمودن درصد اشغال اکسیژن براساس ظرفیت سازی ریتولد نتایج طیف پراش نوترن، قابل استنادترند، لکن نتایج XRD به علاوه روش BVS ، لاقبل به صورت نیمه کمی پذیرفتنی است. درصد اشغال کمتر از ۱ اتمهای $O(4)$ قبلاً نیز در ترکیب $Y-123$ مشاهده شده است [۶۴]. نتایج نهایی ظرفیت سازی ریتولد با $N(O(4))$ متغیر در جدول ۴ ارائه شده اند. کاهش $Z_{O(2)}$ و $Z_{O(3)}$ می تواند در نتیجه مهاجرت اتمهای $O(4)$ از جایگاهشان و همچنین حضور P^{2+} در مکان Ba^{2+} باشد. شاهدهی دیگر برای خروج $O(4)$ از مکانش، می تواند اشباع مقدار اکسیژن نمونه ها با افزایش x به مقدار $7 \approx \delta + 7$ باشد (جدول ۱). این در حالی است که در ترکیب $Pr_{1+x}Ba_{7-x}Cu_2O_{7+\delta}$ به ازای $0.1 \leq x \leq 0.0$ مقدار اکسیژن تا $7/31$ افزایش می یابد [۲۰]. به عبارت دیگر، در ترکیب $Gd(Ba_{1/5}Pr_{1/5})Cu_2O_{7+\delta}$ ، مقدار اکسیژن $6/96$ کمتر از میزان لازم برای جبران بار اضافی P^{2+} نسبت به Ba^{2+} است. با افزایش آلایش Pr ، اشغال مکان $O(4)$ توسط اتمهای اکسیژن شروع می شود و صفحه شامل زنجیره های $Cu-O(1)$ و $CuO(5)$ شبیه صفحات CuO_2 شده، در حالی که اتمهای $O(4)$ از جایگاهشان خارج می شوند. در نتیجه این ورود و خروج اکسیژن مقدار اکسیژن کل از $7/09$ تجاوز نمی کند. با جایگزینی Pr در مکان Ba ، بلوکهای پروسکیت های سازنده ساختار 123 که شامل Pr هستند بیشتر شبیه پروسکیت حاوی $R=Gd$ می شوند. بنابراین فرآیند Pr_{Ba} محیط اطرافش را همانند محیط Pr در مکان R یعنی Pr_R می سازد، هر چند به دلیل حد حل پذیری، این پدیده تا حد خاصی اتفاق می افتد. خروج $O(4)$ باعث نزدیک کردن عدد آرایش Pr در مکان Ba به ۸ یعنی

$Pr^{4f} - O_{2p\pi}$ به زیر تراز فرمی، همراه با بازگشت حفره ها به نوار رسانش اتفاق می افتد. آنها ادعا نموده اند که اگر میزان آلایش Ba در مکان Pr بیشتر از آن مقداری باشد که آنها بررسی کرده اند، می تواند باعث مشاهده ابررسانایی در نمونه های $Pr-123$ شود.

حضور Ba^{2+} در مکان R می تواند باعث احیای ابررسانایی در $Pr-123$ بشود، همانند Ca^{2+} : لایه های نازک $Pr_{1/5}Ca_{1/5}Ba_2Cu_2O_7$ ابررسانا با دمای گذار $T_c \approx 43K$ [۶۱] هستند و نمونه های کپه ای آن که تحت فشار ساخته شده اند دمای گذار $T_c \approx 97K$ دارند [۶۲]. بنابراین با توجه به شواهد بالا، بروز Ba_R باعث ابررسانایی موضعی در نمونه های مورد مطالعه و همچنین برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ شده است. این نتیجه برای توجیه مشاهده ابررسانایی در ترکیب $Pr-123$ بسیار ارزشمند و راهگشاست.

همان طور که توضیح داده شد، روش BVS یک روش موفق در محاسبه ظرفیت اتمهای یک ترکیب است. از آنجا که ورودی این محاسبات مکان اتمهاست، هرگونه خطا در مکان اتمها منجر به ظرفیتهای نامعقول اتمها خواهد شد. بنابراین برای سنجش صحت نتایج ظرفیت سازی ریتولد، به کمک BVS ظرفیت اتمها محاسبه شده اند. نتایج این ظرفیتهای در شکل ۱۵ نشان داده شده است. چنانکه مشخص است، در حدود دقت نتایج XRD ، ظرفیت همه اتمها بجز $O(4)$ و $Cu(1)$ در بازه $0.25 \leq x \leq 0.10$ معقول اند. بنابراین فاصله نسبی این دو اتم باید بهینه شوند. پارامتری که می تواند تغییر کند تا ظرفیتهای معقولی برای $Cu(1)$ و $O(4)$ بدهد، درصد اشغال اتم $O(4)$ در جایگاه خودش است. اهمیت اکسیژن $O(4)$ در چارچوب مدل انتقال بار^۱ بین صفحات CuO_2 و زنجیره های $Cu-O$ قبلاً در مراجع مختلف به تفصیل بحث شده است [۶۳]. با تکرار ظرفیت سازی ریتولد به ازای مقادیر متغیر درصد اشغال اتم $O(4)$ در بازه $0.50 \leq x \leq 0.0$ ، مشاهده شده است که به ازای $0.30 \leq x \leq 0.10$ ، ظرفیت سازی به مقادیر نامعقولی از درصد

1. Charge transfer



شکل ۱۶. ظرفیت اتمهای ترکیب $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ به ازای مقادیر مختلف Pr (x) با درصد اشغال متغیر $O(4)$. خطوط بین نقاط برای راهنمایی چشم‌اند.

شکل ۱۵. ظرفیت اتمهای ترکیب $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ به ازای مقادیر مختلف Pr (x) با درصد اشغال ثابت $O(4)$. خطوط بین نقاط برای راهنمایی چشم‌اند.

جدول ۴. نتایج ظرفیت‌سازی ریتولد ترکیب $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ با امکان خروج اتمهای $O(4)$ از جایگاه خود

0/50	0/40	0/30	0/25	0/20	0/15	0/10	0/05	0/00	x
3/865	3/868	3/869	3/868	3/870	3/860	3/855	3/847	3/847	a(Å)
-	-	-	-	-	3/881	3/888	3/889	3/890	b(Å)
11/564	11/579	11/607	11/633	11/645	11/660	11/667	11/692	11/696	c(Å)
0/898	0/906	1/004	0/903	0/903	0/891	0/858	0/837	0/851	Gd N
0/226	0/027	0/714	1/039	1/195	0/590	1/214	0/403	1/151	B(Å)
0/746	0/805	0/811	0/901	0/973	0/937	0/977	0/982	0/999	Ba N
0/387	0/188	0/875	1/201	1/356	0/380	2/030	3/668	3/241	B(Å)
0/1809	1/1817	0/1843	0/1819	0/1813	0/1830	0/1813	0/1808	0/1811	Z
0/019	0/030	0/004	0/025	0/045	0/038	-	-	-	Ba _R N
0/237	0/176	0/149	0/123	0/093	0/076	0/051	0/026	-	Pr N
0/209	0/010	0/1818	1/022	1/177	0/678	2/328	2/966	-	B(Å)
1/116	0/642	1/341	1/373	1/243	0/970	2/292	2/858	2/954	Cu(2) B(Å)
0/3493	0/3501	0/3533	0/3503	0/3504	0/3517	0/3509	0/3515	0/3508	Z
0/988	1/0	1/0	0/665	0/704	0/685	0/582	0/517	0/539	O(1) N
0/3701	0/363	0/367	0/374	0/375	0/367	0/379	0/3815	0/3886	O(2) Z
-	-	-	-	-	0/371	0/380	0/3765	0/3707	O(3) Z
0/1581	0/1596	0/1570	0/1570	0/1570	0/157	0/1570	0/1531	0/1524	O(4) Z
0/4923	0/389	0/423	0/865	0/801	0/815	0/928	0/983	0/951	O(4) N
12/278	10/969	12/299	12/853	13/393	11/333	12/478	10/444	10/732	R _p (%)
15/709	14/115	15/538	16/679	17/399	14/631	16/163	13/410	13/809	R _{wp} (%)
6/60	6/06	5/99	6/97	7/47	6/79	7/38	6/82	8/19	R _B (%)
8/28	6/70	6/77	8/98	9/57	7/39	8/61	6/79	7/55	R _F (%)
1/139	1/130	1/118	1/123	1/130	1/118	1/112	1/137	1/155	S

رسانش پرشی با برد متغیر (VRH) بین حالات جایگزیده یعنی معادله زیر [۶۷]:

$$\rho(T) = \rho_0 (T/T_0)^{-p} \exp(T_0/T)^P. \quad (2)$$

که در آن ρ_0 ، T_0 و p ثابتهای برازش، ρ مقاومت ویژه و T دماست، به طور وسیعی برای حالت هنجار $HTSC$ استفاده شده است. بنابراین در قدم بعد، رژیمهای رسانش پرشی در ۲ بعد ($2D-VRH$)، $(p = \frac{1}{3})$ ، رسانش پرشی در ۳ بعد

$$(2D-VRH)، (p = \frac{1}{4}) \text{ و رژیم گاف کولنی } (CG)، (p = \frac{1}{4})$$

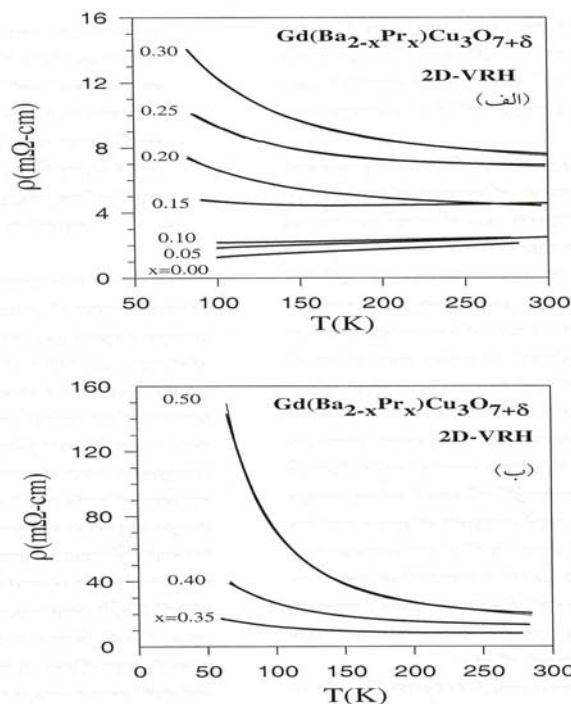
به طور جداگانه برای تمامی نمونه‌های با $0.10 \leq x \leq 0.50$ جهت برازش داده‌ها مورد استفاده قرار گرفتند (روش p ثابت). این نتایج در شکل ۱۷ ارائه شده‌اند. نتایج برازش برای $2D-VRH$ و $3D-VRH$ کاملاً مشابه هم بودند. همچنین از آنجا که منحنیهای برازش در رژیمهای مختلف، همگی مناسب به نظر می‌رسند، به منظور امکان انتخاب برازش بهتر، از پارامتر برازش یعنی χ^2 استفاده شد. نتایج برازشهای مختلف در جدول ۵ ارائه شده‌اند. گزارشهایی نیز مبنی بر عدم تشخیص بین رژیمهای $2D-VRH$ و $3D-VRH$ وجود دارد. به عنوان مثال، در ترکیب عایق $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_{1-\delta}O_{7+\delta}$ ، مقاومت صفحه CuO_2 از رسانش VRH پیروی می‌کند. لکن مؤلفین نتوانسته‌اند رژیم غالب را در بازه دمایی $100K < T < 200K$ بین $p = \frac{1}{3}$ و $p = \frac{1}{4}$ تشخیص دهند [۶۸]. به هر حال، ما فکر می‌کنیم که تقریبهای به کار رفته در استخراج مقدار p به خصوص در $N(E_F)$ دلیل اصلی بروز مشکل اخیر است.

بر اساس جدول ۵، بین رژیمهای VRH و CG ، به نظر VRH ترجیح دارد (به دلیل نزدیکی بیشتر χ^2 ها به ۱). جهت تمیز بین $2D-VRH$ و $3D-VRH$ ، جالب خواهد بود اگر توان p به عنوان یک متغیر در برازش، آزاد گذارده شود تا بهترین مقدار مرجح آن از نتیجه برازش حاصل شود (روش p متغیر). نتیجه عددی این کار در جدول ۶ و نمایش برازش‌ها در شکل ۱۸ ارائه شده‌اند. تقریباً در همه مقادیر آرایش Pr ، p تمایل به مقدار $\frac{1}{3}$ یعنی

همانند Pr در مکان R می‌شود. بنابراین، به نظر می‌رسد که تشکیل پروسکیت‌های ناکامل در ساختار ۱۲۳ نکته اساسی نظریه بد-جایشینی است. بنابراین از آنجا که حضور Pr در مکان Ba محیط اطرافش را شبیه حالت حضور Pr در مکان R می‌نماید، به نظر می‌رسد که Pr در مکان Ba و یا R ، هردو با یک سازوکار باعث اضمحلال ابررسانایی در ترکیبات ($R-123$) آلاییده با Pr می‌شوند. همچنین، با توجه به شواهد ارائه شده، بروز BaR باعث ابررسانایی موضعی در نمونه‌های مورد مطالعه و همچنین برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ شده است. این نتیجه برای توجیه مشاهده ابررسانایی در ترکیب ($R-123$) بسیار مهم است.

در بررسی فزاینده‌های $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_{1-\delta}O_{7+\delta}$ ، علاقه‌مندیم تا سازوکار رسانش را در این فاز جستجو کنیم. به این منظور، انتظار داریم که در سراسر بازه دمایی فاز هنجار، به یک سازوکار رسانش دست یابیم. چرا که اولاً دلیل و یا شهادی بر تغییر سازوکار رسانش در فاز هنجار نداریم، ثانیاً گذار فازی در فاز هنجار و یا دمایی ویژه‌ای که پایه تغییر سازوکار رسانش باشد نیز در این فاز گزارش نشده است. بنابراین، در چارچوب مدل‌های ارائه شده، در بزرگترین بازه دمایی ممکن، به دنبال رژیم حاکم رسانشی در فاز هنجار نمونه‌ها خواهیم گشت. در برازش داده‌های نمونه‌های شامل ناهنجاری $\rho(T)$ ، بخش برآمده منحنیها در دمای حدود $80K$ حذف شده‌اند.

در ابتدا مدل‌های مختلف استفاده شده برای برازش داده‌های مقاومت بر حسب دمای ابررساناهای دمای بالا، همانند مدل اندرسون - زو ($\rho = AT + B/T$) [۶۵] و رفتار نیمه هادی گونه ($\rho \sim \exp(-\frac{A}{T})$) [۶۶] جهت برازش داده‌ها مورد سنجش قرار گرفتند. هیچ یک از این مدل‌ها برای تمام مقادیر آرایش Pr و در بازه‌های بزرگ دمایی مورد انتظار، خوب کار نکردند. در میان مدل‌های مختلفی که برای خواص ترابردی مواد ارائه شده‌اند،



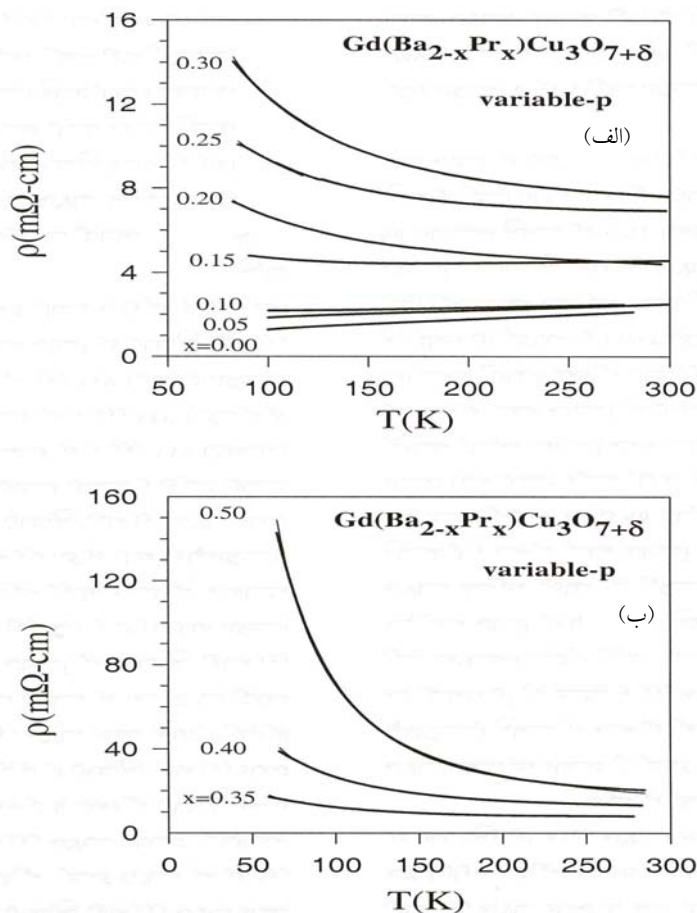
شکل ۱۷. برازش VRH با روش p ثابت در مقادیر مختلف آلایش $Pr(x)$. نقاط که به صورت خطوط ضخیم ظاهر می‌شوند نتایج تجربی بوده و خطوط نازک پیش‌بینی رژیم VRH است. (الف): $0.30 \leq x \leq 0.00$ ، (ب): $0.50 \leq x \leq 0.35$.

جدول ۵. نتایج برازش مقاومت فاز هنجار بر حسب دما به رژیمهای مختلف رسانش پرشی دو بعدی ($2D-VRH$) و سه بعدی ($3D-VRH$) (که مثل هم هستند) و گاف کولنی (CG) در مقادیر مختلف آلایش P در ترکیب $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ و T_0 و ρ_0 پارامترهای برازش و χ^2 معیاری از اعتبار برازش است.

CG(p=1/2)			VRH(p=1/3&1/4)			x
χ^2	$T_0(K)$	$\rho_0(m\Omega-cm)$	χ^2	$T_0(K)$	$\rho_0(m\Omega-cm)$	
0/9979	167	0/6	0/9991	35	0/3	0/00
0/9953	136	0/7	0/9984	313	0/9	0/05
0/9857	812	1/1	0/9987	715	1/2	0/10
0/7225	3229	2/4	0/9477	1500	2/4	0/15
0/9989	26224	1/9	0/9991	5105	2/2	0/20
0/9858	1077	3/8	0/9960	3912	3/6	0/25
0/9939	37392	2/9	0/9987	6407	3/6	0/30
0/9882	37871	2/9	0/9940	6018	3/7	0/35
0/9946	89813	3/3	0/9981	10909	5/0	0/40
0/9975	448583	1/3	0/9986	31272	3/6	0/50

دمای بالاست که از اولین سالهای کشف $HTSC$ مورد توجه قرار گرفته است [۶۹]. این رفتار در مقایسه با سیستمهای الکترونی ۲ بعدی در ادامه مورد مطالعه قرار خواهد گرفت.

رسانش $2D-VRH$ دارد. مزیت روش p متغیر علاوه بر تأیید نتیجه روش p ثابت، آن است که رژیم مرجح بین رسانش $2D$ و $3D$ را معرفی می‌کند. رسانش دو بعدی از جمله خواص دو بعدی گونه ابررساناهای



شکل ۱۸. برازش رسانش پرشی با روش p متغیر در مقادیر مختلف آلیش Pr (x). نقاط که به صورت خطوط ضخیم ظاهر می‌شوند، نتایج تجربی بوده و خطوط نازک پیش‌بینی رسانش پرشی است. (الف): $0.00 \leq x \leq 0.30$ ، (ب): $0.35 \leq x \leq 0.50$.

الکترونی تقریباً ثابت است. لذا تقریب به کار رفته در VRH برای به دست آوردن p خیلی هم نامناسب نیست. لازم به یادآوری است که کارهای اخیر نشان داده‌اند که سازوکار VRH در بازه دمایی $100K < T < 900K$ نیز کار می‌کند [۶۹]. بنابراین، براساس مدل تقریبی حاضر و چگالی حالات غیر صفر ترکیب $Gd-123$ که توسط محاسبات به دست آمده است [۴]، همانند ترکیب $Y-123$ [۷۰] و همچنین آزمایش ترموالکتریک در ترکیبات 123 [۷۱]، نتیجه رسانش $2D-VRH$ در ترکیب 123 مورد نظر، معقول به نظر می‌رسد. نتیجه محکم‌تر نیاز به تعیین

باید توجه شود که فرض اساسی در سازوکار دوبعدی و سه بعدی در معادله (۲)، عدم بستگی چگالی حالات الکترونی به انرژی، در تراز فرمی است که ممکن است در $HTSC$ کاملاً صحیح نباشد. بنابراین، تفاوت در مقادیر به دست آمده p از $\frac{1}{3}$ می‌تواند ناشی از فرض اخیر باشد. البته باید توجه داشت که سازوکار VRH عموماً در دماهای پایین که انرژی برای برانگیختگی حاملها در راستای گاف کولنی کافی نیست، اتفاق می‌افتد. بنابراین، رسانش به وسیله پرش در ناحیه کوچک $\sim k_B T$ در حوالی انرژی فرمی اتفاق می‌افتد که چگالی حالات

همگنی ساختاری کاهش پیدا می‌کند و همزمان با کاهش دامنه پرشی، MIT اتفاق می‌افتد. هنگامیکه طول جایگزیدگی خیلی بزرگ است، مقاومت رفتار فلزی از خود نشان می‌دهد و حاملهای گسترده^۲ کار رسانش را به راحتی انجام می‌دهند. بنابراین، در مقادیر کوچک x دامنه پرشی کوچکتر از طول جایگزیدگی است. چنانکه می‌دانیم، برای سازوکار VRH، باید $R > d$ باشد. بنابراین، در دماهای کوچک مثلاً $50K$ به ازای $2D-VRH$ ، $x \geq 0.20$ ، احتمالاً در صفحات CuO_2 اتفاق می‌افتد. با افزایش دما به دلیل افت وخیز گرمایی، دامنه پرشی کاهش پیدا می‌کند و مقدار x مخصوص (x_s) که به ازای x های بزرگتر از آن، پرش می‌تواند اتفاق بیافتد، تغییر می‌کند. با افزایش دما، x_s به مقادیر بزرگتر میل می‌کند (شکل‌های ۱۹ و ۲۰).

شکل ۲۰ طول جایگزیدگی و دامنه پرشی برای مقادیر مختلف x را با روش p متغیر نشان می‌دهد. اگرچه d و R اختلافات کوچکی را در مقادیر مطلقشان نسبت به روش ثابت دارند، لکن مرتبه بزرگیشان و نحوه تغییراتشان با x و دما در هر دو روش یکسان است. این نشان می‌دهد که رژیم $2D-VRH$ که از روش p متغیر حاصل شده است، T_0 های سازگار با روش p ثابت را به دست می‌دهد. نحوه تغییرات R با دما براساس هر دو روش p متغیر و ثابت در شکل ۲۱ ارائه شده‌اند. با کاهش دما، افت و خیز گرمایی کاهش پیدا می‌کند و پرش رسانشی در مسافتهای بزرگتری قابل انجام است و لذا R افزایش می‌یابد. این نتیجه با نحوه تغییر دامنه پرشی پروسکیتها با دما سازگار است [۷۴]. نتایج ما همچنین مطابق با دامنه پرشی به دست آمده در ترکیب $Pr-123$ یعنی $960A$ در دمای $2K$ مطابقت دارد [۷۳].

شکل ۲۲ نحوه تغییرات انرژی پرشی برحسب x برای مقادیر مختلف دما را با هر دو روش p ثابت و p متغیر نشان می‌دهد. با افزایش آرایش Pr ، به دلیل اثر مخرب Pr در رسانش، انرژی لازم برای رسانش پرشی حاملها، افزایش می‌یابد. جهت انجام رسانش براساس VRH، انرژی پرشی باید بزرگتر از $k_B T$ باشد. در شکل ۲۲ خطوط افقی مقدار $k_B T$ در هر دمایی را نشان می‌دهند.

دقیق DOS در سطح فرمی برای HTSC و همچنین تعمیم نظریه جایگزیدگی مات-دیویس برای DOS وابسته به انرژی در سطح فرمی دارد [۶۹].

بر اساس فرمول‌بندی مات [۷۲]، T در معادله (۲) به DOS در سطح فرمی یعنی $N(E_F)$ و طول جایگزیدگی d حاملها مربوط می‌شود:

$$T_{0\>D} = \frac{1}{k_B N_{\>D}(E_F) d^2} \quad (3)$$

که در آن d طول جایگزیدگی یعنی طول پهن‌شدگی تابع موج جایگزیده است. انرژی پرشی^۱ که مقدار انرژی لازم برای حاملهاست تا بتوانند رسانش پرشی را به طول R انجام دهند به صورت زیر داده می‌شود:

$$W_{\>D} = \frac{1}{\pi R^2 N_{\>D}(E_F)} \quad (4)$$

و دامنه پرشی (R) نیز به صورت زیر می‌شود:

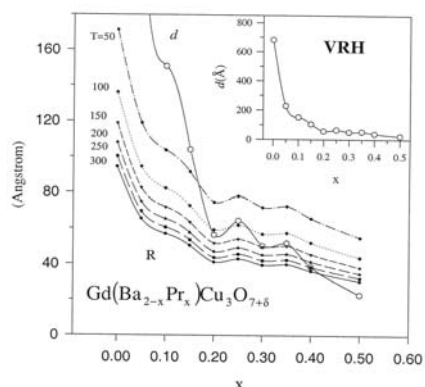
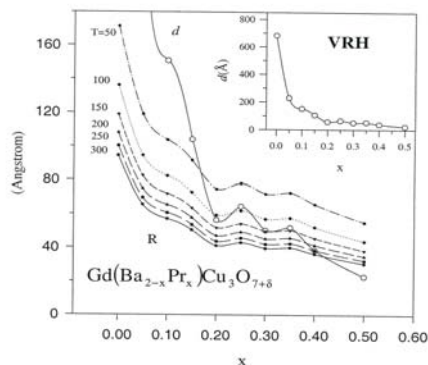
$$R_{\>D} = \left[\frac{d}{\pi N_{\>D}(E_F) k_B T} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

$N(E_F)$ در سه بعد از مرتبه $eV\text{-cm}^3$ حالت 10^{21} است که در نتیجه، در دو بعد در حدود $eV\text{-cm}^3$ حالت 10^{14} است [۷۳] که معادل $eV\text{-Å}^3$ حالت 10^{-2} در دو بعد است. با دانستن تخمینی از $N(E_F)$ و T_0 حاصل از برآزش، R و d قابل استخراج خواهند بود.

طول جایگزیدگی و دامنه پرشی در مقادیر مختلف آرایش Pr محاسبه و در شکل ۱۹ نشان داده شده‌اند. طول تابع موج جایگزیده در $Gd-123$ (یعنی $x=0/00$) بیشینه است. این بدان معنی است که به دلیل برهم‌نهی زیاد توابع موج حاملها، رسانش به راحتی انجام می‌شود، چنانچه رفتار $\rho(T)$ نیز فلزگونه است. با آرایش d ، Pr کاهش می‌یابد. با افزایش x به دلیل کاهش طول جایگزیدگی، دامنه پرشی نیز کاهش می‌یابد. یعنی آرایش Pr حاملها را در فاز هنجار جایگزیده می‌کند. همچنین با افزایش بخشهای عایق در دانه‌ها، یعنی سلول واحدهای شامل Pr

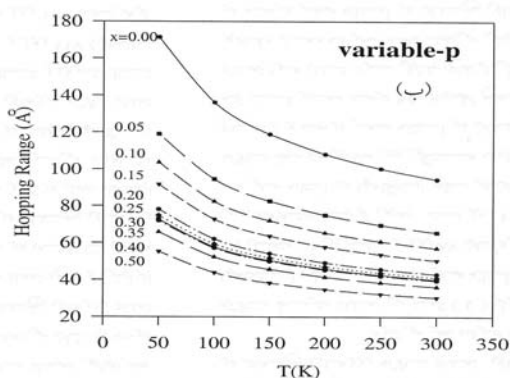
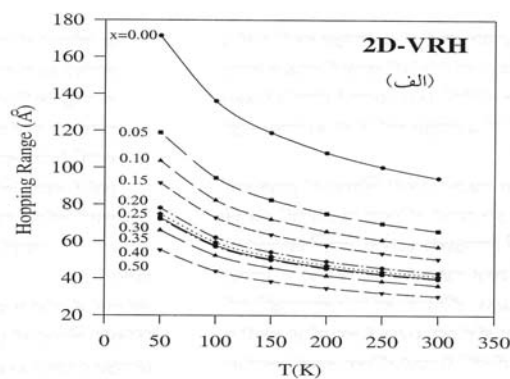
1. Hopping energy

۲. Extended

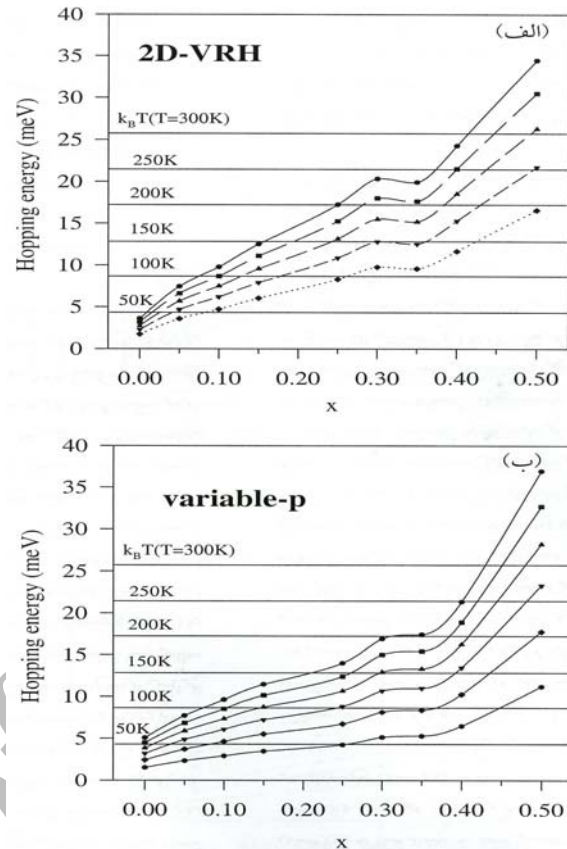
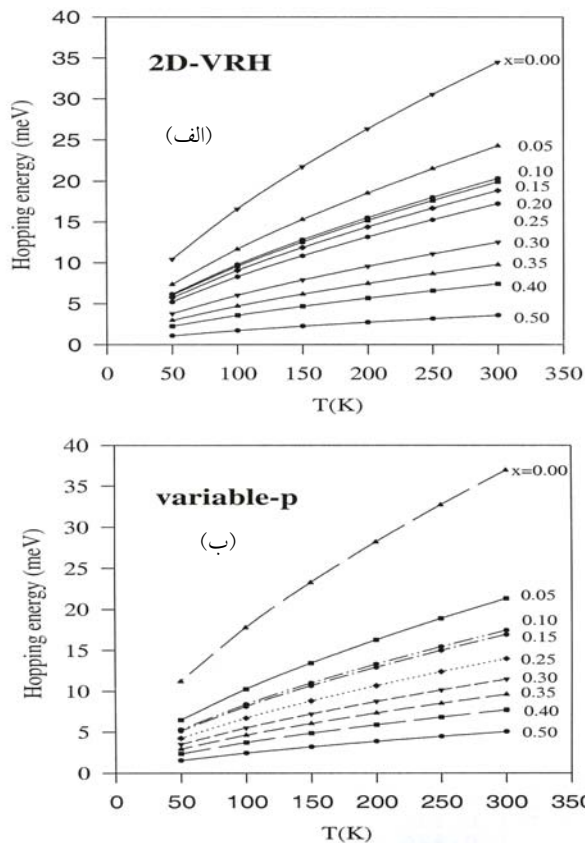


شکل ۱۹. طول جایگزیدگی (d) و دامنه پرشی (R) بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr (x) که از روش p ثابت به دست آمده‌اند. شکل داخلی تغییرات d بر حسب x را در کل دامنه نشان می‌دهد. خطوط کشیده شده برای راهنمایی چشم‌اند.

شکل ۲۰. طول جایگزیدگی (d) و دامنه پرشی (R) بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr (x) که از روش p متغیر به دست آمده‌اند. شکل داخلی تغییرات d بر حسب x را در کل دامنه نشان می‌دهد. خطوط کشیده شده برای راهنمایی چشم‌اند.



شکل ۲۱. دامنه پرشی (R) بر حسب دما برای مقادیر مختلف آلایش Pr که به روش (الف): p ثابت و (ب): p متغیر به دست آمده‌اند. خطوط برای راهنمایی چشم‌اند.

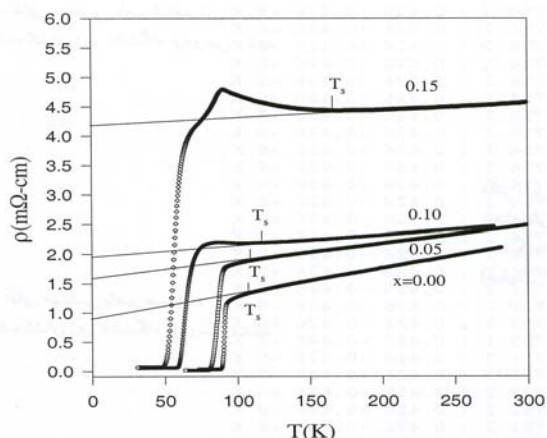


شکل ۲۳. انرژی پرش (W) بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr که به روش (الف): p ثابت و (ب): p متغیر به دست آمده‌اند. خطوط برای راهنمایی چشم‌اند.

شکل ۲۴. انرژی پرش (W) بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr (x) که به روش (الف): p ثابت و (ب): p متغیر به دست آمده‌اند. خطوط برای راهنمایی چشم‌اند. و خطوط افقی مقدار انرژی در آن دماست.

شکل ۲۴ منحنی $\frac{dp}{dT}$ را بر حسب مقادیر مختلف آلایش Pr نشان می‌دهد. نمونه‌های $x < 0.20$ در فاز هنجار رفتار فلزی و نمونه‌های $x > 0.20$ رفتار نیمه‌هادی-گونه دارند. در نمونه‌های فلزی، انحراف مقاومت از رفتار خطی هم‌ارز گشایش شبه‌گاف در تراز فرمی است. دمایی که این اتفاق می‌افتد، T_s ، به دمای گشایش شبه‌گاف معروف است. شکل ۲۵ نحوه استخراج T_s از منحنی $\rho(T)$ را نشان می‌دهد. از آنجا که در بررسی شبه‌گاف، مقایسه Pr در مکان Ba و Pr در مکان R بسیار مفید خواهد بود، در این بخش داده‌های مرجع [۵۴] برای نمونه‌های $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_1Cu_1O_{7-\delta}$ نیز مورد ارزیابی قرار می‌گیرند. نحوه تغییرات T_s در نمونه‌های $GdBaPr$ -۱۲۳ و $GdPr$ -۱۲۳ در مقادیر مختلف آلایش Pr در شکل ۲۶ آمده

در دماهای پایین مثلاً $50K$ ، به دلیل افت و خیز گرمایی کوچک، مقدار کمی انرژی پرشی برای انجام رسانش پرشی کافی خواهد بود. بنابراین به ازای VRH $\alpha \geq 0.20$ سازوکار غالب برای رسانش در فاز هنجار نمونه‌ها در دمای $50K$ خواهد بود. جالب است که با افزایش دما، x_s افزایش می‌یابد و مقدار x_s به دست آمده از این منحنی در تطابق کامل با x_s به دست آمده از منحنی دامنه پرشی بر حسب آلایش مقادیر مختلف Pr است. همچنین نتایج هر دو روش p ثابت و p متغیر با یکدیگر سازگارند. شکل ۲۳ تغییرات W بر حسب دما را نشان می‌دهد. با افزایش دما، به دلیل افزایش افت و خیز گرمایی که برای رسانش پرشی مخرب است، انرژی پرشی نیز افزایش یابد. این نتیجه همچنین در تطابق با نحوه تغییر انرژی پرشی بر حسب دما در پروسکیتها است [۷۵].

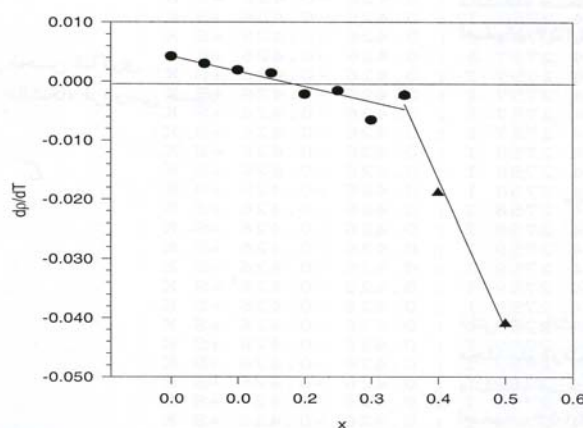


شکل ۲۵. مقاومت بر حسب دمای نمونه‌های $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_{2.5}O_{7+\delta}$ در مقادیر $0 \leq x \leq 0.2$. انحراف هر منحنی از رفتار خطی دمای گشایش شبه گاف (T_s) را معرفی می‌کند.

به هم برای Pr ($10^{-12} \times 0.458$) و Ba ($10^{-11} \times 0.507$) [۸۰]، امکان تمیز Pr و Ba در اندازه‌گیریهای پراش را بسیار مشکل می‌سازد. به این جهت، تعیین دقیق مکان Pr در ساختار ۱۲۳ برای توضیح اثر واقعی Pr بسیار حیاتی است.

همچنانکه نتیجه گرفتیم، Pr در مکان Ba نسبت به مکان R اثر بیشتری بر شبه گاف دارد. فاصله بین Pr در جایگاه Ba و CuO_2 است. بنابراین، اگر صفحات CuO_2 عنصر اصلی در بروز شبه گاف هستند، اثر Pr در مکان Ba باید کمتر از اثر Pr در مکان R بر T_s می‌بود، در حالیکه در تجربه، عکس این امر مشاهده می‌شود. از این رو، باید گفت که صفحات CuO_2 بروز شبه گاف نقش مهمی دارند و نه آنکه شبه گاف در این صفحات اتفاق می‌افتد، چنانکه در مرجع [۸۱] ادعا شده است.

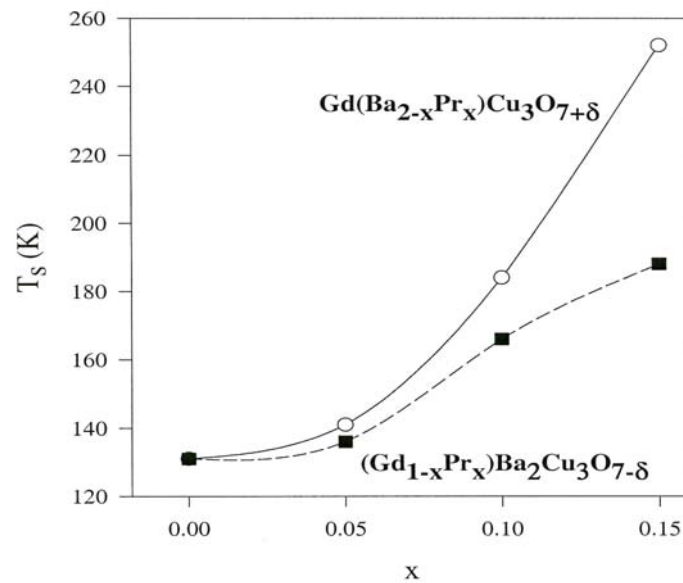
مرز دانه‌ها معمولاً J_c نمونه‌های چندبلوری $HTSC$ را محدود می‌کنند. لکن، مرز دانه‌های $HTSC$ با مرز دانه‌های ابررساناهای متعارف و MgB_2 متفاوت‌اند [۸۲]. مرز دانه‌های ابررساناهای متعارف از نظر الکترونی کمتر اثر گذارند و حداکثر به‌عنوان مراکز میخکوبی شار عمل می‌کنند [۸۳]. حضور جریانهای درون و بین دانه‌ای در نمونه‌های چندبلوری $HTSC$ ارائه مدلی را برای رفتار الکترومغناطیسی آنها دشوار می‌کند [۸۴].



شکل ۲۴. مقادیر $d\rho/dT$ در مقادیر مختلف آلیش Pr

است. در هر دو سیستم با افزایش آلیش Pr ، T_s افزایش می‌یابد، لکن تغییرات T_s در سیستم $GdPr-123$ به رفتار خطی نزدیکتر از سیستم $GdBaPr-123$ است [۷۶]. این نتیجه در تطابق با بقیه $R_{1-x}Pr_x-123$ هاست [۷۷]. در ترکیب $GdBaPr-123$ ، T_s به‌صورت نمایی با x رشد می‌کند و برای یک مقدار ثابت آلیش Pr ، T_s آن نسبت به مقدار ترکیب $GdPr-123$ بزرگتر است. این نشان می‌دهد که اثر Pr در مکان Ba برای تغییر رفتار خطی مقاومت نسبت به دما و گشایش صفحه CuO_2 بیشتر از فاصله بین Pr در جایگاه R و صفحه شبه گاف در مقایسه با اثر Pr در مکان R قویتر است. همچنین آنجا که حضور Pr در مکان Ba از طریق اضافه بار Pr^{3+} نسبت به Ba^{2+} یعنی پرشدگی حفره، باعث ابررسانایی می‌شود می‌توان نتیجه اخیر را به این صورت تفسیر کرد که پرشدگی حفره اثر مخربتری روی مقاومت فاز هنجار نسبت به بقیه سازوکارهای پیشنهاد شده برای تخریب ابررسانایی توسط آلیش Pr دارد.

بنابراین، براساس نتایج بالا، مشاهده می‌شود که جایگاه اصلی Pr در ساختار ۱۲۳ نه تنها برای خواص ابررسانایی بسیار مهم است [۷۸]، بلکه برای خواص فاز هنجار نیز اساسی است [۷۸ و ۷۹]. بنابراین جاینشینی ناخواسته Pr در مکان Ba (بدجایشینی) در فرآیند ساخت ترکیب $Pr-123$ می‌تواند برای بروز ابررسانایی در آن مخرب باشد. همچنین، به دلیل طول پراکندگی نوترن نزدیک



شکل ۲۶. دمای شبه گاف (T_s) بر حسب مقادیر مختلف آلیش Pr (x) برای نمونه‌های $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ (○) و $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (■). خطوط بین نقاط برای راهنمایی چشم‌اند.

R ، اینگونه نتیجه‌گیری شده است که عناصر نادر زمین در جایگاه R و همچنین فاصله بین صفحات CuO_2 از یکدیگر اثر قابل توجهی روی دمای شبه‌گاف ندارند [۸۱]. براساس نتایج ما، در ترکیب $Gd-123$ آلییده با Pr ، T_s نه تنها به جایگاه Pr در ساختار، بلکه همچنین به مقدار اکسیژن نمونه هم بستگی دارد. بنابراین، برهمکنش گاف ابررسانایی و شبه‌گاف فاز ابررسانا از منحنی T_s-T_c مبرهن است.

بستگی زیاد منحنی T_s-T_c به مقدار اکسیژن نمونه و جایگاه Pr در ساختار، پیشنهاد می‌کند که باید یک برهمکنشی بین گاف ابررسانایی که به دمای گذار ابررسانایی مربوط است و شبه‌گاف وجود داشته باشد. این نتیجه در مورد لایه‌های نازک ترکیب $Nd-123$ که در راستای c رشد یافته است نیز گزارش شده است [۸۵]. بستگی گاف ابررسانایی به آلیش در ترکیب $Bi_4Sr_2CaCu_3O_{8+\delta}$ ، ارتباط قوی آن با دمای شبه‌گاف را پیشنهاد می‌کند و همچنین نشان می‌دهد که ناحیه شبه‌گاف لافل به صورت جزئی در نتیجه نوعی ابررسانایی است [۸۶]. این امر، نتیجه ما را کاملاً

از آنجا که نمونه‌های تک‌بلوری $HTSC$ هم ساختار دانه‌ای دارند و بسیاری از خواص آنها از جمله رفتار $\rho_{ab}(T)$ همانند نمونه‌های چندبلوری است، بنابراین بحث شبه‌گاف برای نمونه‌های تک‌بلوری و چندبلوری به طور هم‌ارز قابل اعمال خواهند بود.

شکل ۲۷ رفتار T_s بر حسب T_c برای ترکیبات $GdBaPr-123, GdPr-123$ و نمونه‌های $Gd-123$ با مقادیر مختلف اکسیژن را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که چگالی حامل‌های کمتر، به دمای شبه‌گاف بالاتر مربوط است. برای یک مقدار ثابت T_c ترکیب پایه $Gd-123$ ، T_s به مقدار اکسیژن نمونه و همچنین مکان Pr در ترکیب بستگی دارد. برای یک مقدار ثابت T_s ، به دلیل کاهش تعداد حامل‌های حفره با کاهش T_c ، ترکیب $GdBaPr-123$ کمترین مقدار حفره را در صفحات ابررسانایی CuO_2 دارد. پس از $GdPr-123$ ، بیشترین مقدار چگالی حفره‌ها به نمونه $Gd-123$ با نقصان اکسیژن مربوط می‌شود. این شاهد دیگری است که اثر مخربتر Pr در مکان R را نشان می‌دهد. برای نمونه‌های $R-123$ با نقصان اکسیژن، به دلیل رفتار مشابه T_s بر حسب T_c برای عناصر مختلف

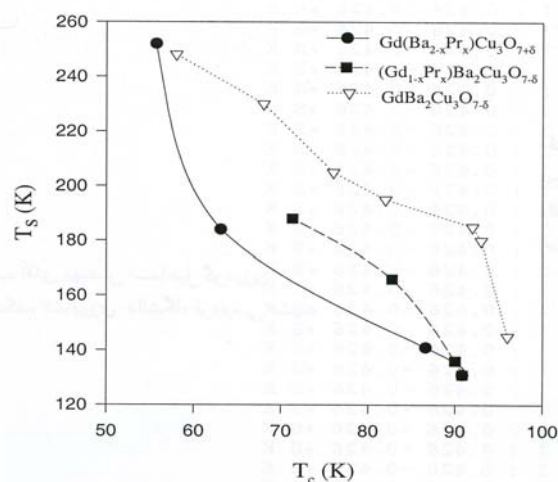
آلاییده با Pr و نمونه‌هایی با نقصان اکسیژن مشاهده می‌شود. همچنین آنها از این تشابه نتیجه گرفته‌اند که اثر Pr تنها از بین بردن حاملهای متحرک در صفحات CuO_2 است. براساس داده‌های ما در شکل ۲۷ واضح است که در یک T_c ثابت، هر دو ترکیب آلاییده با Pr و نمونه با کمبود اکسیژن، T_s متفاوت دارند که این در تطابق با نتیجه مرجع [۸۱] است. بنابراین، نتیجه می‌گیریم که با آرایش Pr ، نه تنها چگالی حاملها کاهش می‌یابد و بر شبه‌گاف اثر می‌گذارد، بلکه همزمان T_s را نیز افزایش می‌دهد.

براساس نظریه RVB اندرسون برای $HTSC$ ، یک نمودار فاز میدان متوسط برحسب چگالی حفره‌های آلاییده، ارائه شده است [۸۱]. در این نمودار دو دمای مشخصه وجود دارند. یکی دمای شبه‌گاف است که در دماهای کمتر از آن اسپینونها با یکدیگر جفت می‌شوند و دیگری دمای چگالش بوز-اینشتین T_{BE} است (که در این ترکیبات کم‌آلاییده همان T_c است) که در دماهای کمتر از آن هولونها چگالیده می‌شوند. یک توضیح برای انحراف مقاومت از رفتار خطی به صورت زیر است: هولونها که مسئول رسانش هستند به وسیله اسپینونها پراکنده می‌شوند، کاهش مراکز پراکندگی به دلیل جفت شدن اسپینونها، باعث کاهش شدید مقاومت در دماهای کمتر از T_s می‌شود. چنین جدایی درجات آزادی چگالی بار دو اسپین در سیستمهای الکترونی دو بعدی نیز اتفاق می‌افتد [۹۲].

نمودار فاز ترکیبات $GdPr-123$ و $GdBaPr-123$ در شکل ۲۸ ارائه شده است. مقدار حفره‌ها از رابطه جهانی T_c برحسب چگالی حفره‌ها n به دست آمده است [۹۳]:

$$T_c(n) = T_c^{\max} \left[1 - \frac{82}{6} (n - 0.16)^2 \right] \quad (6)$$

با افزایش آرایش به سیستم بهینه آلاییده $Gd-123$ ، چگالی حفره‌ها کاهش می‌یابد، که در نتیجه T_c کاهش می‌یابد و سیستم به ناحیه کم‌آلاییده میل می‌کند. در دماهای کمتر از T_c ، سیستم یک ابررساناست و بالای T_c تا T_s یک شبه‌گاف گشوده می‌شود که بالاتر از آن دما، $\rho(T)$ خطی است، (یعنی عدول از رفتار T^2

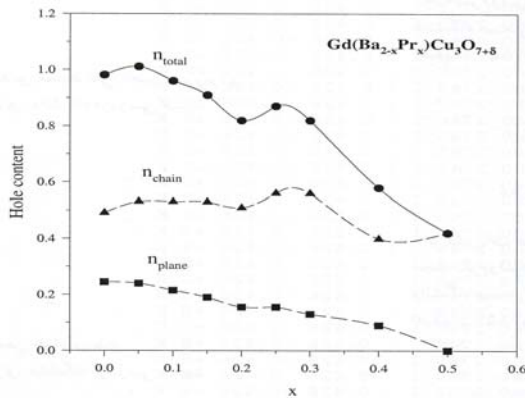


شکل ۲۷. دمای شبه‌گاف (T_s) بر حسب T_c برای نمونه‌های $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ (●) و $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (■) و $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (▽) با کمبود اکسیژن (بر گرفته از مرجع [۸۱]). خطوط برای راهنمایی چشم‌انداز.

تأیید می‌کند. به علاوه، براساس نظریه $dsis$ ، T_c و T_s از طریق شبه‌گاف با یکدیگر برهم‌کنش دارند که باعث القای یک گاف در انرژیهای تک ذره‌ای می‌شود که تا حالت ابررسانایی نیز ادامه دارد [۸۷]. از طرف دیگر، براساس تشابه طیف نرخ پراکندگی در نمونه‌های $Y-123$ بهینه آلاییده و کم‌آلاییده، یک ارتباط بین شبه‌گاف فاز هنجار و گاف ابررسانایی نتیجه‌گیری شده است [۸۸]. به هر حال، آزمایشات مستقیم اندازه‌گیری طیف الکترونی همانند $ARPES$ تشابه شبه‌گاف و گاف ابررسانایی را نشان داده‌اند [۸۹]. این در حالی است که با استفاده از بیناب‌نمایی تونل‌زنی، همزیستی گاف ابررسانایی و شبه‌گاف معلوم شده است، که نشان دهنده طبیعت متفاوت این دو پدیده است [۹۰]. به هر حال اگرچه طبیعت اصلی شبه‌گاف نیاز به تأمل بیشتری دارد، لکن ارتباط T_c و T_s قابل انتظار به نظر می‌رسد.

اثر آرایش Pr و نقصان اکسیژن در رسانش و نرخ پراکندگی لایه‌های نازک $Y-123$ بررسی شده است [۹۱]. مؤلفین نتیجه گرفته‌اند که رفتار شبه‌گاف کاملاً با چگالی حاملها تعیین می‌شود، همچنانکه از تشابه T_s در یک T_c ثابت در نمونه‌های

1. Dynamic stripe-induced superconductivity



شکل ۲۹. مقدار حفره‌ها در صفحات CuO_2 (n_{plane})، زنجیره‌های CuO (n_{chain}) و سلول واحد (n_{total}) بر حسب مقادیر مختلف آلیش $(x)Pr$ در ترکیب $GdBaPr-123$.

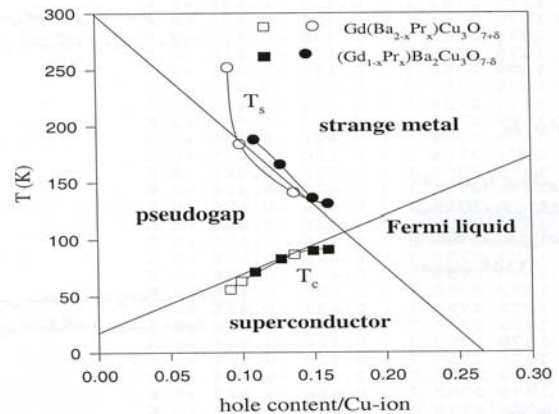
در خواص فاز هنجار $HTSC$ مهم است. این نتیجه در نظریه بد-جایشینی Ba/Pr که علت مشاهده ابررسانایی در ترکیب $Pr-123$ خوانده شده است [۱۵]، بسیار جالب است. این الزام می‌دارد که هرگونه توضیح اثر Pr در ترکیبات 123 نیازمند تعیین دقیق مکان Pr است.

در $HTSC$ یک گذار ابررسانا - عایق به دلیل تغییر چگالی حاملها وجود دارد [۹۸]. کاهش چگالی حاملها می‌تواند به دلیل آلیشهای مختلف یعنی آلیش Pr [۹۹]، نقص اکسیژن [۱۰۰]، ازدیاد اکسیژن [۱۰۱] و یا اعمال فشار خارجی [۱۰۲] باشد. به‌عنوان مثال، شکل ۲۹ چگالی حاملها در صفحات CuO_2 ، زنجیره‌های $Cu-O$ و کل سلول واحد ترکیب $GdBaPr-123$ را نشان می‌دهد. این مقادیر بر اساس روابط زیر به دست آمده‌اند [۱۰۳]. در ترکیب $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ بر اساس ظرفیتهای O^{2-} ، Pr^{3+} ، Ba^{2+} ، Gd^{3+} ظرفیت متوسط Cu قابل محاسبه خواهد بود:

$$\bar{V}_{Cu} = \frac{1}{3}(2y - v - x) \quad (7)$$

سپس مقدار حاملهای کل سلول واحد به قرار زیر خواهد بود:

$$n_{total} = 2(\bar{V}_{Cu} - 2) \quad (8)$$



شکل ۲۸. نمودار فاز نمونه‌های $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ و $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7+\delta}$ بر حسب چگالی حفره‌ها، خطوط بین نقاط برای راهنمایی چشم‌اند.

یک مایع فرمی) و به آن فلز عجیب^۱ گفته می‌شود. اگرچه شکل کلی نمودار فاز هر دو ترکیب تقریباً یکی است، لکن مقدار کمتر حفره‌ها و T_s بزرگتر در ترکیب $GdBaPr-123$ برای مقادیر یکسان آلیش Pr نشان می‌دهد که اثر Pr در مکان Ba مخربتر از اثر Pr در مکان R است. این نمودار فاز به خوبی با نمودار فاز میدان متوسط پیشنهاد شده، در مقایسه با نمودارهای فاز براساس مدل‌هایی همچون مایع فرمی آنتی‌فرومغناطیس [۹۴]، افت و خیز فاز ابررسانا [۹۵] و مدل دو نواری [۹۶] تطابق دارد.

مدل RVB براساس جدایی درجات آزادی اسپین و بار است که فرض می‌شود در سیستمهای الکترونی دو بعدی اتفاق می‌افتد [۹۷]. بنابراین تطابق خوب داده‌های ما با نمودار فاز میدان متوسط ارائه شده با مدل RVB می‌تواند به‌عنوان یک مشخصه دو بعدی $HTSC$ تلقی گردد [۹۸]. نمودار فاز $GdPr-123$ خیلی شبیه نمودارهای مشابه ترکیبات $Y-123$ و $Y_{1-x}Pr_x-123$ با نقصان اکسیژن است [۸۱]. اختلاف T_s برحسب مقدار حفره در ترکیب 123 $GdBaPr-$ با دو ترکیب اخیر، نشان می‌دهد که مکان Pr حتی

1. Strange metal

چگالی حاملها نیز مربوط باشد، وجود دارد. این اولین وجه تشابه بین سیستمهای یاد شده است.

در بخش عایق گونه مقاومت، بر حسب دمای سیستمهای دو بعدی، $\rho(T)$ از رابطه زیر پیروی می کند [۱۰۹]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_V}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

که مشابه رسانش پرشی با برد متغیر (VRH) بین حالات جایگزیده در اثر برهمکنش کولنی (CG) است [۱۱۰]. اگرچه معمولاً فرض می شود که پیش فاکتور ρ_0 بستگی ضعیف دمایی دارد، لیکن بر اساس پرکولاسیون کوانتومی، چنانکه قبلاً توضیح داده شد، نحوه این بستگی به دست آمده است [۱۱۱]. میسون و همکارانش پیدا کرده اند که ρ_0 بستگی دمایی ندارد و نزدیک به مقدار کوانتای مقاومت، یعنی $\frac{h}{e^2}$ در $Si-MOSFET$ است [۱۱۲]. رسانش VRH با برهمکنش کولنی و $\rho_0 \approx \frac{h}{e^2}$ به وسیله گروهی در ترکیبات عایق گونه چندلایه ایهای $GaAs/AlGaAs$ نیز گزارش شده است [۱۱۳]. اگرچه، در بخش رفتار عایق گونه سیستمهای دو بعدی مدل $\rho(T) = \rho_1 + \rho_2 \exp\left[-\left(\frac{T_V}{T}\right)^\gamma\right]$ که در آن ρ_1 ، ρ_2 و T_V پارامترهای مستقل از دما و γ یک ثابتی از مرتبه یک است، پیشنهاد شده است، لکن نحوه بستگی دمایی مقاومت در بخش رفتار فلزی به طور کامل تعیین نشده است [۱۰۴].

مقاومت فاز هنجار $HTSC$ نیز به طور وسیعی جهت دستیابی به سازوکار غالب رسانش انجام شده است [۱۷]. چنانکه قبلاً نیز بحث شد، در بسیاری از ترکیبات ابررساناهای دمای بالا سازوکار رسانش $2D-VRH$ پیشنهاد شده است. در ترکیب $GdBaPr-123$ نیز با دو روش p متغیر و p ثابت رژیم غالب رسانشی $2D-VRH$ به دست آمد. همچنانکه در این ترکیب و بسیاری دیگر از $HTSC$ ها گزارش شده است [۷۸]، VRH بین حالات جایگزیده، مساعدترین رژیم رسانش به نظر می رسد. بنابراین سازوکار رسانش در $HTSC$ و $2D-EG$ رسانش پرشی

و چگالی حاملها در صفحات CuO_2 و زنجیره های $Cu-O$ به صورت زیر به دست می آیند:

$$n_{plane} = (y - x - 6/5)/2 \quad (9)$$

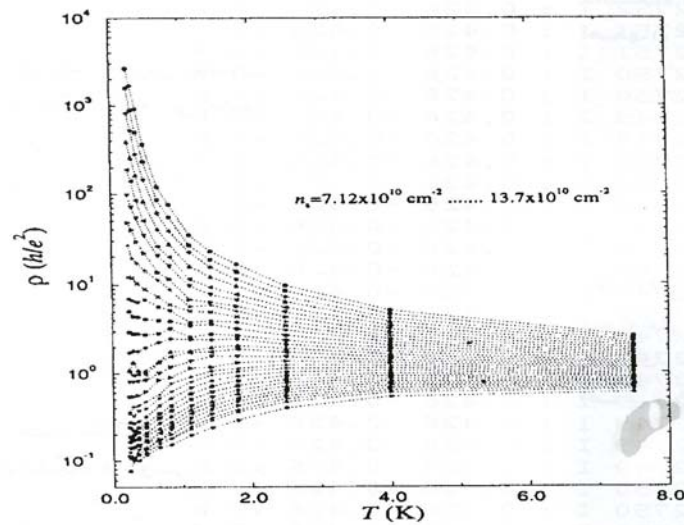
$$n_{chain} = n_{total} - 2n_{plane}$$

آلایش Pr مقدار حفره ها در صفحات CuO_2 را کاهش می دهد. در $\alpha_c = 0.35$ کاهش شدیدی در مقدار حفره های سلول واحد، صفحات CuO_2 و زنجیره های $Cu-O$ ملاحظه می شود. چنانکه قبلاً نیز اشاره شده است، در $x_c^{MIT} = 0.35$ گذار ابررسانا - عایق اتفاق می افتد که علی الاصول به کاهش مقدار حفره ها نیز مربوط است. گذار فلز - عایق نیز در این ترکیب در $x_c^{MIT} = 0.2$ اتفاق می افتد.

گذار فلز - عایق مشابهی نیز در سیستمهای دو بعدی گزارش شده است [۱۰۴]. برای مثال، در $Si-MOSFET$ مقاومت از رفتار عایق گونه در چگالی الکترونی $7/12 \times 10^{10} cm^{-2}$ تا رفتار فلزی به ازای چگالی $13/7 \times 10^{10} cm^{-2}$ در شکل ۳۰ نشان داده شده است [۱۰۵]. بنابراین در چگالیهای کم الکترونی، مقدار مقاومت با کاهش دما کاهش می یابد. چنین رفتاری در سیستمهای دو بعدی حفره آلوده چند لایه ای $GaAs/AlGaAs$ نیز اتفاق می افتد [۱۰۶]. فیلیپس و همکارانش اخیراً بحث کرده اند که فاز رسانا در سیستمهای دو بعدی باید یک ابررسانا با چگالی بار غیرهمگن باشد [۱۰۷].

چنین گذار ابررسانا - عایقی در لایه های فوق نازک Bi آمورف با تغییر ضخامت لایه و اعمال میدان مغناطیسی نیز مشاهده شده است [۱۰۸]. به عنوان مثال، در لایه نازک Bi با ضخامت 9 \AA رفتار مقاومت در دماهای کمتر از $5K$ ، عایق گونه و به ازای ضخامتهای بزرگتر مثلاً در 15 \AA در دماهای کمتر از $2K$ رفتار فلزی دارد. وجود SIT در اثر تغییرات ضخامت در لایه های دانه ای ابررسانای Pb ، Sn ، $Pb-Ag$ نیز اخیراً گزارش شده است [۱۰۱]. بنابراین، در $HTSC$ و گازهای الکترونی دو بعدی یک گذار ابررسانا - عایق با آلایش حاملها و در لایه های بسیار نازک ابررساناهای متعارف با تغییر ضخامت، که ممکن است با

1. Ultrathin films



شکل ۳۰. مقاومت بر حسب دما برای مقادیر مختلف چگالی الکترونی از $7.12 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ تا $13.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ $Si\text{-MOSFET}$ بر گرفته از مرجع [۱۶۴].

بین حالات جایگزیده است. خاصی از مقاومت اتفاق می افتد که مستقل از مقدار اکسیژن و Zn استفاده شده است. این نتیجه می دهد که مشاهده اخیر یک پدیده جهانشمول است که مقاومت بر صفحه CuO_2 در حوالی گذار ابررسانا-عایق نزدیک مقدار R_Q است. به علاوه مقاومت صفحه‌ای در تک بلورهای $Y\text{-}123$ آلیایده با Zn و $(La_{1-x}Sr_x)CuO_4$ نشان می دهند که SIT نزدیک مقدار یکتای مقاومت در سیستمهای $2D$ اتفاق می افتد [۱۱۸]. رفتار مشابهی همچنین در تک بلورهای $Bi_2Sr_2(Ca_{1-x}Y_x)Cu_3O_8$ که دو صفحه CuO_2 در هر سلول واحد دارد نیز مشاهده شده است. در ترکیبات تک صفحه‌ای همانند $Bi_2Sr_2Cu_3O_8$ مقدار مقاومت در هر صفحه CuO_2 در گذار، $\frac{h}{(2e)^2}$ به دست آمده است [۱۱۹]. ارزیابی زوج شدگی بین صفحات CuO_2 در $Y\text{-}123$ به صورت تجربی مشکل است، چرا که غالب اندازه گیریهای ناهمسانگردی، نسبت به میزان فاصله بین این صفحات حساس هستند. بنابراین، واضح نیست که مشاهده گذار در R_Q در هر صفحه، به سادگی به دلیل زوج شدگی قوی بین صفحات CuO_2

یک تخمین برهمکنش الکترون-الکترون در $Si\text{-MOSFET}$ در چگالیهای حدود 10^{11} cm^{-2} به صورت $E_{e-e} \approx 10 \text{ meV}$ است [۱۱۴]. بنابراین، چنین نتیجه گرفته شده است که سیستمهای $2D\text{-EG}$ جزء سیستمهای برهمکنش قوی هستند [۱۰۴]. این در حالی است که وجود برهمکنشهای قوی الکترون-الکترون در $HTSC$ مدتهاست که شناخته شده است [۱۱۵] و به همین دلیل ارائه مدل‌های نظری را بسیار پیچیده کرده است. بنابراین $HTSC$ و $2D\text{-EG}$ هر دو جزء سیستمهای برهمکنش قوی هستند. در لایه‌های نازک $YPr\text{-}123$ ، یک گذار ابررسانا-عایق به دلیل آرایش Pr گزارش شده است که این گذار در مقدار مقاومت $\sim 7 \text{ k}\Omega$ به ازای هر صفحه CuO_2 اتفاق می افتد [۱۱۶]. این مقدار، نزدیک کوانتای مقاومت برای جفت‌های کوپر یعنی $R_Q = \frac{h}{(2e)^2} \sim 6/45 \text{ k}\Omega$ است. چنین گذاری در لایه‌های نازک $Y\text{-}123$ آلیایده با Zn و دارای نقص اکسیژن نیز گزارش شده است [۱۱۷]. مؤلفین اخیر مشاهده کرده‌اند که گذار در مقدار

است و یا به یک خاصیت اساسی در کوپرات‌ها مربوط است [۱۱۷]. در لایه‌های بسیار نازک Bi یک کاهش شدید مقاومت با کاهش دما گزارش شده است که مقاومت فاز هنجار آن در دمای $14K$ ، $R_0 = 6/42 \pm 0/2 k\Omega$ اندازه‌گیری شده است [۱۲۰]. جالب است که R_0 نزدیک به کوانتای مقاومت برای جفتها یعنی R_0 است. این مشاهده به عنوان جایگزیدگی جفتها در همه ابررساناهای دو بعدی تفسیر شده است [۱۲۱]. در حال حاضر این کاهش شدید مقاومت به عنوان SIT شناخته شده است [۱۰۸]. نکته جالب آنست که در سیستمهای $2D-EG$ ، در چگالیهای بحرانی که MIT اتفاق می‌افتد، مقدار مقاومت مستقل از دما بوده و از مرتبه کوانتای مقاومت یعنی $h/e^2 \approx 25/6 k\Omega$ به دست آمده است [۱۰۴]. توجه می‌کنیم که به دلیل رسانش حامل‌های جفت در ابررساناها، کوانتای مقاومت $\frac{h}{(re)^2}$ است و در نیمه‌هادی‌های دو بعدی $\frac{h}{e^2}$ است. بنابراین $HTSC$ لایه‌های بسیار نازک ابررساناهای متغارف و $2D-EG$ یک SIT (و یا شاید MIT در $2D-EG$) در یک مقداری از مقاومت یکتای $R_Q = \frac{h}{q^2}$ (که در ابررساناها $q=2e$ و در $2D-EG$ $q=e$ است) اتفاق می‌افتد. از آنجا که این گذار در تک‌بلورهای توده‌ای $HTSC$ نیز مشاهده شده است [۱۱۸]، R_Q ممکن است در واقع بیانگر رفتار دو بعدی $HTSC$ باشد.

در ترکیب $GdPr-123$ به ازای $x_c = 0/45$ (آلایش بحرانی Pr برای SIT) مقاومت از 1 تا $10 m\Omega - cm$ تغییر می‌کند در حالی که برای $0/45 \leq x < 1/0$ در حدود $10^3 m\Omega - cm$ تغییر می‌کند [۱۲۳]. چنین پدیده‌ای در $HTSC$ فراوان است، چنانکه در $YPr-123$ [۱۲۴] و $YBaPr-123$ [۷۸] قابل مشاهده است. لایه‌های بسیار نازک Bi چنین رفتاری را در مقاومتشان برحسب دما با تغییر ضخامت لایه نیز نشان می‌دهند [۱۲۵]. بنابراین این پدیده وجه مشابهت دیگری بین سیستمهای مورد مطالعه است که نشان‌دهنده اثر بیشتر پارامتر بحرانی (چگالی حاملها در $HTSC$ و $2D-EG$ و ضخامت در لایه‌های بسیار نازک) در مقاومت فاز عایق نسبت به فاز فلزی آنهاست.

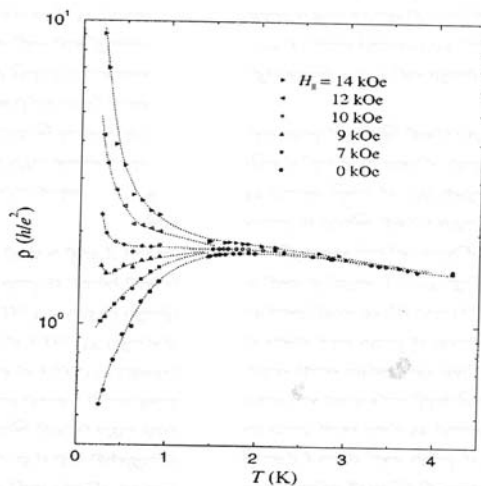
چنانکه از شکل ۱۲ مشخص است، اعمال میدان مغناطیسی باعث افزایش مقاومت نمونه‌ها در فاز مخلوط می‌شود. در نمونه‌های با x بالاتر، گذار از فاز ابررسانایی به فاز عایق در اثر میدان مغناطیسی مشهودتر است. به بیان دیگر در $HTSC$ ، یک SIT با اعمال میدان مغناطیسی وجود دارد [۱۲۶]. به هر حال در نمونه‌های چند بلوری به دلیل ارتباطات ضعیف در نواحی بین‌دانه‌ای، اعمال میدان مغناطیسی کوچک باعث پهن‌شدگی

است و یا به یک خاصیت اساسی در کوپرات‌ها مربوط است [۱۱۷].

در لایه‌های بسیار نازک Bi یک کاهش شدید مقاومت با کاهش دما گزارش شده است که مقاومت فاز هنجار آن در دمای $14K$ ، $R_0 = 6/42 \pm 0/2 k\Omega$ اندازه‌گیری شده است [۱۲۰]. جالب است که R_0 نزدیک به کوانتای مقاومت برای جفتها یعنی R_0 است. این مشاهده به عنوان جایگزیدگی جفتها در همه ابررساناهای دو بعدی تفسیر شده است [۱۲۱]. در حال حاضر این کاهش شدید مقاومت به عنوان SIT شناخته شده است [۱۰۸]. نکته جالب آنست که در سیستمهای $2D-EG$ ، در چگالیهای بحرانی که MIT اتفاق می‌افتد، مقدار مقاومت مستقل از دما بوده و از مرتبه کوانتای مقاومت یعنی $h/e^2 \approx 25/6 k\Omega$ به دست آمده است [۱۰۴]. توجه می‌کنیم که به دلیل رسانش حامل‌های جفت در ابررساناها، کوانتای مقاومت $\frac{h}{(re)^2}$ است و

در نیمه‌هادی‌های دو بعدی $\frac{h}{e^2}$ است. بنابراین $HTSC$ لایه‌های بسیار نازک ابررساناهای متغارف و $2D-EG$ یک SIT (و یا شاید MIT در $2D-EG$) در یک مقداری از مقاومت یکتای $R_Q = \frac{h}{q^2}$ (که در ابررساناها $q=2e$ و در $2D-EG$ $q=e$ است) اتفاق می‌افتد. از آنجا که این گذار در تک‌بلورهای توده‌ای $HTSC$ نیز مشاهده شده است [۱۱۸]، R_Q ممکن است در واقع بیانگر رفتار دو بعدی $HTSC$ باشد.

در سیستمهای $2D-EG$ به ازای مقادیر یکسانی از چگالی حاملها از چگالی بحرانی n_c به سمت فاز عایق و فاز فلزی، میزان تغییر مقاومت در بخش عایق در حدود دو مرتبه بزرگی بیشتر از تغییرات مقاومت در فاز فلزی است. به عنوان مثال در $Si-MOSFET$ ، $n_c = 9/02 \times 10^{11} cm^{-2}$ است که مقاومت در این چگالی تقریباً مستقل از دماست، هم‌چنانکه در شکل ۳۰ نشان داده شده است [۱۲۲]. با تغییر n_c به $13/7 \times 10^{11} cm^{-2}$ (در فاز فلزی) یعنی $\Delta n = 4/68 \times 10^{11} cm^{-2}$ مقاومت از حدود $2R_Q$ به $1/8 R_Q$ تغییر می‌کند. در حالی که برای $\Delta n = 2/1 \times 10^{11} cm^{-2}$



شکل ۳۱. مقاومت مغناطیسی بر حسب دمای نمونه $Si-MOSFET$ با چگالی $8/83 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ بر گرفته از مرجع [۱۶۵].

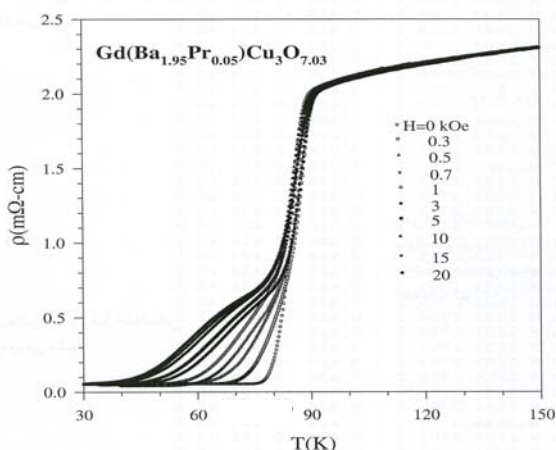
است. مقدار $\mu.H_p$ در این دما برای نمونه $Gd-123$ کمتر از 1 kOe است. با افزایش میدان مغناطیسی، مغناطش در جهت مثبت افزایش می‌یابد و این پیشنهاد می‌کند بر هم نهی سهم دیامغناطیسی ناشی از اثر مایسنر و سهم پارامغناطیسی به خاطر حضور یون پارامغناطیسی Gd است. میدان بحرانی پایینی H_{C1} ، یعنی میدانی که در آن منحنی مغناطش با افزایش H ، یک کمینه نشان می‌دهد در حدود 200 Oe است که با مقادیر منتشر شده برای این ماده توافقی دارد [۱۳۴]. همچنین از شکل ۳۲ برداشت می‌شود که حلقه‌های مغناطش، پسماند دارند. پسماند در نتیجه میخکوبی شار در مرزهای بین دانه‌ای است. هر چند هر دو دانه‌ای که در یک مرز بین دانه‌ای با هم مرتبط می‌شوند از ترکیب یکسانی تشکیل شده‌اند، اما چون جهت‌گیری بلوری این دانه‌ها متفاوت است ابررسانایی در این مواد ناهمسانگرد است و این ناهمسانگردی موجب می‌شود که مرز بین دانه‌ای، شار مغناطیسی را میخکوب کند. علاوه بر این، نقصهایی همانند دررفتگیها، حفره‌ها و ناخالصیها (علی‌الاصول) نیز می‌توانند شار را میخکوب کنند. مشاهده اثر مایسنر در حالت ابررسانایی نمونه‌های x بزرگتر از صفر به دلیل دسترسی نداشتن به دماهای پایینتر از دمای نیتروژن مایع ممکن نبود.

$\rho(T)$ در ناحیه گذار می‌شود [۱۲۷]، در حالی که در تک‌بلورها، میدانهای به بزرگی چندین تسلا برای اثر گذاشتن بر خطوط گردشاره‌ها در سلولهای واحد لازم است و تحت میدانهای چند ده تسلا نمونه‌های ابررسانا عایق خواهند شد [۱۲۸].

شکل ۳۱ منحنی مقاومت بر حسب دما برای $Si-MOSFET$ را با چگالی الکترونی $8/83 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ نشان می‌دهد. در حضور میدان مغناطیسی به بزرگی 14 kOe نمونه‌های فلزی عایق شده‌اند. به عبارت دیگر سیستمهای $2D-EG$ نیز تحت میدان مغناطیسی MIT از خود نشان می‌دهند. به علاوه در ابررسانای لایه نازک Bi اعمال میدان مغناطیسی به بزرگی چند تسلا باعث عایق شدن نمونه‌ها شده است [۱۰۸]. بنابراین $2D-EG$ $HTSC$ و لایه‌های بسیار نازک ابررساناهای متعارف حاکی از وجود SIT/MIT تحت میدان مغناطیسی‌اند. این موضوع، وجه تشابه دیگری بین سیستمهای مورد مطالعه است.

علاوه بر موارد توضیح داده شده بالا، خواصی از $HTSC$ وجود دارند که رفتار دو بعدی آنها را تأیید می‌کنند [۶۷]. همچنین مدل‌های مختلفی نیز برای توضیح مشاهدات خواص سیستمهای $2D-EG$ از جمله جامد ویگنر [۱۲۹]، ابررسانایی [۱۳۰]، پرکولاسیون کوانتومی [۱۳۱]، مدل نیمه کلاسیکی تک‌الکترونی [۱۳۲] و مایع غیر فرمی [۱۳۳] ارائه شده‌اند. ولی متأسفانه هر یک از مدل‌های بالا قابلیت توضیح برخی از خواص $2D-EG$ را دارند و هیچ مدلی که توضیح‌دهنده تمام خواص آنها باشد ارائه نشده است [۱۰۴]. بنابراین شباهتهای گفته شده ممکن است در به دست آوردن یک منشأ برای ابررسانایی و رفتار $2D-EG$ مفید باشد. هر چند با توجه به پیچیدگیهای هر یک، نیاز به تحقیق بیشتری در این حوزه می‌باشد.

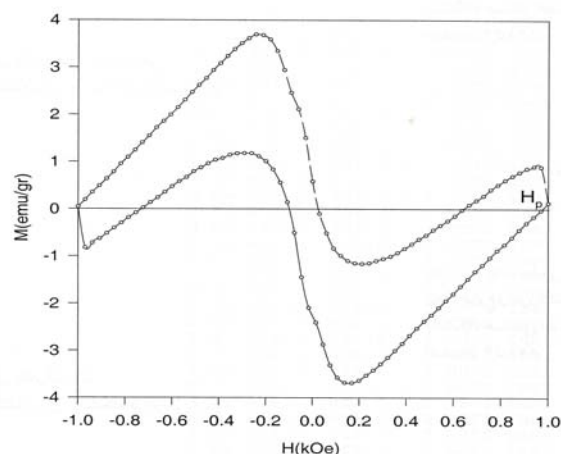
شکل ۳۲ حلقه مغناطیسی نمونه $Gd-123$ را در دمای نیتروژن مایع که پایینتر از دمای گذار آن است نشان می‌دهد. افزایش میدان در ابتدا موجب افزایش خاصیت دیامغناطیسی می‌شود و سپس این خاصیت کاهش یافته و در میدان $\mu.H_p$ تقریباً برابر صفر می‌شود. در این نقطه مغناطش نمونه تغییر علامت می‌دهد و این به معنای ظهور خاصیت پارامغناطیسی



شکل ۳۳. مقاومت مغناطیسی بر حسب دما برای نمونه $Gd(Ba_{1.95}Pr_{0.05})Cu_3O_{7.03}$.

میدان مغناطیسی مشاهده می‌شود. با افزایش میدان مغناطیسی اعمالی، T_c^{onset} تقریباً ثابت باقی می‌ماند در حالی که $T_c(\rho=0)$ به مقدار قابل توجهی کاهش می‌یابد. تغییر مقاومت در ناحیه فاز مخلوط (ناحیه پهن شده پایین‌تر از T_c) به دلیل خزش شار در اثر افت و خیز گرمایی در ناحیه انتهای منحنیهای مقاومت، نزدیک T_c^{mid} بیشتر از ناحیه نزدیک T_c^{onset} است. ناحیه انتهایی مقاومت مربوط به ارتباطات ضعیف بین دانه‌های است [۱۳۶] که نسبت به میدان مغناطیسی حساستر بوده و زودتر تحت تأثیر قرار می‌گیرد.

منحنیهای مقاومت نمونه‌های $0.0/0.0 \leq x \leq 0.25$ در شکل‌های ۳۴ و ۳۵ نشان داده شده‌اند. در نمونه‌های $0.2/0.15$ دو ناحیه وجود دارد: یک ناحیه نزدیک T_c^{onset} که مربوط به دانه‌ها به‌طور مجزا است و یک ناحیه دیگر در انتهای منحنیها که مربوط به زوج‌شدگی دانه‌ها با یکدیگر است. برای x های گفته شده، ناحیه اول تقریباً بدون تغییر و اغلب اثر پهن‌شدگی در ناحیه دم منحنیهاست. از طرف دیگر، در منحنی نمونه‌های $0.25/0.20, 0.20/0.15, 0.15/0.10$ تمایز بین دو ناحیه گفته شده در نمونه‌های $0.15/0.10$ کمتر محسوس است. و به نظر می‌رسد در ۲۵ تمامی این نمونه‌ها اعمال میدان مغناطیسی باعث پهن‌شدگی در هر دو ناحیه می‌شود. چنانکه از شکل ۳۵ به



شکل ۳۴. پذیرفتاری مغناطیسی مستقیم نمونه $GdBa_2Cu_2O_{6.99}$ بر حسب میدان مغناطیسی.

نکته دیگری که از منحنیهای $M(\mu, H)$ قابل استخراج است، چگالی جریان بحرانی است. طبق رابطه بین (Bean) [۱۳۵]، چگالی جریان بحرانی داخل دانه‌ای با رابطه $J_c = 2 \frac{\Delta M}{a}$ داده شده است که در آن ΔM پسماند مغناطیسی در یک میدان مشخص و a اندازه دانه است. به‌عنوان مثال در میدان صفر $\Delta M \approx 0.2 \frac{emu}{gr}$ و $5 \frac{gr}{cm^3}$ چگالی جرمی است. در نتیجه، $\Delta m \approx 1 \frac{emu}{cm^3}$ و $a \approx 10^{-3} cm$ هستند، آنگاه $J_c \approx 2 \times 10^3 \frac{A}{cm^2}$ خواهد شد. این مقدار، چگالی جریان بحرانی درون دانه‌ای است که در عبور جریان ابررسانایی از یک تک‌بلور به تک‌بلور دیگر مهم است. در بخشهای بعد، چگالی جریان بحرانی بین دانه‌ای را نیز محاسبه خواهیم کرد.

مقاومت الکتریکی نمونه‌های $Gd(Ba_{2-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ تحت میدان مغناطیسی با بزرگی حداکثر $20 kOe$ اندازه‌گیری شده‌اند. شکل ۳۳ یک نمونه نوعی به ازای $x = 0.05$ را نشان می‌دهد. فاز هنجار نمونه‌ها تحت میدان مغناطیسی با بزرگی حداکثر $20 kOe$ تغییر محسوسی ندارد و عمده تحولات در بخش گذار ابررسانایی اتفاق می‌افتد. چنانکه از شکل مشخص است در ناحیه گذار ابررسانایی یک پهن‌شدگی ناشی از اعمال

همخوانی با مقدار مشابه ترکیب $GdPr-123$ است [۱۴۲] و همچنین روشهای دیگر به دست آوردن U_0 همانند آزمایشات واهلش مغناطیسی^۲ در ترکیبات $Y_{1-x}Pr_x-123$ [۱۴۳] و $Bi_{1/75}Pb_{1/25}Sr_2Ca_2Cu_2O_{7+\delta}$ است [۱۴۴].

یک رابطه توانی برای U_0 برحسب H به صورت $U_0 \sim H^{-\beta}$ برای هر نمونه برازش داده شده است که در شکل داخلی ۳۷ نمایش داده شده است. مقدار β و پارامتر کیفیت برازش χ^2 در مقادیر مختلف آرایش Pr در جدول ۷ آمده‌اند؛ مقدار β از ۰/۲۹۷ در $x=0/00$ شروع و به مقدار ۰/۷۸۲ در $x=0/25$ افزایش پیدا می‌کند. نکته مهمتر آن است که با افزایش x همچنانکه از χ^2 مشخص است، رابطه توانی، برازش نامناسبی شده و اعتبار کمتری پیدا می‌کند. این نتیجه در تطابق با نتیجه کار مرجع [۱۳۷] برای سیستم $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{7+\delta}$ است که β به جهت میدان مغناطیسی نسبت به صفحه ab و دامنه میدان مغناطیسی به کار رفته یعنی کوچکتر و یا بزرگتر از 30 kOe بستگی دارد. از طرف دیگر نتیجه ما از مقدار β در ترکیب $Gd_{1-x}Pr_x-123$ متفاوت است که مقدار $0/03$ و مستقل از مقدار آرایش Pr در بازه $0/15 \leq x \leq 0/05$ به دست آمده است [۱۴۵]. البته تعداد نمونه‌های مطالعه شده در کار حاضر مناسب برای چنین نتیجه‌گیری هست. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که Pr در مکان Ba نسبت به مکان R اثرات کمی متفاوت بر دینامیک شار دارند.

رفتار غیرخطی و مثبت $\ln U_0$ برحسب $\ln \beta$ در ترکیب $GdBaPr-123$ نشان می‌دهد که Pr در مکان Ba انرژی میخکوبی ضعیفتری نسبت به Pr در مکان R دارد، چرا که $\ln U_0 - \ln \beta$ ترکیب $GdPr-123$ خطی است. بنابراین، Pr در مکان Br در مقایسه با مکان R به انرژی کمتری برای حرکت دادن شارها، یعنی اضمحلال ابررسانایی با افزایش H نیاز دارد که حاکی از اثر مخربتر Pr در مکان Ba نسبت به مکان R است. براساس داده‌های ما، انرژی میخکوبی نمی‌تواند به رابطه $U_0 \sim H^{-1}$ برازش پیدا کند. این امر در تطابق با نتیجه تجربی

خوبی مشخص است. به بیان دیگر، در این نمونه‌ها، تعداد سلول واحدهای آلییده شده با Pr به حد کافی وجود دارند که نقش ارتباطات ضعیف را بازی می‌کنند. بنابراین میدان مغناطیسی بر ارتباطات ضعیف - شامل فضای خالی بین دانه‌ها و سلولهای واحد شامل Pr - مابین سلولهای ابررسانا اثر می‌گذارد. و همچنین در این نمونه‌ها اعمال میدان مغناطیسی خیلی بزرگ (چند ده تسلا) باعث گذار SIT در نمونه‌ها خواهد شد که در نمونه‌های با آرایش بیشتر Pr مقدار این میدان لازم کوچکتر خواهد بود. به عنوان مثال، در نمونه $x=0/25$ اعمال میدان 5 kOe نمونه ابررسانا را خیلی به حالت عایق نزدیک کرده است (شکل ۳۵). به علاوه جالب است که مقدار بحرانی x برای تمایز اخیر نزدیک به مقدار $x^{MIT}=0/20$ است. بنابراین مقدار x_c^{MIT} برای آرایش Pr ، برای گذار از $T AFC$ در ناحیه دم منحنی $\rho(T)$ ، به ناحیه ارتباطات ضعیف کافی است. این امر مجدداً ارتباط حالت‌های هنجار و ابررسانایی را در ترکیبات $HTSC$ تاکید می‌کند.

منحنیهای مقاومت مغناطیسی در چند بلوری‌های $HTSC$ از رابطه آرینوس زیر پیروی می‌کند [۱۳۷]:

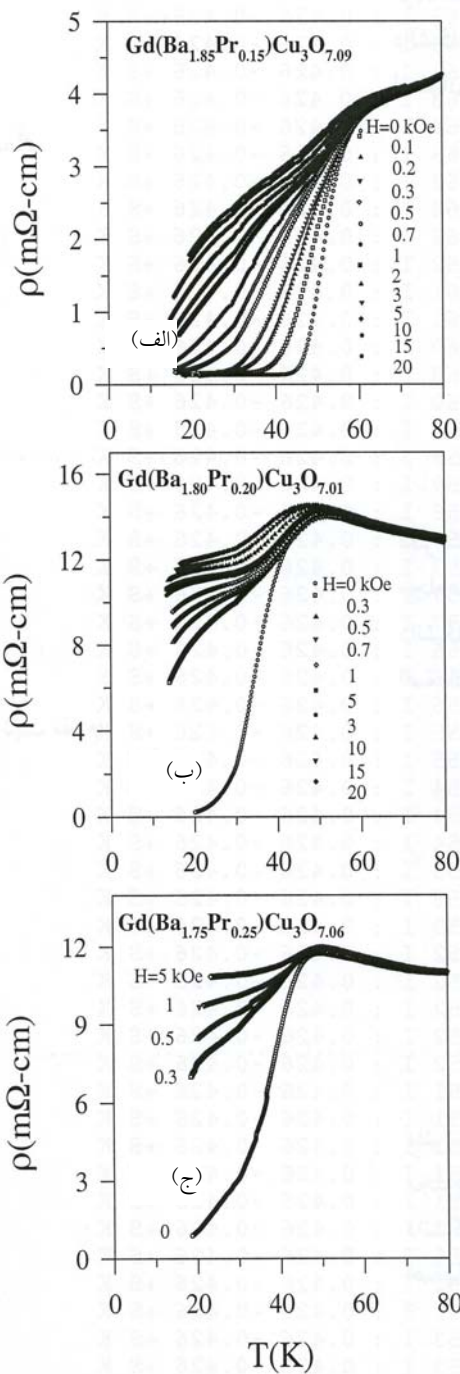
$$\rho(H, T) = \rho_0 \exp(-U_0(H, T)/k_B T) \quad (11)$$

که در آن U_0 انرژی میخکوبی شار مغناطیسی است که به دما و میدان مغناطیسی بستگی دارد. بنابراین ضریب زاویه بخش خطی منحنی $\log \rho$ بر حسب $1/T$ مقدار U_0 را نتیجه خواهد داد. چنین منحنی در شکل ۳۶ نشان داده شده است. با استفاده از بخش خطی دم منحنیها در میدانهای مختلف می‌توان به بررسی دینامیک شار پرداخت [۱۳۸].

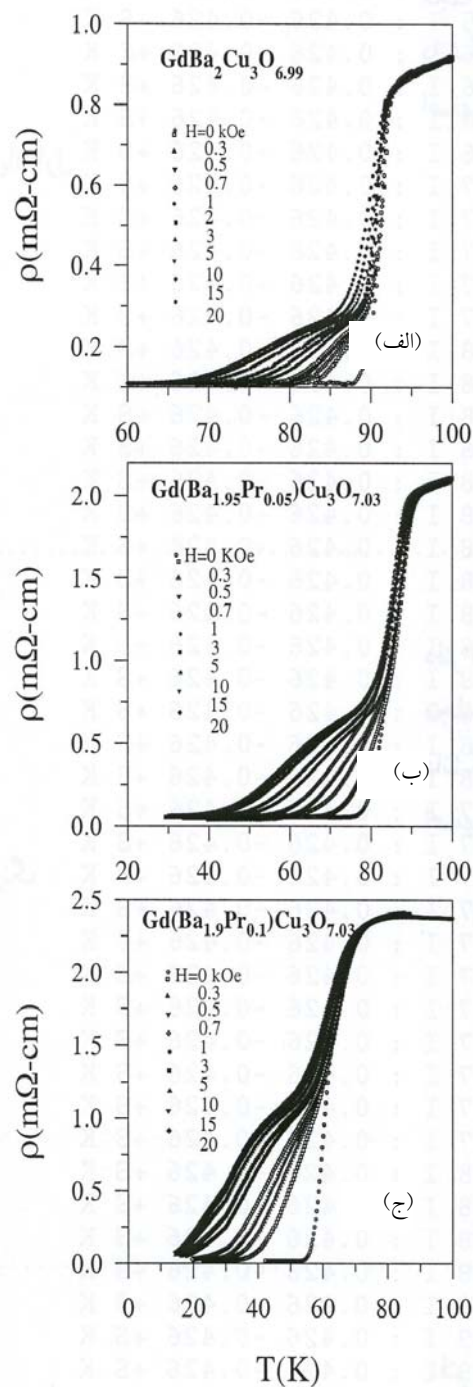
U_0 های استخراج شده در میدانهای مختلف و مقادیر مختلف آرایش Pr در شکل ۳۷ ارائه شده است. برای هر x انرژی میخکوبی شار با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد این نتیجه در تطابق با نتایج لایه‌های نازک $Y-123$ [۱۳۹]، تک‌بلورهای $Bi_{1/25}Sr_2Ca_{1/8}Cu_2O_{7+\delta}$ [۱۴۰] و ابرشبکه‌های^۱ $Y-123/Pr-123$ [۱۴۱] است. مقدار U_0 به دست آمده در

۲. Magnetic Relaxation Measurements

۱ Superlattices



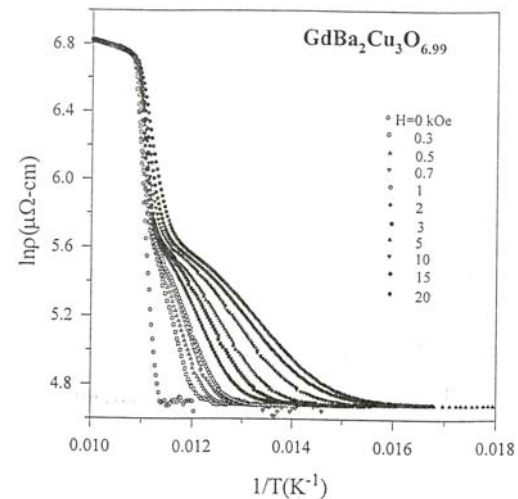
شکل ۳۵. مقاومت مغناطیسی بر حسب دما برای نمونه‌های (الف): $\text{Gd}(\text{Ba}_{1.85}\text{Pr}_{0.15})\text{Cu}_3\text{O}_{7.09}$ ، (ب): $\text{Gd}(\text{Ba}_{1.80}\text{Pr}_{0.20})\text{Cu}_3\text{O}_{7.01}$ و (ج): $\text{Gd}(\text{Ba}_{1.75}\text{Pr}_{0.25})\text{Cu}_3\text{O}_{7.06}$.



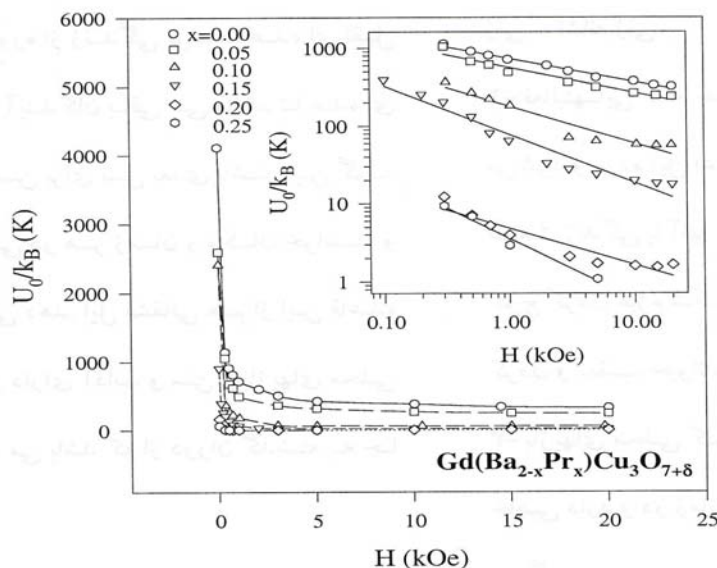
شکل ۳۴. مقاومت مغناطیسی بر حسب دما برای نمونه‌های (الف): $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.99}$ ، (ب): $\text{Gd}(\text{Ba}_{1.95}\text{Pr}_{0.05})\text{Cu}_3\text{O}_{7.03}$ و (ج): $\text{Gd}(\text{Ba}_{1.9}\text{Pr}_{0.1})\text{Cu}_3\text{O}_{7.03}$.

را در $H=1kOe$ به دو قسمت می‌شکنیم که نتیجه در شکل ۳۸ نشان داده شده است. مقدار β و χ در نواحی مختلف H در جدول ۸ نیز ارائه شده‌اند. حالا، همچنانکه از χ مشخص است، رابطه $U \sim H^{-\beta}$ برای دو بازه $H < 1kOe$ (کاملاً) و $H > 1kOe$ (تقریباً) مناسب است. مؤلفین مرجع [۱۵۰] نتیجه‌گیری کرده‌اند که رابطه مقیاسی در منحنیهای مقاومت مغناطیسی در ناحیه برانگیختگی گرمایی مستقیماً با تغییرات انرژی میخکوبی از میخکوبی دررفتگیهای صفحه‌ای به میخکوبی دررفتگیهای نقطه‌ای با افزایش میدان مغناطیسی، مربوط است. β های به دست آمده در این کار و مرجع [۱۵۰] تفاوتی دارند؛ برای $H < 1kOe$ از ۰/۳۹۴ تا ۰/۹۴۲ تغییر می‌کنند و بزرگتر از مقادیر β برای $H > 1kOe$ هستند (در حدود ۰/۲۶۹) که در نمونه‌های لایه نازک $Gd-123$ اینگونه نیستند. به هر حال، به دلیل طبیعت چند بلوری نمونه‌های ما، مشکل است که رفتار شامل دو بخش خطی $\ln U_0 - \ln H$ را به دررفتگیهای صفحه‌ای یا نقطه‌ای نسبت دهیم. ما فکر می‌کنیم که منشأ این رفتار آنست که بخش خطی دررفتگیهای صفحه‌ای $\ln U_0 - \ln H$ با افزایش x کاهش یافته و اعتبارش نیز کم می‌شود. به بیان دیگر، با افزایش آلایش Pr ، بستگی دمایی U_0 قویتر می‌شود. این نشان می‌دهد که مدل‌های پیشرفته‌تری همانند برانگیختگی گرمایی $(AH)^2$ ممکن است برای این منحنیها مناسبتر باشند که در ادامه به آن خواهیم پرداخت.

بستگی انرژی میخکوبی U_0 به x در شکل ۳۹ نشان داده شده است. با افزایش x انرژی میخکوبی کاهش می‌یابد همچنانکه قبلاً نیز نتیجه گرفته بودیم، جاینشینی Pr شیب ارتباطات ضعیف اثر می‌گذارد. با افزایش ارتباطات ضعیف، گردش‌ها راحتتر می‌خورند و در نتیجه انرژی میخکوبی کاهش می‌یابد. این نتیجه، در تطابق اثر Pr در ترکیب $GdPr-123$ [۱۴۵] و $GdPrCa-123$ [۱۴۷] است. آزمایشات واهلش مغناطیسی در نمونه‌های $Y_{1-x}Pr_x-123$ نیز به همین نتیجه



شکل ۳۶. منحنی $\log \rho$ بر حسب $\frac{1}{T}$ نمونه $GdBa_2Cu_3O_{6.99}$. پالسترا [۱۴۰] و در تضاد با ادعای پدیده شناختی تینکهام [۱۴۶] است. اغلب گزارشها حاکی از مقداری متفاوت از -1 برای β است: در ترکیب $GdPrCa-123$ ، $1/3$ [۱۴۷]، در ترکیب دانه‌ای $Y-123/YBaCO_5$ ، $0/6$ [۱۴۸]، در لایه نازک $Y-123$ ، $0/73$ [۱۳۷] و در $Bi_{1/8}Pb_{1/4}Sr_{1/4}Ca_2Cu_2O_{8+\delta}$ ، $0/9$ [۱۴۹] گزارش شده است. پراکندگی در مقدار β که به نظر می‌رسد ناشی از حساسیت انرژی میخکوبی به مشخصات ساختاری شبکه، مانند مقدار اکسیژن، جایگاه دقیق اتمها (مخصوصاً نمونه‌های آلاییده با Pr)، کیفیت ارتباطات ضعیف و ... باشد. بنابراین، شاید انتظار یک رابطه مقیاسی برای رفتار $U_0(H)$ کمی ایده‌آل باشد. در نمونه‌های لایه نازک $Gd-123$ که در جهت c رشد یافته‌اند، با افزایش میدان مغناطیسی یک گذاری^۱ در مقدار β از $0/5$ به $1/0$ در حوالی $10kOe$ برای حالت $H \parallel ab$ و در $8kOe$ برای حالت $H \parallel c$ مشاهده شده است [۱۵۰]. این گذار به‌عنوان گذار از میدانهای کوچک به میدانهای بزرگ تعبیر شده است؛ در رفتگیهای صفحه‌ای مسئول رفتار $U_0 \sim H^{-1/2}$ در میدانهای کوچک هستند در حالی که دررفتگیهای نقطه‌ای مسئول رفتار $U_0 \sim H^{-1}$ در میدانهای بزرگتر هستند. بر این اساس، ما منحنی لگاریتم U_0 بر حسب H



شکل ۳۷. انرژی میخکوبی بر حسب میدان مغناطیسی اعمال شده برای مقادیر مختلف آلیش $Pr(x)$. شکل داخلی منحنی $\log - \log$ آن است.

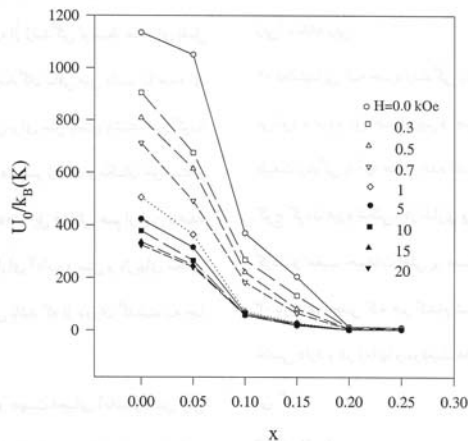
جدول ۷. مقدار β و معیار اعتبار برازش، χ^2 ، برای مقادیر مختلف آلیش $Pr(x)$ در برازش مدل $TAFc$.

χ^2	β	x
0/987	0/297	0/00
0/952	0/323	0/05
0/924	0/477	0/10
0/947	0/623	0/15
0/895	0/467	0/20
0/980	0/782	0/25

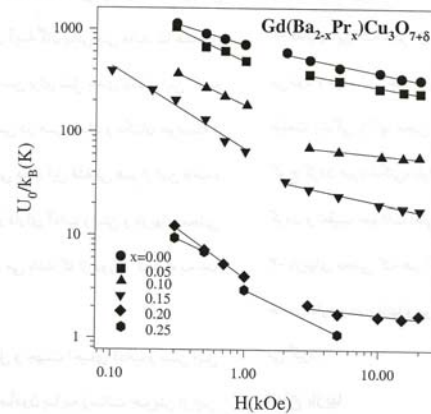
مغناطیسی به کار رفته در مطالعه ما یعنی $0 \leq H \leq 20 \text{ kOe}$ ، تغییرات در T_c^{mid} کوچک است که این به دلیل مقدار زیاد H_{c2} درون-دانه‌ای نمونه‌هاست. به هر حال، دامنه استفاده شده میدان مغناطیسی برای ایجاد تغییرات در زوج‌شدگی بین‌دانه‌ای کافی است. بنابراین، بیشینه قله کوچکتر در منحنی $\frac{dp}{dT}(T)$ (یعنی در نقطه T_H) با افزایش H جابه‌جا می‌شود. T_H به صورت دمای بحرانی برای آنکه مقاومت بین-دانه‌ای به ۵۰٪ مقدار اولیه‌اش برسد، تعریف می‌شود.

منجر شده است [۱۵۱]. وجود یک گاف در مقدار U_0 برای H های کوچکتر از 1 kOe از شکل ۳۹ مشخص است. این شاید نشان‌دهنده آن باشد که رابطه‌ی توانی در تمام بازه مقادیر H قابل به‌کارگیری نباشد.

مطابق با گزارش پومار [۱۵۲]، هرگونه ناهنجاری دوگذاری و دو قله‌ای در منحنی $\frac{dp}{dT}(T)$ در $H=0$ فقط یک قله در T_c^{mid} دارد، چنانکه در شکل ۴۰ نشان داده شده است. با اعمال میدان مغناطیسی، یک قله دیگری در منحنی $\frac{dp}{dT}(T)$ ظاهر می‌شود که مربوط به دم منحنی مقاومت مغناطیسی است. در دامنه میدان



شکل ۳۹. انرژی میخکوبی بر حسب مقادیر مختلف آرایش $Pr(x)$ در میدان‌های مغناطیسی مختلف.



شکل ۳۸. انرژی میخکوبی بر حسب میدان مغناطیسی برای مقادیر مختلف آرایش $Pr(x)$. رفتار خطی انرژی میخکوبی به دو بخش تقسیم شده است: کمتر و بیشتر از 1 kOe .

جدول ۸ مقدار β و معیار اعتبار برازش χ^2 ، برای مقادیر مختلف آرایش $Pr(x)$ برای دو محدوده میدان مغناطیسی: کوچکتر و بزرگتر از 1 kOe .

$H > 1 \text{ kOe}$		$H < 1 \text{ kOe}$		x
χ^2	β	χ^2	β	
0/971	0/261	0/996	0/394	0/00
0/985	0/223	0/966	0/611	0/05
0/923	0/121	0/996	0/594	0/10
0/980	0/269	0/978	0/804	0/15
0/683	0/125	0/995	0/942	0/20
1	0/618	1	0/609	0/25

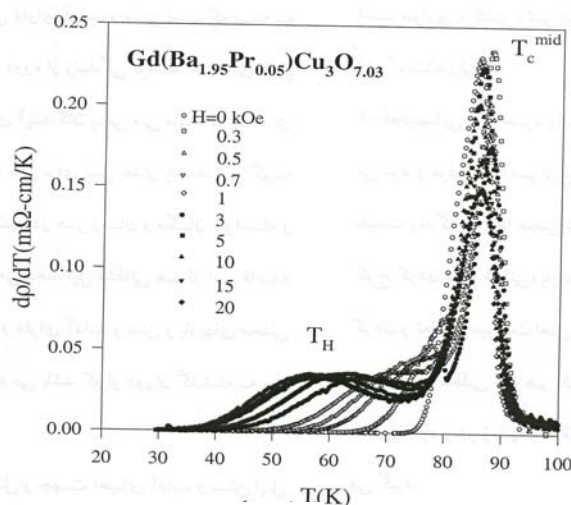
$GdBaPr-123$ رفتاری شبیه یک سیستم دو بعدی از خود نشان می‌دهد.

به دلیل مقدار خیلی بزرگ میدان بحرانی بالایی در حد $T=0K$ در $JTSC$ شیب منحنی H_{c2} بر حسب T در بالاترین میدانها و برونمایی آن به دمای صفر، برای استخراج $H_{c2}(0)$ استفاده شده است [۱۵۲]. بنابراین، ما از فرمول زیر برای به دست آوردن $H_{c2}(0)$ استفاده می‌کنیم [۱۵۴]؛ که در آن T' محل تقاطع شیب با محور دما است. بر این اساس، $H_{c2}(0)$ برای مقادیر مختلف آرایش Pr به دست آمده و در شکل ۴۲ ارائه شده است. $H_{c2}(0)$ با افزایش x به سرعت رشد می‌کند.

$$H_{c2}(0) = 0.69 [dH_{c2}(T)/dT] T' \quad (12)$$

ما از T_H برای پیدا کردن میدان بحرانی بالایی بین دانه‌های H_{c2} استفاده خواهیم کرد. گزارش شده است که $H_{c2}(T)$ به دست آمده از طریق ρ (۵۰٪) بهترین انطباق را با نتایج حاصل از منحنیهای $I-V$ می‌دهد [۱۵۳].

شکل ۴۱ میدان بحرانی بالایی H_{c2} بین دانه‌های بر حسب T را به ازای $0.15 \leq x \leq 0.00$ نشان می‌دهد. در نمونه‌های $x=0.2, 0.25$ تحت میدانهای اعمال شده کمتر از $10K$ هستند و برای ما قابل دسترسی نیستند. این منحنیها در واقع شدت میدان مغناطیسی لازم را برای آنکه ارتباطات ضعیف بین دانه‌های از بین برود را در هر x و دمایی نشان می‌دهد. این منحنیها شبیه حالت $H \perp J$ و $H \parallel ab$ در لایه‌های نازک $Gd-123$ است [۱۵۰]. از آنجا که در حالت $H \parallel c$ و $H \perp J$ ، H_{c2} بر حسب T خطی است، نتیجه می‌گیریم که زوج‌شدگی بین دانه‌های سیستم



شکل ۴۰. مشتق دمایی مقاومت مغناطیسی بر حسب دما برای نمونه $Gd(Ba_{1.95}Pr_{0.05})Cu_3O_{7.03}$ کوچکتر در دمای T_H مربوط به خزش شار بین دانه‌ای است.

مغناطیسی در ناحیه گذار مغناطیسی با مدل $T AFC$ مورد بررسی قرار گرفتند. لکن با افزایش α از اعتبار این مدل در برازش مقاومت‌های مغناطیسی کاسته می‌شد. بنابراین، نیاز به استفاده از مدلی مناسبتر احساس می‌شود. به این منظور، از مدل AH [۱۵۶] برای برازش مقاومت‌های مغناطیسی در ناحیه گذار مغناطیسی استفاده می‌کنیم. با استفاده از فرمول (۱۴) برازش داده‌ها با استفاده از چهار متغیر ρ_n ، $C(H)$ ، T_c و q انجام شد:

$$\rho = \rho_n \left[I_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right) \right]^{-2} \quad (14)$$

که I_0 تابع بسط اصلاح شده و

$$\gamma = U_0 / k_B T = A(1-t)^q / H \quad (15)$$

U_0 انرژی برانگیختگی، $C(H) = A/H$ ، $d = T/T_c$ ، H میدان مغناطیسی، A و q ثابت هستند. نمونه نوعی این برازش در شکل ۴۴ برای نمونه $GdBaPr-123$ و در شکل ۴۵ برای نمونه $GdPr-123$ به ازای $x=0.10$ نشان داده شده است [۱۵۷]. جهت برازش مناسب، از ناحیه دم مقاومت‌های مغناطیسی استفاده شده است و نواحی درون دانه‌ای حذف شده‌اند. از آنجا که ρ_n مربوط به

اگرچه آرایش Pr برای T_c نامناسب است، اما به دلیل اثراتش بر میخکوبی گردشاره‌ها، میدان بحرانی بالایی را افزایش می‌دهد. این مشخصه آرایش Pr می‌تواند در کاربری آن مفید باشد. طول همدوسی در راستای ارتباطات ضعیف می‌تواند از رابطه ناهمگن گینزبورگ-لانداو به دست آید [۱۵۵]:

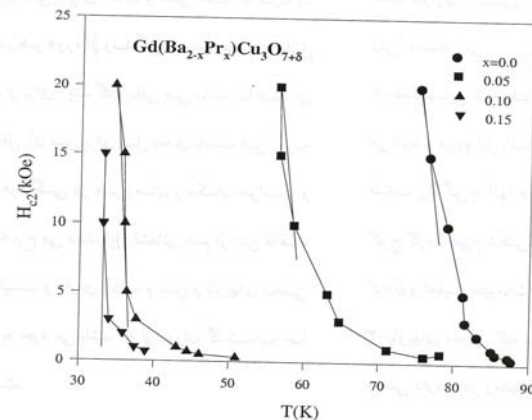
$$H_{c2}(T) = \frac{\phi_0}{2\pi \xi^2(T)} \quad (13)$$

که در آن ϕ_0 کوانتای شار و ξ طول همدوسی بین دانه‌ایست. با استفاده از $H_{c2}(0)$ ، مقادیر $\xi(0)$ به ازای مقادیر مختلف آرایش Pr در شکل ۴۳ نشان داده شده است؛ با افزایش α ارتباطات ضعیف بین دانه‌ای سریعاً کاهش پیدا می‌کند. این نشان می‌دهد که علاوه بر اثر مخرب Pr در داخل سلول واحد، طول همدوسی بین ارتباطات ضعیف را نیز کاهش می‌دهد. بنابراین، آرایش Pr ، اثر ارتباطات ضعیف را در دینامیک شار دارد و فراوانی آنها را افزایش می‌دهد. شکل ۴۴ همچنین نشان می‌دهد که مرتبه بزرگی فواصل بین دانه‌ها در حدود 40 \AA است. در قسمت قبل برازش منحنیهای $\rho(T)$ تحت میدان

نمونه‌های $GdBaPr-123$ همگی حدود ۷ هستند، مقدار کم α در نمونه ۰/۰۵ را باید در دلایل دیگر جستجو کرد.

شکل ۴۶ نحوه تغییرات γ بر حسب H را در ترکیب $GdBaPr-123$ به ازای مقادیر مختلف آرایش Pr نشان می‌دهد. منحنی $\ln \gamma - \ln H$ کاملاً خطی است. در ازای $GdPr-123$ نیز $\gamma(H)$ با افزایش H کاهش پیدا می‌کند. به ازای $\gamma(H)$ بستگی توانی دارد. اما برای x های بزرگتر یک رابطه توانی ساده وجود ندارد، که این به دلیل عدم بستگی توانی C به H است. شیب منحنی $\ln \gamma - \ln H$ ، یعنی توان عبارت $H^{-\beta} \sim \gamma$ در جدول ۹، برای مقادیر مختلف Pr در مکان Ba و R آمده است. مقدار میانگین β برای هر دو سیستم ۱/۲ است. با افزایش میدان مغناطیسی، انرژی زوج‌شدگی بین گردش‌های جوزفسون کاهش می‌یابد. برای هر میدان الکتریکی، با افزایش آرایش Pr ، γ هم کاهش می‌یابد. چنین رفتار γ با H در مراجع دیگر نیز گزارش شده است [۱۳۷ و ۱۴۷].

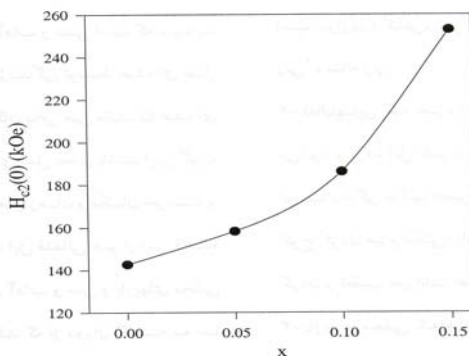
تینکهام به صورت پدیده شناختی بستگی میدانی انرژی میخکوبی را به شکل H^{-1} در نمونه‌های تک‌بلوری $Y-123$ با میدانهای تا بزرگی $90 kOe$ به دست آورد [۱۴۶]. کیم و همکارانش مقدار $\beta = 0.73$ را برای لایه‌های نازک $Y-123$ تا میدانهای $100 kOe$ به دست آورده‌اند [۱۳۷]. به علاوه، در تک‌بلورهای $Bi_2Sr_2CaCu_3O_{8+\delta}$ با میدانهای به بزرگی حداکثر $55 kOe$ [۱۵۸]، در نمونه‌های دانه‌ای $Y-123$ با میدانهای به بزرگی $1 kOe$ [۱۵۷] و $75 kOe$ [۱۵۹]، β مساوی ۰/۵ به دست آمده است. در نمونه‌های $GdPrCa-123$ با میدانهای به بزرگی حداکثر $17 kOe$ ، برای β مقدار ۰/۳ گزارش شده است [۱۴۷]. بنابراین، با توجه به گزارشهای بالا آنچه می‌توان درباره نحوه بستگی γ به H گفت تنها وجود یک رابطه توانی است. هر چند مقدار به دست آمده β در این گزارش به نتیجه تینکهام نزدیک است، لیکن پراکندگی مقدار آن در گزارشهای مختلف از ۰/۳ [۱۶۰] تا ۱/۲ [۱۵۷] است. به علاوه، به نظر می‌رسد که دامنه میدانهای بکاررفته روی مقدار β در میدانهای بزرگ به



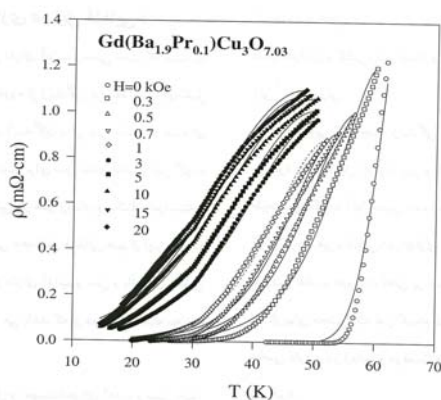
شکل ۴۱. میدان بحرانی بالایی بین دانه‌ای بر حسب دما برای مقادیر مختلف آرایش $Pr(x)$. خطوط مماس در محاسبه $H_{c2}(0)$ استفاده شده‌اند.

مقاومت در ناحیه شروع پهن‌شدگی، مقاومت در ناحیه مخلوط است و مستقل از میدان است، لذا می‌توان آن را از روی شکل تخمین زده و تعداد متغیرهای برازش را به سه کاهش داد. به دلیل تعداد زیاد متغیرها و دشواری برازشها، کارهای قبلی نیز با تعداد کمتری از متغیرها برازش یافته است [۱۴۸]. در برازشهای اخیر و همچنین بعضی دیگر از گزارشها [۱۴۸]، در ناحیه $T(\rho=0)$ کمی انحراف از مدل AH مشاهده می‌شود. در این ناحیه $TAFc$ بهتر جواب می‌دهد همان‌طور که برای نمونه‌های $GdPr-123$ [۱۴۵] و $GdPrCa-123$ [۱۴۷] نیز انجام شده است.

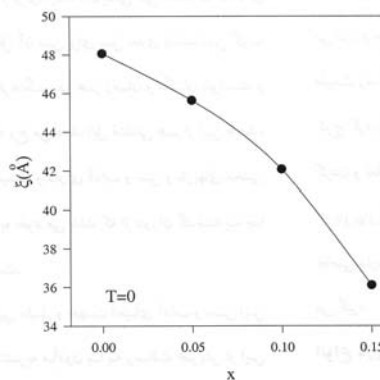
فاکتور توانی رابطه $C(H) \sim H^{-\alpha}$ برای مقادیر مختلف آرایش Pr در مکان Ba و R در جدول ۹ داده شده است. مقدار میانگین α در هر دو سیستم در حدود ۰/۲ است بجز در $x=0.05$ که یک مرتبه بزرگی کوچکتر است. دلیل این مسئله نامشخص است، لکن در هر دو سیستم مقدار α با آنچه که دیگران هم گزارش کرده‌اند، همخوانی ندارد. باید توجه کرد که در نواحی بین‌دانه‌ای، مشخصات نمونه همانند مقدار اکسیژن، کیفیت ارتباطات ضعیف بین دانه‌ها و همگنی دانه‌ها در خواص مقاومت مغناطیسی نمونه‌ها مؤثر است. از آنجا که مقدار اکسیژن



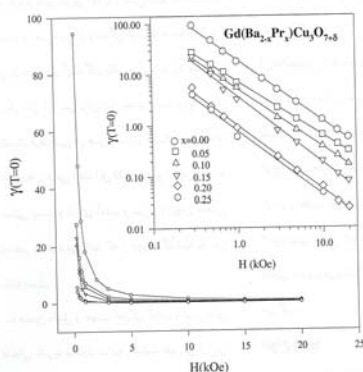
شکل ۴۲. میدان بحرانی بالایی بین دانه‌های درج‌دمای صفر بر حسب مقادیر مختلف آلیش $Pr(x)$.



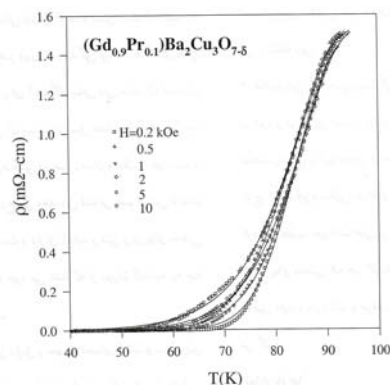
شکل ۴۴. برازش مدل AH (خطوط) به داده‌های تجربی منحنی مقاومت بر حسب دمای (نقاط) نمونه $Gd(Ba_{1.9}Pr_{0.1})Cu_3O_{7.03}$ تحت میدانهای مختلف مغناطیسی.



شکل ۴۳. طول هم‌دوسی بین دانه‌های بر حسب مقادیر مختلف آلیش $Pr(x)$.



شکل ۴۶. پارامتر γ در دمای صفر بر حسب H نمونه‌های $GdBaPr-123$.



شکل ۴۵. برازش مدل AH (خطوط) به داده‌های تجربی منحنی مقاومت بر حسب دمای (نقاط) نمونه $(Gd_{0.9}Pr_{0.1})Ba_2Cu_3O_{7-delta}$ تحت میدانهای مختلف مغناطیسی.

جدول ۹. فاکتورهای α و β در ترکیبات $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_2O_{7+\delta}$ و $(Gd_{1-x}Pr_x)Ba_2O_{7-\delta}$.

GdBaPr-123			GdPr-123		x
7+ δ	β	α	β	α	
6/99	1/20	0/20	1/20	0/20	0/00
7/03	1/07	0/07	1/02	0/02	0/05
7/03	1/15	0/15	1/24	0/24	0/10
7/09	1.32	0/32	1/19	0/19	0/15
7/01	1/27	0/27	-	-	0/20
7/06	1/27	0/27	-	-	0/25

دو حد، حاکی از توانایی این مدل در توضیح ارتباطات ضعیف بین دانه‌ای و همچنین برهمکنشهای درون دانه‌ای است [۱۶۱]. جالب است که x_c^q برای سیستم $GdBaPr-123$ نزدیک به $x_c^{MIT} = 0/20$ نیز هست. اما در ترکیب $GdPr-123$ ، $x_c^{MIT} = 0/45$ بوده و بزرگتر از $x_c^q = 0/1$ است. نکته مهم دیگر آنست که در هر دو سیستم با افزایش میدان مغناطیسی، q رفتار مجانبی دارد، هر چند در مقادیر مختلف آرایش Pr مقدار نهایی q مختلف است. بنابراین، می‌توان اینگونه نتیجه گرفت که در میدانهای به حد کافی بزرگ، بستگی دمایی γ به صورت $(1-t)^q$ ، منجر به مقادیر q مستقل از میدان خواهد شد. هر چند بستگی q به x هنوز وجود دارد.

تینکهام براساس تقریب نیمه تجربی دو شارهای، بستگی $\frac{r}{T}$ $(1-t)$ را برای γ پیشنهاد کرد [۱۴۶]، در حالی که بستگیهای $(1-t)^{3/2}$ [۱۶۲]، $(1-t)^{3/2}$ در چند بلوریهای $Bi_{1/2}Pb_{1/2}Sb_{1/2}Sr_{1/2}Ca_2Cu_2O_7$ تا میدانهای $130 Oe$ [۱۶۰]، $(1-t)^{1/5}$ در $Y-123$ دانه‌ای [۱۵۹]، از $(1-t)^{1/5}$ تا $(1-t)^3$ در نمونه‌های مختلف $GdPr-123$ با آرایش Ca [۱۴۷] و $(1-t)^{3/2}$ در ترکیبهای دانه‌ای $Y-123/BaCuO_5$ [۱۵۷] نیز گزارش شده است. یک دلیل برای پراکندگی مقادیر q می‌تواند دم طولی منحنی مقاومت مغناطیسی باشد که فرآیند برازش فرمول مدل AH را حساس می‌کند. همچنین ممکن است بستگی انرژی برانگیختگی به دما نه تنها به میدان مغناطیسی بلکه به نوع ترکیب هم وابسته باشد. این نتایج مطابق با یک توزیع از انرژی‌های زوج‌شدگی ارتباطات جوزفسون است [۱۵۷].

براساس مدل AH ، پارامتر $C(H)$ در دماهای نزدیک به T_c به

سوی مقادیر بزرگتر یعنی ۱ و در میدانهای کوچک به سمت مقادیر کوچکتر یعنی ۰/۵ تمایل دارد. همچنین نرخ تغییر $\gamma(H)$ به اندازه و جهت‌گیری ارتباطات جوزفسون که با میکروساختار مشخص می‌شود، بستگی دارد. یعنی نمونه‌های تک بلور و یا چندبلوری می‌توانند منجر به بستگیهای مختلف γ به H شوند. بنابراین، پیدا نمودن یک رابطه یکتای $\gamma \sim H^{-\beta}$ با یک β خاص دور از انتظار به نظر می‌رسد. شکلهای ۴۷ و ۴۸ مقدار q در رابطه‌ی بستگی γ به دما به صورت $(1-t)^q$ را در میدانها و مقادیر مختلف آرایش Pr در مکان Ba و R نشان می‌دهند. در ترکیب $GdBaPr-123$ برای نمونه‌های $x=0/10, 0/05, 0/00$ ، q از مقداری کوچک در حدود $0/7$ شروع و تا ۱ با افزایش میدان مغناطیسی رشد می‌کند. در نمونه‌های $x=0/25, 0/20, 0/15$ از ۱ شروع و تا حدود $0/6$ کاهش می‌یابد. رفتار مشابهی در ترکیب $GdPr-123$ نیز مشاهده می‌شود. نکته جالب آنست که در هر دو حالت Pr در مکان Ba و R ، با افزایش H برای مقادیر کوچک آرایش Pr ، q افزایش می‌یابد ولی در مقادیر بزرگتر آرایش Pr ، q کاهش می‌یابد. مقدار بحرانی x برای تغییر رفتار q در سیستم $GdBaPr-123$ ، $x_c^q = 0/15$ ، نزدیک مقدار آرایش بحرانی Pr برای تغییر از رفتار دینامیک شار بین دانه‌ای به دینامیک شار درون دانه‌ای است که قبلاً به آن اشاره شد. یعنی برای نمونه‌های $x=0/10, 0/05, 0/00$ دو ناحیه اثرپذیر و اثر ناپذیر از میدان مغناطیسی در ناحیه گذار و در نمونه‌های $0/25, 0/20, 0/15$ تنها یک ناحیه اثر پذیر تحت میدان مغناطیسی وجود دارد. بنابراین تغییر رفتار q ممکن است با دینامیک شار درون دانه‌ای و بین دانه‌ای ارتباط داشته باشد. قابلیت استفاده از مدل AH در هر

وسيله رابطه زیر داده می شود [۱۴۸]:

$$C(H) = \frac{J_{cj}(\cdot) \hbar a^2}{ek_B T_c} \quad (16)$$

که $J_{cj}(0)$ چگالی جریان بحرانی در دمای صفر و a متوسط اندازه دانه هاست. با در نظر گرفتن متوسط اندازه دانه ها در حدود $1 \mu m$ از تصاویر SEM، و استفاده از معادله اخیر، مقدار $J_{cj}(0)$ در ترکیبات $GdBaPr-123$ محاسبه شده و در شکل ۴۹ ارائه شده است. به دلیل استفاده از داده های بین دانه ای در منحنی های مقاومت مغناطیسی، $J_{cj}(0)$ به دست آمده بیشتر خاصیت بین دانه ای دارد. به هر حال با افزایش میدان مغناطیسی، جریان بحرانی در مرزدانه ها به طور قابل توجهی به صورت بستگی توانی $J_{cj}(0) \sim H^n$ کاهش پیدا می کند که مقدار n در حدود $0/2$ است. $J_{cj}(0)$ با افزایش آرایش Pr در هر دو سیستم یاد شده پیشنهاد می کند که یونهای Pr همانند ارتباطات ضعیف عمل می کنند، چنانچه در بررسی مدل TAFM هم، چنین نتیجه ای حاصل شد. کاهش جریان بحرانی با افزایش H مطابق با نتیجه سیستم $Y-123$ [۱۵۷] و $GdPrCa-123$ [۱۴۷] است. این پدیده حاکی از حساسیت ارتباطات دانه های ابررسانا به میدان مغناطیسی در این ترکیبات است. افزایش میدان مغناطیسی باعث افزایش نیروی لورنتس ناشی از میدان و در نتیجه، نفوذ خطوط شار به بخش ابررسانا می شود و بنابراین $J_{cj}(0)$ با افزایش H کاهش می یابد.

در لایه های نازک $Y-123$ در نواحی مرزدانه ها، J_c در اثر افزایش اعمال میدان مغناطیسی تا بزرگی $20 kOe$ (همانند بازه به کار برده شده توسط ما در این مطالعه) در دمای $77K$ کاهش می یابد. به علاوه، مرتبه بزرگی $J_{cj}(77)$ همانند نتایج ماست [۱۶۳]. بنابراین مدل AH چگالی جریان بحرانی بین دانه ای مناسبی را که با نتایج تجربی مستقیم همخوانی خوبی دارد، پیش بینی می کند. این خود افزایش دهنده اعتبار مدل AH است.

۴. جمع بندی

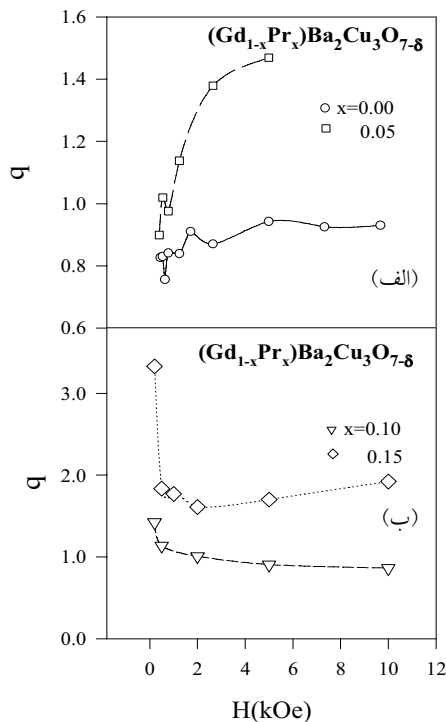
در این تحقیق نمونه های چند بلوری $Gd(Ba_{1-x}Pr_x)CuO_{7+\delta}$ مورد مطالعه قرار گرفتند. نمونه ها

به روش واکنش حالت جامد تهیه شده و در نهایت تک فاز بودند. دلایلی که حاکی از قرار گرفتن اتمهای Pr در مکان مورد انتظار یعنی Ba (و نه به جای اتم Gd) هستند از این قرارند:

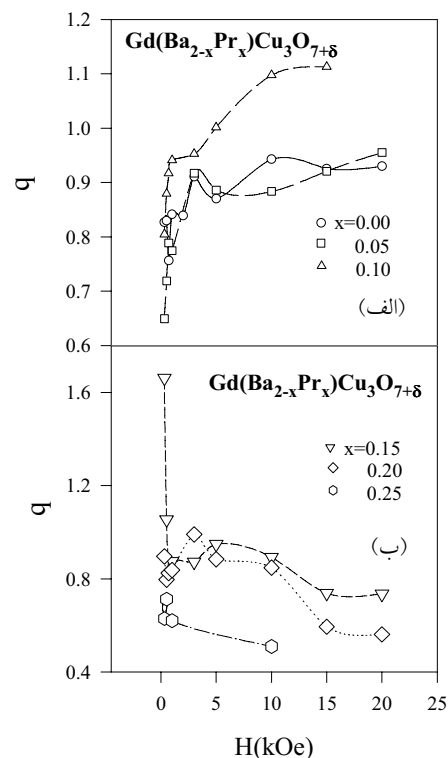
(۱) تغییرات متفاوت پارامترهای شبکه و حجم سلول واحد با میزان آرایش Pr در مقایسه با ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)BaCuO_{7-\delta}$ (۲) مقدار زیاد اکسیژن در سلول واحد یعنی $6/96 \geq \delta + \nu$ در مقایسه با مقدار اکسیژن بهینه ترکیب $(Gd_{1-x}Pr_x)BaCuO_{7-\delta}$ (۳) x_c^{SIT} های متفاوت در دو ترکیب یاد شده: $x_c^{SIT}(GdBaPr) = 0/35$ و $x_c^{SIT}(GdPr-123) = 0/45$ (۴) ظهور گذار $O-T$ با تغییر x در ترکیب $GdBaPr-123$ به دلیل حضور اتمهای اکسیژن در مکان $O(5)$ و عدم بروز این گذار در ترکیب $GdPr-123$ (۵) وجود حد حل پذیری به دلیل حضور Pr در مکان Ba چنین محدودیتی در جایگزینی Pr به جای Gd وجود ندارد. (۶) عدم وجود هرگونه فاز ناخالصی بر پایه Gd که حاکی از قرارگیری تمام اتمهای Gd در مراکزشان است. (۷) نتایج ساختاری ظریف سازی ریتولد.

دلیل دیگر این جایگزینی همچنین نتایج ظریف سازی ریتولد به همراه محاسبات BVS است که نشان می دهند جایگزینی اتمهای Ba در مکان R می تواند منجر به بروز ابررسانایی در این نواحی از دانه ها در دمای $90-80 K \sim T_p$ شود. این اتفاق در بعضی از مقادیر x که متحمل این پدیده بوده اند به صورت یک برآمدگی در منحنی $\rho(T)$ ظاهر می شود. این ناهنجاری مورد مطالعه قرار گرفته است. به علاوه، با افزایش آرایش Pr ، اتمهای $O(4)$ از جایگاهشان مهاجرت کرده و در عوض، مراکز $O(5)$ توسط اتمهای اکسیژن اشغال می شوند. بنابراین قرارگیری اتمهای Pr به جای اتمهای Ba باعث تبدیل پروسکتیت شامل $PrBa$ به پروسکتیت شامل Gd می شود. یعنی حضور Pr در مکان Ba ، آرایش اتمی پیرامون خود را همانند Pr_R می کند. به بیان دیگر Pr در مکان R و یا Ba به یک صورت اثر گذار بوده و باعث اضمحلال ابررسانایی می شود.

با توجه به این جایگزینی، به ازای $x_c^{MIT} = 0/2$ ، یک گذار



شکل ۴۸. توان q بر حسب H نمونه‌های $GdBaPr-123$ برای مقادیر مختلف آلیش $(x)Pr$ ، (الف): نمونه‌های $x = 0.00, 0.05$ و (ب): نمونه‌های $x = 0.10, 0.15$. خطوط برای راهنمایی چشم‌اند.



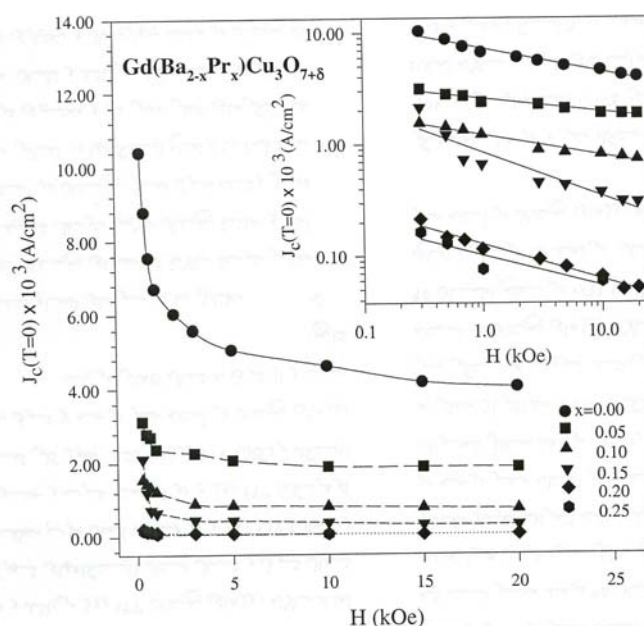
شکل ۴۷. توان q بر حسب H نمونه‌های $GdBaPr-123$ برای مقادیر مختلف آلیش $(x)Pr$ ، (الف): نمونه‌های $x = 0.00, 0.05, 0.10$ و (ب): نمونه‌های $x = 0.15, 0.20, 0.25$. خطوط برای راهنمایی چشم‌اند.

با آلیش Pr می‌شود. این خود نشان‌دهنده برهمکنش قوی فاز هنجار و ابررسانا در $HTSC$ است.

در مورد پدیده شبه گاف با مقایسه $T_s - T_c$ ، $T_s - x$ و x_c^{SIT} نمودار فاز ترکیبات $GdPr-123$ و $GdBaPr-123$ ، نتیجه گرفته شد که اثر مخرب Pr در مکان Ba بیشتر از اثر Pr در مکان R در ترکیب پایه $Gd-123$ است. همچنین در تطابق با گزارشهای دیگر، برهمکنش گاف ابررسانایی و شبه‌گاف فاز هنجار از منحنیهای $T_s - T_c$ نمونه‌ها قابل مشاهده است. به علاوه، با آلیش Pr ، نه تنها چگالی حاملها کاهش می‌یابد، بلکه همچنین T_s را افزایش داده و باعث اضمحلال رفتار خطی مقاومت بر حسب دما در فاز هنجار می‌شود. نمودار فاز ترکیبات یادشده به‌عنوان تابعی از مقدار حفره با نمودار فاز میدان متوسط، براساس نظریه

فلز-عایق در فاز هنجار منحنیهای مقاومت بر حسب دما و در گذار ابررسانا-عایق مشاهده می‌شود. علی‌الاصول، تمایز بین x_c^{MIT} و x_c^{SIT} یک حالت عمومی بوده که تنها در حالت خاص برهم نهی آنها اتفاق می‌افتد.

رژیم رسانشی در فاز هنجار، رسانش پرشی با برد متغیر، VRH است. این نتیجه با دو روش p متغیر و p ثابت به‌دست آمده است که در روش p متغیر $2D-VRH$ به‌عنوان رژیم غالب به‌دست آمده است. با افزایش آلیش Pr ، رسانش پرشی سختتر انجام شده لذا طول جایگزیدگی و دامنه پرشی کاهش می‌یابد؛ در حالی‌که انرژی لازم پرشی افزایش می‌یابد. بنابراین با آلیش Pr ، رسانش فاز هنجار نمونه‌ها هم دستخوش اثر می‌شود. جایگزیدگی حاملها در فاز هنجار منجر به اضمحلال ابررسانایی



شکل ۴۹. چگالی جریان بحرانی در دمای صفر بر حسب H نمونه‌های $GdBaPr-123$ برای مقادیر مختلف آلایش $P(x)$. خطوط برای راهنمای چشم‌انداز. شکل داخلی برازش $\ln J_c - \ln H$ را نشان می‌دهد.

می‌تواند رهیافتی بر یک منشاء مشترک برای رفتار دو بعدی $HTSC$ و خواص $2D-EG$ باشد. از طرف دیگر، این تشابهات می‌توانند تأییدی بر ابررسانایی فاز فلزی $2D-EG$ که قبلاً پیشنهاد شده است، باشد.

بر اساس اندازه‌گیریهای مقاومت مغناطیسی، نتیجه‌گیری شده که انرژی میخکوبی شار با افزایش Pr میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. پیدا نمودن پارامتر توانی یک β در رابطه U_0 بر حسب H امکان‌پذیر نبوده و بنابراین یک شکست در رفتار خطی $\ln U_0 - \ln H$ در میدان $1 kOe$ مشاهده می‌شود. به این معنی که به ازای مقادیر میدانهای کوچکتر و یا بزرگتر از $1 kOe$ ، β دو مقدار متفاوت را به ازای هر x دارد. این مقدار گذار در $1 kOe$ نیاز به بررسی بیشتر دارد.

به علاوه، استخراج میدان بحرانی بالایی بین دانه‌های H_{c2}

RVB تطابق خوبی دارد. به هر حال اطلاع از مکان واقعی اتم Pr در ساختار 123 جهت توضیح نحوه اضمحلال ابررسانایی حیاتی است.

همچنین در این تحقیق تشابهات $HTSC$ به خصوص ترکیب $GdBaPr-123$ سیستم گاز الکترونی دو بعدی $2D-EG$ و لایه‌های بسیار نازک دو بعدی ابررساناهای متعارف مورد بررسی قرار گرفتند که اهم آنها از این قرارند: (۱) گذار فلز-عایق تحت تغییرات چگالی حاملها، ضخامت لایه نازک و میدان مغناطیسی. (۲) جایگزیدگی حاملها در فاز هنجار $HTSC$ و فاز عایق $2D-EG$. (۳) بروز گذار ابررسانا-عایق در ابررساناها و گذار فلز-عایق در $2D-EG$ در مقدار کوانتای مقاومت R_0 (۴) تغییر بزرگتر در مقدار مقاومت از آلایش بحرانی تا فاز عایق در مقایسه با تغییر مقاومت از آلایش بحرانی تا فاز فلزی. اگرچه هیچ یک از سازوکارهای $HTSC$ و MIT در سیستمهای الکترونی دو بعدی به‌طور کامل توضیح داده نشده است، لکن تشابهات ارائه شده

می‌دهد. بستگی میدانی γ به صورت توانی است که مقدار توان در آلایش‌های کم Pr افزایش و در آلایش‌های بیشتر، با افزایش آلایش، کاهش می‌یابد. همچنین، از آنجا که در منحنیهای مقاومت مغناطیسی، خواص بین دانه‌ای غالب هستند، اثر Pr مانند اثر ارتباطات ضعیف ظاهر می‌شود. تفسیر موفق مشاهدات مقاومت مغناطیسی براساس مدل AH در مقادیر کوچک و بزرگ میدان مغناطیسی، حاکی از اعتبار بیشتر این مدل در مقایسه با مدل‌های دیگری همچون خزش شار است. نتیجه مقایسه پیش‌بینیهای براساس مدل AH با نتایج آزمایشات مستقیم تجربی اعتبار این مدل را نیز در هر دو ناحیه زوج‌شدگی ضعیف و قوی دانه‌ها نشان می‌دهد.

قدردانی

لازم است از کمکهای حسین خسروآبادی، وحید دادمهر، گیتی ذولفقارخانی و حمیده شاکری پور، تشکر کنیم.

برحسب دما، انحنای مثبت و عدم اشباع آن در دماهای پایین را نشان می‌دهد. طول همدوسی ابررسانایی بین دانه‌ای با آلایش Pr کاهش و $H_{c2}(0)$ افزایش می‌یابد. از مقایسه خواص مغناطیسی گفته شده در ترکیبات $GdPr-123$ و $GdBaPr-123$ نتیجه می‌شود که اگرچه Pr در مکان Ba یا R نقش ارتباطات ضعیف را بازی می‌کند، لکن اثر Pr در مکان Ba نسبت به مکان R برای ابررسانایی مخرب‌تر است.

بر اساس مدل AH ، بستگی دمایی و میدانی انرژی میخکوبی شار γ ، به ازای مقادیر مختلف آلایش Pr به صورت رابطه توانی به دست آمده است. پراکندگی در مقدار توان رابطه اخیر در این گزارش و کارهای دیگر، می‌تواند به دلیل جهت‌گیری زاویه‌ای مختلف مرز دانه‌ها نسبت به هم، ناهمگنی میکروساختاری دانه‌ها، مقدار مختلف اکسیژن در دانه‌های مختلف و دامنه میدانهای مختلف به کار رفته باشد. همچنین تغییرات چگالی جریان بحرانی برحسب H از جهت رفتار و مرتبه بزرگی در مطابقت با نتایج اندازه‌گیریهای مستقیم J_c بین دانه‌ای جریان است.

جاینشینی Pr در هر دو مکان Ba و R در هر مقدار از میدان مغناطیسی، انرژی میخکوبی و چگالی جریان بحرانی را کاهش

مراجع

1. M Akhavan, *Physica B* **321** (2002) 265.
2. M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. B* **241** (2004) 1242.
3. محمد، اخوان، زهراسادات، یمنی، ، پیشرفت‌های ابررسانایی دمای بالا، انتشارات دانشگاه صنعتی شریف جلد اول (۱۳۸۲).
4. G Y Guo and W M Temmerman, *Phys. Rev. B* **41** (1990) 6372.
5. J J Neumeier et al., *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2516.
6. M Merz et al., *Phys. Rev. B* **55** (1997) 9160.
7. D Khomskii, *Physica B* **200** (1994) 328.
8. K Kakinuma and K Fueki, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1997) 3497.
9. R Fehrenbacher and T M Rice, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3471.
10. Y Wang et al., *Phys. Rev. B* **50** (1994) 10350.
11. A I Liechtenstein and I I Mazin, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 1000.
12. Y Yu et al., *Phys. Rev. B* **59** (1999) 3845.
13. C Infante et al., *Physica C* **167** (1990) 640.
14. H A Blackstead and J D Dow, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 11830.
15. Z Zou et al., *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1074.
16. H A Blackstead and J D Dow, *Solid State Commun.* **115** (2000) 137.
17. C Quitmann, et al., *Phys. Rev. B* **46** (1992) 11813.
18. D B Wiles and R A Young, *J Appl. Cryst.* **14** (1981) 149.
19. I D Brown and D Altermatt, *Acta Cryst. B* **41** (1985) 244.
20. H M Luo, et al., *Phys. Rev. B* **61** (2000) 14825.
21. M Izumi, et al., *Phys. Rev. B* **40** (1989) 6771.
22. M Luszczek, et al., *Physica C* **322** (1999) 57.

55. R A Young, in: *The Rietveld Method*, ed. R A Young (Oxford University Press, New York, 1993).
56. V N Narozhnyi, et al., cond-mat/9909107; N Narozhnyi and S-L Drechsler, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 461.
57. Z Zou and Y Nishihara, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 462.
58. H D Yang, et al., *Physica C* **341-348** (2000) 411.
59. H Khosroabadi, M Modarreszadeh, P Taheri, and M Akhavan, submitted for publication by J.supercond. (2004); حسین، خسروآبادی، پگاه، طاهری، مریم، مدرس زاده، محمد، اخوان، مقاله نامه ششمین کنفرانس ماده چگال ایران، دانشگاه یزد (۱۳۸۱) ۱۷۵.
60. M Merz, et al., *Phys. Rev. B* **60** (1999) 9317.
61. D P Norton, et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1537.
62. Y S Yao, et al., *Physica C* **282-287** (1997) 49.
63. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, submitted for Publication by Physica B (2003).
64. J D Jorgensen, et al., *Phys. Rev. B* **36** (1987) 5731.
65. P W Anderson and Z Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 132.
66. Y-K Kuo, et al., *Physica C* **319** (1999) 1.
67. J C Philips, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 5019; *ibid.*, **41** (1990) 850; B I Shklovskii and A L Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, eds. M Cardona, P Fulde, and H J Queisser, Springer-Verlag, Berlin (1984).
68. W Jiang, J L Peng, J J Hamilton, and R L Greene, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 690.
69. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Physica B* **336** (2003) 410.
70. H Khosroabadi, M R Mohammadzadeh, and M Akhavan, *Physica C*, **370** (2002) 85; M R Mohammadzadeh, H Khosroabadi, H Akbarzadeh, and M Akhavan, in: *Magnetic and Superconducting Materials (MSM-99)*, eds. M Akhavan, J Jensen, and K Kitazawa, World Scientific, Singapore, vol. A (2000) 251; حسین، خسروآبادی، محمد رضا، محمدی زاده، محمد، اخوان، چکیده نامه ششمین کنفرانس ماده چگال مرکز تحصیلات زنجان در علوم پایه، زنجان، ایران (۱۳۷۹) ۲۴.
71. A P Gonçalves, et al., *Phys. Rev. B* **37** (1988) 7476.
72. N F Mott and E A Davis, *Electronic Processes in Non-crystalline Materials*, Second ed. (Clarendon, Oxford, 1979); N.F. Mott, *J. Noncryst. Solids* **1** (1968) 1; *ibid.*, *Phil. Mag.* **19** (1969) 835.
73. M A Kastner, et al., *Phys. Rev. B* **37** (1988) 111; C S et al., *Solid State Commun.* **69** (1989) 379; U Kabasawa, et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1700.
23. W H Tang and J Gao, *Physica C* **298** (1998) 66.
24. S Li, E A Hayri, K V Ramanujachary and M. Greenblatt, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 2450.
25. Ch Bertrand, Ph Galez, R E Gladyshevskii, and J L Jorda, *Physica C* **321** (1999) 151.
26. M J Kramer, et al., *Phys. Rev. B* **56** (1997) 5512.
27. H M Luo, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **14** (2001) 320.
28. H M Luo, et al., *Phys. Rev. B* **61** (2000) 14825.
29. M R Mohammadzadeh and M. Akhavan, *Eur. Phys. J. B* **33** (2003), 381.
30. Z Yamani and M Akhavan, *Phys. Rev. B* **59** (1997) 7894; Z Yamani and M Akhavan, *Physica C* **268** (1996) 78.
31. Z Tomkowicz, et al., *Physica C* **331** (2000) 45.
32. T Furubayashi, et al., *Solid State Commun.* **55** (1985) 513.
33. M Imada et al., *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998) 1039.
34. A A Abrikosov and L P Gor'kov, *Sov. Phys. JETP* **12** (1961) 1243.
35. W H Tang and J Gao *Physica C* **315** (1999) 59.
36. M Covington and L H Greene, *Phys. Rev. B* **62** (2000) 12440.
37. T Ito, K Takenaka, and S Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3995; G Zolfagharkhani, V Daadmehr, M Farzaneh, A Sedighiani, and M Akhavan in: *Magnetic and Superconducting Materials (MSM-99)*, eds. M Akhavan, J Jensen, and K Kitazawa, vol. A (World Scientific, Singapore, 2000), 175.
38. A Carrington, A P Mackenzie, C T Lin, and J R Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2855; B Moeckly and K Char, *Physica C* **265** (1996) 283.
39. J L Peng, et al., *Phys. Rev. B* **40** (1989) 4517.
40. K Kinoshita, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** (1988) L795.
41. M Kakihana, et al., *Physica C* **321** (1999) 74.
42. A P Litvinchuk, L Brjesson, C Thomsen, and P Berastegui, *J. Phys. Chem. Solids* **59** (1998) 2000.
43. M Luszczek, et al., *Physica C* **322** (1999) 57.
44. T Ohtani, et al., *Solid State Commun.* **120** (2001) 95.
45. R S Gonnelli, et al., *Physica C* **341-348** (2000) 1779.
46. N Ichikawa, et al., *Phys. Rev. B* **59** (1999) 14712; cond-mat/ 9910037.
47. J D Jorgensen, et al., *Phys. Rev B* **36** (1987) 3608.
48. K Koyama, T Tange, T Saito, and K Mizuno, *Physica B* **281&282** (2000) 909.
49. E L Nagaev, *Phys. Rep.* **346** (2001) 387.
50. C H Ahn, et al., *Science* **284** (1999) 1152.
51. H Shakeripour and M Akhavan, *Supercond. Sci. Technol.* **14** (2001) 213.
52. X Zhou, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **7** (1994) 832.
53. A Gerber, T Grenet, M Cyrot, and J Beille, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 3201.
54. M R Mohammadzadeh, H Khosroabadi, and M Akhavan, *Physica B* **321** (2002) 301.

100. H Khosroabadi, V Daadmehr and M Akhavan, *Mod. Phys. Lett. B* **16** (2002) 943.
101. A Frydman, O Naaman and R C Dynes, *Phys. Rev. B* **66** (2002) 52509.
102. H Khosroabadi, M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Physica B*, 321 (2002) 360;
حسین، خسروآبادی، محمدرضا، محمدی‌زاده، محمد، اخوان،
مجله پژوهش فیزیک ایران، ۳ (۱۳۸۰) ۵۹.
103. Y Tokura, J B Torrance, T C Huang, and A I Nazzari, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 7156.
104. E Abrahams, S V Kravchenko, and M P Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 251.
105. S V Kravchenko, et al., *Phys. Rev. B* **51** (1995) 7038;
S V Kravchenko, T M Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2909; cond-mat/9909458.
106. Y Hanein, et al., *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1288.
107. P Phillips, et al., *Nature* **395** (1998) 253.
108. N Markovic, C Christiansen and A M Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5217; cond-mat/9808176
109. W Mason, S V Kravchenko, G E Bowker, and J E Furneaux, *Phys. Rev. B* **52** (1995) 7857.
110. A L Efros and B I Shklovskii, *J Phys. C: Solid State Phys.* **8** (1975) L49.
111. J C Philips, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 5019; *ibid*, 41 (1990) 850.
112. W Mason, S V Kravchenko and J E Furneaux, *Surface Science* **361/362** (1996) 953.
113. S I Khondaker, et al., *Phys. Rev. B* **59** (1999) 4580.
114. D Popovic, A B Fowler, and S Washburn, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 1543.
115. P W Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High- T_c Cuprates*, Princeton University Press (1997).
116. M Covington and L H Greene, *Phys. Rev. B* **60** (2000) 12440.
117. D J C Walker, A P Mackenzie, and J R Cooper, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 15653.
118. Y Fukuzumi, K Mizuhashi, K Takenaka, and S Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 684.
119. S D Hughes, *Physica C* **185-189** (1991) 1243.
120. Y Liu, D B Haviland, B Nease and A M Goldman, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 5931; D B Haviland, Y. Liu, and A M Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2180.
121. H K Lee, *Physica B* **284-288** (2000) 1095.
122. J E Furneaux, et al., *Surface Science* **361/362** (1996) 949; S V Kravchenko, et al., *Phys. Rev. B* **51** (1995) 7038.
123. M Akhavan, *Physica C* **250** (1995) 25; Z Yamani and M Akhavan, *Solid State Commun.* **107** (1998) 197.
124. J J Neumeier and M B Maple, *Physica C* **191** (1992) 158.
125. A M Goldman and N Markovic, *Physics Today* **51** (1998) 39.
74. S V Vonsovsky, et al., translation by E H Brandt and A P Zavarnitsyn, *Superconductivity of Transition Metals, Their Alloys and Compounds*, Berlin, New York, Springer-Verlag (1982).
75. W H Jung, *Physica B* **304** (2001) 75.
76. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Supercon. Sci. Technol* **16**(2003)1216.
77. S J Liu and W Guan, *Phys. Rev. B* **58** (1998) 11716.
78. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Phys. Rev. B* **68** (2003)104516.
79. Z Yamani and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. a* **163** (1997) 157;
زهرا سادات، یمنی، محمد، اخوان، مجله پژوهش فیزیک ایران،
۱ (۱۳۷۶) ۱۴۱.
80. V F Sears, *Neutron News* **3** (1992) 26.
81. V E Gasumyants, M V Elizarova and R Suryanarayanan, *Phys. Rev. B* **61** (2000) 12404.
82. H Hilgenkamp and J Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 485.
83. A DasGupta, C C Koch, D M Kroeger, and Y T Chou, *Philos. Mag. B* **38** (1978) 367.
84. J A J Paasi, M J Lahtinen, and V Plecheczek, *Physica C* **242** (1995) 267.
85. W H Tang and J Gao, *J Phys.: Condens. Matter* **11** (1999) 8555.
86. N Miyakawa, et al., *Physica C* **341-348** (2000) 835.
87. A Bussmann-Holder, et al., *J Phys.: Condens. Matter* **13** (2001) L545.
88. W W Jr Warren, et al., *Phys. Rev. B* **41** (1990) 9574.
89. H Ding, et al., *Nature* **382** (1996) 51.
90. V M Krasnov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5860.
91. I Francois, et al., *Phys. Rev. B* **53** (1996) 12502.
92. P A Lee, N. Nagaosa, T K Ng, X G Wen, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 6003; P W Anderson, *Science* **235** (1987) 1196.
93. M R Presland, et al., *Physica C* **176** (1991) 95; J L Tallon, et al., *Phys. Rev. B* **51** (1995) 12911.
94. D Pines, *Tr J Phys.* **20** (1996) 535; J Schmalian, D Pines and B Stojkovic, *Phys. Rev. B* **60** (1999) 667.
95. V Emery and S A Kivelson, *Nature* **374** (1995) 434; V J Emery and S A Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 3253.
96. S T Bromley and D J Newman, *Physica C* **282-287** (1997) 1815.
97. P A Lee, N. Nagaosa, T K Ng, X G Wen, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 6003.
98. I P M Ginzberg, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, World Scientific (1989).
۹۹. حمیده، شاکری پور، محمد، اخوان، مجله پژوهش فیزیک ایران، ۳ (۱۳۸۰) ۳۹.

146. M Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1658.
147. H Shakeripour and M Akhavan, *Supercond. Sci. Technol.* **14** (2001) 234; H Shakeripour and M Akhavan, in: *Magnetic and Superconducting Materials (MSM-99)*, eds. M Akhavan, J Jensen, and K Kitazawa vol. A (World Scientific, Singapore, 2000) 523.
148. H S Gamchi, G J Russell, and K N R Taylor, *Phys. Rev. B* **50** (1994) 12950.
149. B A Albiss, et al., *Physica C* **331** (2000) 297.
150. Z H Wang and X W Cao, *Solid State Commun.* **109** (1999) 709.
151. J T Manscon, J Giapintzakis, and D M Ginsberg, *Phys. Rev. B* **54** (1996) 12517.
152. A Pomar, S R Curras, J A Veira, and F Vidal, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 8245.
153. C Li, et al., *Physica C* **341-348** (2000) 2047.
154. J S Moodera, et al., *Phys. Rev. B* **37** (1988) 619.
155. B Oh, et al., *Phys. Rev. B* **37** (1988) 7861.
156. V Ambegaokar and B I Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 1364.
157. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Physica C* **390** (2003) 134.
158. W Chen, J P Franck, and J Jung, *Physica C* **341-348** (2000) 1195.
159. C Gaffney, H Petersen, and R Bednar, *Phys. Rev. B* **48** (1993) 3388.
160. A C Wright, K Zhang, and A Erbil, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 863.
161. A C Wright, T K Xia, and A Erbil, *Phys. Rev. B* **45** (1992) 5607.
162. G Deutscher and K A Muller, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1745.
163. D T Verebelyi et al., *Phys. Lett.* **76** (2000) 1755.
164. S V Kravchenko, et al., *Phys. Rev. B* **51** (1995) 7038.
165. D Simonian, S V Kravchenko, M P. Sarachik, and V M Pudalov, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 2304.
126. P Fournier, et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 4720.
127. R L Peterson and J W Ekin, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 9848.
128. S Ono, et al., *Physica C* **357-360** (2001) 138.
129. M Y Simmons, et al., *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1292.
130. D Belitz, T R Kirkpatrick, *Phys. Rev. B* **58** (1998) 8214.
131. S He and X C Xie, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 3324.
132. T M Klapwijk, D Sarma, *Solid State Commun.* **110** (1999) 581.
133. S Chakravarty, L Yin, and E Abrahams, *Phys. Rev. B* **58** (1998) 559.
134. C Sulkowski et al., *Phys. Stat. Sol. a* **125** (1991) 101; C Sun et al., *Phys. Stat. Sol. a* **108** (1988) 337.
135. C Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 250.
136. R Gross, et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 228.
137. J J Kim, et al., *Phys. Rev. B* **43** (1991) 2962; R H Koch, et al., *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1511.
138. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Supercond. Sci. Technol.* **16** (2003) 538.
139. Z H Wang and S Y Ding, *Physica C* **341-348** (2000) 1247.
140. T T M Palstra, et al., *Phys. Rev. B* **41** (1990) 6621.
141. X Zhang, S J Wang, and C K Ong, *Physica C* **329** (2000) 279.
142. V Daadmehr and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. a* **193** (2002) 153;
- حسین، خسرو آبادی، وحید، دادمهر، محمد، اخوان،
مجله پژوهش فیزیک ایران، ۳ (۱۳۸۱) ۵۳.
143. L M Paulius, C C Almasan, and, M B Maple, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 11627; Y G Xiao, et al., *Supercond. Science Technol.* **7** (1994) 623.
144. A Pandey, D Bhattacharya, and R G Sharma, *Physica C* **340** (2000) 211.
145. H Khosroabadi, V Daadmehr, M Akhavan, *Physica C* **384** (2003) 169.