

وابستگی مقاومت الکتریکی سیمهای باریک به میدان مغناطیسی و دما

ابراهیم صادقی^۱ و مسلم زارع^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه یاسوج

۲. دانشگاه پیام نور شیراز

(دریافت مقاله: ۸۴/۹/۱۹ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۵/۱/۱۴)

چکیده

در این مقاله تغییرات مقاومت الکتریکی سیمهای نانویی بیسموت بر حسب دما و میدان مغناطیسی مطالعه گردیده است. به همین منظور اثر پیکر و پراکندگی سطحی حاملها، در سیمهای باریک را برای سیستمهایی با سطوح فرمی بیضوی مورد بررسی قرار داده ایم. نتایج به دست آمده با دادههای تجربی تطبیق داده شده اند.

واژه های کلیدی: اثر پیکر، سطح فرمی بیضوی، بازتاب آینه ای

۱. مقدمه

در سالهای اخیر بدلیل کاربرد روزافزون نانو ساختارها در میکروالکترونیک بررسی سیستمهای با ابعاد کوچک مورد توجه زیادی قرار گرفته است [۱]. نیمه فلز بیسموت بدلیل ویژگیهای منحصر به فردش یکی از موادی است که تحقیقات بسیار وسیعی در فیزیک حالت جامد بر روی آن انجام می شود.

از میان خصوصیات بیسموت می توان به کوچک بودن چگالی الکترونی آن نسبت به فلزات اشاره کرد، به طوری که علی رغم بزرگ بودن طول موج دو بروی و پویش آزاد میانگین (mfp) الکترونهای رسانش، دارای مقاومت الکتریکی بزرگی می باشد. به دلیل بزرگ بودن mfp حاملهای جریان، از این عنصر می توان برای مطالعه خواص انتقالی در نمونه هایی با ابعاد محدود استفاده کرد.

هنگامی که پویش آزاد میانگین الکترونها با ابعاد نمونه قابل مقایسه گردد، پراکندگی حاملها از سطح نمونه بیشتر شده و در نتیجه مقاومت ویژه افزایش می یابد. به این پدیده، اثر پیکر

کلاسیکی گویند. اگر چه مطالعات زیادی بر روی اثر پیکر در رسانندگی غشاهای نازک [۲]، چاههای کوانتومی [۳] و ابرشبکه ها [۴] انجام شده است. اما بررسی نظری این اثر در رسانندگی سیمهای باریک چندان مورد توجه قرار نگرفته است. اثر پیکر در غشاهای نازک فلزی با سطوح فرمی کروی نخستین بار توسط نظریه فوجز - سوندهیمر^۱ [۵] و با معرفی پارامتر p به عنوان کسری از الکترونهای تابشی به سطح که به صورت آینه ای (specular-reflection) منعکس می گردند بررسی گردید. پرایس^۲ اثر پیکر در غشاهای فلزی با سطوح فرمی بیضوی را مورد بررسی قرارداد و نشان داد که رسانندگی غشاهای باریک بازای پراکندگی کاملاً آینه ای (p=۱)، به مقدار محدودی میل خواهد کرد [۶].

در این مقاله با استفاده از نظریه ارائه شده توسط پاروت^۳

۱. Fuchs-Sondheimer

۲. Price

۳. Par-rott

سیستم مورد نظر مشخص شود. معادله انتقالی بولتزمن در حضور میدانهای الکتریکی (\vec{E}) و مغناطیسی (\vec{B}) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$-(\vec{V} \cdot \nabla T) \frac{\partial f_k}{\partial T} - \frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_k}{\partial \vec{k}} = -\frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{scatt} \quad (3)$$

در صورتی که تابع توزیع پایا با تابع توزیع حالت تعادلی، f_k° ، تفاوت چندانی نداشته باشد می‌توان تابع f_k را به صورت مقابل در نظر گرفت [۱۰]:

$$f_k = f_k - f_k^\circ \quad (4)$$

از طرفی با جایگذاری رابطه (۴) در معادله (۳) و استفاده از تقریب زمان واهلش و با توجه به اینکه:

$$\frac{e}{c} (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_k^\circ}{\partial \vec{k}} = \frac{e}{c} (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial \vec{k}} \frac{\partial f_k^\circ}{\partial \varepsilon_k} \\ = \frac{e}{c} (\vec{V} \times \vec{B}) \cdot \hbar \vec{V} \frac{\partial f_k^\circ}{\partial \varepsilon_k} = 0 \quad (5)$$

معادله انتقالی بولتزمن به صورت زیر در می‌آید:

$$\vec{V} \cdot \nabla_x f_k + \frac{f_k}{\tau} - \frac{e}{\hbar} \vec{E} \cdot \nabla_k f_k - \frac{e}{\hbar} \vec{V} \times \vec{B} \cdot \nabla_k f_k = 0 \quad (6)$$

از آنجایی که بیسموت دارای سطوح فرمی بیضی‌گون می‌باشد، جهت حل معادله فوق، در ابتدا با یک تبدیل مختصات مناسب سطح فرمی بیضوی را به سطحی کروی تبدیل می‌کنیم [۷]. در این راستا با معرفی دیادیک A به قسمی که $AA = \alpha$ ، معادله انرژی سطح فرمی به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_0} k \cdot \alpha \cdot k = \frac{\hbar^2}{2m_0} \omega^2 \quad (7)$$

در روابط فوق α بیانگر تانسور جرم مؤثر وارون، $\vec{\omega}$ بردار موج در فضای جدید و τ زمان واهلش هستند. بقیه کمیتها نیز در مختصات جدید تغییر شکل یافته و نهایتاً معادله بولتزمن به شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$\vec{u} \cdot \nabla_y f_k + \frac{f_k}{\tau} - \frac{e}{m_0} \vec{\varepsilon} \cdot \nabla_u f_k + \frac{e}{m_0} \vec{u} \cdot \vec{\alpha} \cdot \nabla_u f_k \times \vec{B} = 0 \quad (8)$$

در معادله فوق $\vec{u}, \vec{\varepsilon}, \vec{y}$ به ترتیب بیانگر بردار مکان، میدان

[۷] وابستگی دمایی رسانندگی الکتریکی سیمهای نانویی بیسموت مورد بررسی قرار گرفته است. نیمه فلز بیسموت دارای ساختار شبکه‌ای لوزی رخ^۱ بوده و سطح فرمی آن شامل سه پاکت الکترونی بیضی‌گون و یک پاکت شبه کروی حفره می‌باشد. در کار قبلی [۸] تغییرات مقاومت ویژه سیمهای باریک بیسموت بازای یک پاکت الکترونی بیضوی انجام گرفته و نتایج به دست آمده با آزمایشهای انجام شده توسط گورویچ^۲ [۹] تطبیق داده شده است.

در این تحقیق با تعمیم نظریه پاروت، مقاومت الکتریکی با در نظر گرفتن سه سطح فرمی بیضوی، بررسی شده است. همچنین با در نظر گرفتن یک میدان مغناطیسی ثابت، تغییرات مقاومت الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی نیز محاسبه و ترسیم شده است. نتایج به دست آمده در این تحقیق با مقادیر تجربی اعلام شده توسط هرمنز^۳ مقایسه گردیده است.

۲. تئوری

به منظور مطالعه اثر پیکر در رسانندگی الکتریکی سیمهای نانویی سیستم مورد نظر را استوانه‌ای طویل به شعاع R در نظر می‌گیریم. در این حالت معادله سطح سیم به صورت زیر بیان می‌شود [۷]:

$$\vec{m} \cdot \vec{x} = R \quad (1)$$

در رابطه فوق \vec{m} برداری که عمود بر سطح و \vec{x} بیانگر بردار مکان است. با استفاده از تابع توزیع حاملها، f_k ، چگالی جریان را می‌توان به شکل زیر بیان کرد [۱۰]:

$$J = \frac{e}{4\pi^3} \int \vec{V}(\vec{k}) f_k d^3 k \quad (2)$$

در رابطه (۲)، \vec{V} و \vec{k} به ترتیب بیانگر بردار موج و بردار سرعت حاملها هستند. جهت محاسبه چگالی جریان نیازمند به تعیین تابع توزیع حاملها، f_k ، هستیم که می‌بایست توسط معادله انتقالی بولتزمن و با توجه به شرایط مرزی متناسب با

۱. Rhombohedral

۲. Gurvitch

۳. Heremans

رسانندگی و σ_z, σ_r به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\sigma_z = \sigma_0 \left[1 - \frac{\nu}{K} \int_0^1 \frac{(1-p) \exp(-\frac{K}{\mu})}{1-p \exp(-\frac{\nu K}{\mu})} d\mu \right] \quad (14)$$

$$\sigma_r = \sigma_0 \left[1 - \frac{\nu}{K} \int_0^1 \frac{(1+p) \exp(-\frac{K}{\mu})}{1+p \exp(-\frac{\nu K}{\mu})} d\mu \right] \quad (15)$$

$$\frac{\mu^\nu}{\sqrt{1-\mu^\nu}} d\mu,$$

در روابط فوق $K = \frac{R'}{l}$ ، $\mu = \sin(\theta)$ ، l پوشش آزاد میانگین، θ ، زاویه بین امتداد حرکت الکترونها را نشان می‌دهد با سطح سیم و σ_0 رسانندگی توده‌ای (bulk) عنصر است.

۴. تعیین χ_i در حضور میدان مغناطیسی

جهت تعیین وابستگی مقاومت الکتریکی به میدان مغناطیسی به شکل زیر عمل می‌کنیم: با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی در جهت محور ۱، $B_y = B_z = 0, B_x \neq 0$ و با جایگذاری مؤلفه‌های مختلف تانسور جرم مؤثر، معادله (۱۰) به شکل معادلات زیر در خواهد آمد:

$$u_r \frac{\partial \chi_1}{\partial r} + \frac{\chi_1}{\tau} + \frac{e \varepsilon_1}{K_0 T} = 0, \quad (16)$$

$$u_r \frac{\partial \chi_2}{\partial r} + \frac{\chi_2}{\tau} + \frac{e \varepsilon_2}{K_0 T} + \frac{e}{m} \alpha_{\nu 2} B_1 \cos \phi \chi_2 - \frac{e}{m} \alpha_{\nu 2} B_1 \cos \phi \chi_2 = 0, \quad (17)$$

$$u_r \frac{\partial \chi_3}{\partial r} + \frac{\chi_3}{\tau} + \frac{e \varepsilon_3}{K_0 T} + \frac{e}{m} \alpha_{\nu 3} B_1 \cos \phi \chi_3 - \frac{e}{m} \alpha_{\nu 3} B_1 \cos \phi \chi_3 = 0, \quad (18)$$

ϕ زاویه بین بردار عمود و محور ۳ است.

در معادله (۱۷) علاوه بر χ_2 جمله‌ای شامل χ_3 نیز وجود دارد در اولین تقریب به دلیل کوچک بودن $\alpha_{\nu 2}$ در مقایسه با سایر مولفه‌های تانسور جرم مؤثر از این جمله صرف نظر می‌کنیم. با حل معادلات ۱۶ تا ۱۸ χ_i ها به صورت زیر به دست

الکتریکی و سرعت هستند. در این دستگاه سطح فرمی کروی و f_1 به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۱].

$$f_1 = -\bar{u} \cdot \vec{\chi} \frac{\partial f_0}{\partial \eta} \quad \left(\eta = \frac{E}{K \cdot T} \right) \quad (9)$$

با انتخاب بردار یکه \hat{n} در راستای شعاع سیم، $\vec{\chi}$ فقط تابعی از r می‌شود [۸]. با جایگذاری عبارت فوق در رابطه (۸) معادله بولتزمن بر حسب مؤلفه‌ها به صورت زیر در می‌آید:

$$u_r \frac{\partial \chi_i}{\partial r} + \frac{\chi_i}{\tau} + \frac{e \varepsilon_i}{K_0 T} + \frac{e}{m_0} \alpha_{ij} \varepsilon_{jkl} \chi_k B_l = 0. \quad (10)$$

با حل معادلات دیفرانسیلی فوق و اعمال شرایط مرزی مناسب χ_i ها تعیین می‌شوند.

۳. محاسبه χ_i در غیاب میدان مغناطیسی

در غیاب میدان مغناطیسی $B = 0$ ، معادله (۱۰) ساده شده و χ_i ها بشکل مقابل به دست می‌آیند:

$$\chi_i = -\frac{e \tau \varepsilon_i}{K_0 T} \left[1 - F_i(u) e^{-\left(\frac{r}{a_r}\right)} \right], \quad (11)$$

در عبارت فوق، $F_i(u)$ ، ثابتهای انتگرال‌گیری بوده و با اعمال شرایط مرزی تعیین می‌شوند. برای این منظور با تعمیم شرایط مرزی فوجز [۵] به سیمهای باریک، شرایط مرزی مناسب به صورت زیر بیان می‌شوند [۸]:

$$\chi_r(-u_r, R') = -p \chi_r(u_r, R'), \quad (12)$$

$$\chi_z(-u_r, R') = p \chi_z(u_r, R'),$$

در این معادلات، R' شعاع سیم در مختصات جدید و P ضریب انعکاسی آینه‌ای می‌باشد. با اعمال شرایط مرزی فوق به معادله (۱۰)، F_i ها محاسبه و با جایگذاری χ_i در معادله (۹) و استفاده از رابطه (۲) رسانندگی سیمهای باریک بیسموت در امتداد محور سیم به شکل مقابل به دست می‌آید:

$$\sigma_{zz} = \frac{1}{(\det \alpha)^{1/2}} \sum_{i=1}^3 \left\{ \sigma_z \alpha_{11}^i + (\sigma_r - \sigma_z) \frac{\alpha_{11}^i \alpha_{12}^i}{\alpha_{22}^i} \right\}, \quad (13)$$

در معادله فوق α_{kl}^i مولفه‌های تانسور جرم مؤثر وارون بوده که با $\sum_{i=1}^3$ علامت می‌شوند. علامت $\sum_{i=1}^3$ به دلیل سهم بودن الکترونها هر سه پاکت فرمی در

می آیند:

۵. نتایج

همچنان که قبلاً نیز اشاره شده است، سطح فرمی برای الکترونها در بیسموت شامل سه سطح بیضی گون بوده، در صورتی که برای حفره‌ها سطح فرمی به صورت کروی می‌باشد. از آنجایی که تحرک حفره‌ها در بیسموت بمراتب کوچکتر از تحرک الکترونها می‌باشد [۸، ۱۲] بنابراین رسانندگی الکتریکی توسط الکترونها تعیین می‌گردد. وابستگی دمایی مقاومت ویژه سیمهای باریک بیسموت از معادله (۱۳) تعیین می‌گردد، در این راستا به مؤلفه‌های تانسور جرم مؤثر، α_{kj}^i ، رسانندگی توده‌ای بیسموت σ_b و نحوه تغییرات P نیاز است.

α_{kl}^i مؤلفه‌های مختلف تانسور جرم مؤثر وارون مربوط به سه سطح فرمی بیضوی هستند. با انتخاب جهت‌های ۱ و ۲ و ۳ به ترتیب در راستای محورهای سه گوش، نیمساز، دوتایی تانسور جرم مؤثر برای یکی از بیضی گونهای الکترون به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\alpha_{ij}^k = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ 0 & \alpha_3 & \alpha_2 \end{pmatrix},$$

برای محاسبه $\alpha_{kj}^{i,3}$ مربوط به دو سطح فرمی دیگر می‌بایست تانسور فوق را به اندازه ۱۲۰ و ۲۴۰ درجه حول محور سه گوش چرخاند [۷]. از آنجایی که قصد مقایسه نتایج این تحقیق با نتایج تجربی ارائه شده توسط هرمنز و همکارانش را داریم، لذا جهت‌گیری محورهای دوتایی، نیمساز و سه گوش با محور سیم را مطابق نمونه‌های هرمنز در نظر می‌گیریم [۱۳]. در نتیجه جهت‌گیری بردار یکه عمود بر محور سیم نسبت به محورهای فوق مشخص شده و با استفاده از آن α_{kl}^i ها در دستگاه آزمایشگاهی به دست خواهند آمد. مقاومت توده‌ای بیسموت به طور نظری و تجربی در مقاله‌های مختلف ارائه شده است [۱۲ و ۱۴] و می‌توان آن را به صورت زیر در نظر گرفت:

$$\rho_b = \rho_0 + AT \quad (\Omega cm) \quad (26)$$

در روابط فوق $A = 3/88 \times 10^{-7}$ ، $\alpha_1 = 119$ ، $\alpha_2 = 1/31$ ، $\alpha_3 = 102$ و جرم مؤثر الکترون برابر

$$\chi_r = \chi_1 = -\frac{e\tau\varepsilon_1}{K_0 T} [\lambda - F_1(u) e^{-\frac{r}{u_r}}] \quad (19)$$

$$F_r = F_1 = \frac{(\lambda + p) \exp(-\frac{R'}{u_r \tau})}{\lambda + p \exp(-\frac{rR'}{u_r \tau})},$$

$$\chi_z = \chi_2 = -\frac{e\varepsilon_2}{K_0 TD} [\lambda - F_2(u) e^{-\frac{rD}{u_r}}],$$

$$F_z = F_2 = \frac{(\lambda - p) \exp(-\frac{R'D}{u_r})}{\lambda - p \exp(-\frac{rR'D}{u_r})}, \quad (20)$$

$$D = \frac{\lambda}{\tau} - \frac{e}{m} \alpha_{r2} B_1.$$

در فضای جدید چگالی جریان تغییر کرده و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$j = \frac{e}{4\pi^3} \int u(k) f_1(k) d^3 \omega \quad (21)$$

با استفاده از χ_1 و χ_2 به دست آمده از روابط قبل و رابطه $\tau u_r = l \sin \theta$ می‌رسیم:

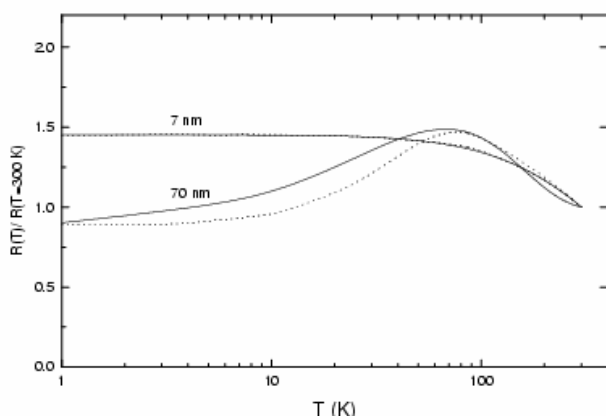
$$\sigma_r = \sigma_0 \left[\lambda - \frac{3}{2K} \int_0^\lambda \frac{(\lambda + p) \exp(-\frac{K}{\mu})}{\lambda + p \exp(-\frac{rK}{\mu})} [1 - e^{-\frac{-K}{\mu}}] \frac{\mu^2}{\sqrt{1 - \mu^2}} d\mu \right], \quad (22)$$

$$\sigma_z = \frac{\sigma_0}{\pi D} \left[\lambda - \frac{3}{\pi DK} \int_0^\lambda \frac{(\lambda - p) \exp(-\frac{DK\tau}{\mu})}{\lambda - p \exp(-\frac{rDK\tau}{\mu})} [1 - e^{-\frac{-DK\tau}{\mu}}] \times \mu^2 \sqrt{1 - \mu^2} d\mu \right], \quad (23)$$

$$\sigma_0 = \frac{2e^2 \sqrt{2m_0}}{3K_0 Th^2 \pi^2} \int \tau \varepsilon^2 \frac{\partial f_0}{\partial \eta} d\varepsilon. \quad (24)$$

با در نظر گرفتن بردار عمود در جهت محور-۱ رسانندگی در امتداد محور سیم از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\sigma_{zz} = \frac{1}{(\det \alpha)^{1/2}} \sum_{i=1}^3 \{ \sigma_z \alpha_{22}^i + (\sigma_r - \sigma_z) \frac{\alpha_{11}^i \alpha_{12}^i}{\alpha_{11}^i} \} \quad (25)$$

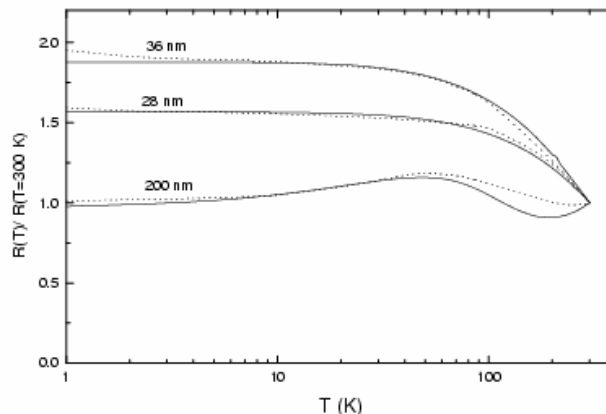


شکل ۲. تغییرات مقاومت سیمهای باریک بر حسب دما، بازای شعاعهای مختلف منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله است.

شکل ۱. تغییرات مقاومت سیمهای باریک بر حسب دما، بازای شعاعهای مختلف. منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله.

شکل ۳. وابستگی مقاومت الکتریکی سیمهای باریک بر حسب میدان مغناطیسی در دمای ثابت. منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله است.

شکل ۴. وابستگی مقاومت الکتریکی سیمهای باریک بر حسب میدان مغناطیسی در دمای ثابت. منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله است.

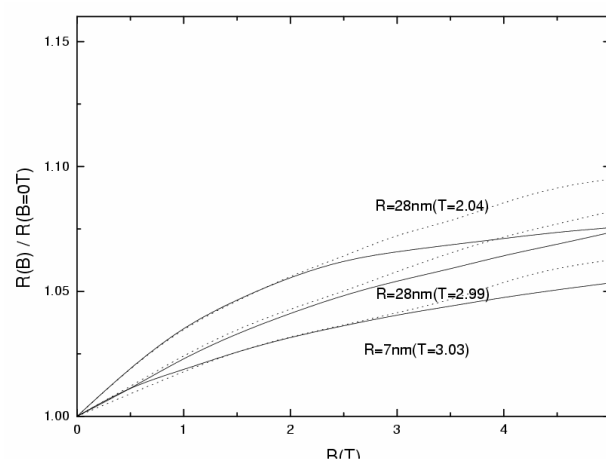


شکل ۱. تغییرات مقاومت سیمهای باریک بر حسب دما، بازای شعاعهای مختلف. منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله.

در معادلات (۱۴) و (۱۵) مقاومت ویژه سیمهای نانویی بیسموت بر حسب دما تعیین می گردند. لازم به ذکر است که به دلیل جهت گیریهای متفاوت سطوح فرمی بیضوی مقادیر μ_0 در جملات بسط معادله (۱۳) متفاوت هستند [۷].

نتایج تجربی گزارش شده توسط هرمنز (منحنیهای نقطه چین) و محاسبات نظری ارائه شده در این تحقیق (منحنیهای پیوسته)، بازای μ_0 های مختلف و شعاعهای متفاوت در شکلهای ۱ و ۲ ترسیم شده اند. مقادیر μ_0 ، بازای شعاعهای مختلف در جدول ۱ آمده است. همچنان که از شکلهای فوق دیده می شود، مقادیر ρ_0 برای سیمهای مختلف، متفاوت بوده و در سیمهای باریک دارای اثرات بزرگتری می باشد، زیرا عوامل مختلف دیگری از قبیل نقصهای شبکه، ناخالصیها و حالت های غیر بلوری که ناشی از نحوه تهیه سیمهای باریک هستند، در پراکندگی حاملها نقش به سزایی دارند. با توجه به شکلهای ۱ و ۲ تطبیق نسبتاً خوبی بین محاسبات نظری و نتایج تجربی دیده می شود (مقادیر به مقاومت در دمای $300 K$ بهنجار شده اند).

جهت بررسی وابستگی مقاومت ویژه به میدان مغناطیسی، معادله (۲۵) بازای میدانهای مغناطیسی متفاوت محاسبه و در شکل ۳ ترسیم شده است (منحنیهای پیوسته). برای مقایسه نتایج فوق



شکل ۳. وابستگی مقاومت الکتریکی سیمهای باریک بر حسب میدان مغناطیسی در دمای ثابت. منحنیهای نقطه چین، نتایج تجربی هرمنز و همکارانش [۱۳] و منحنی خط پر کار انجام شده در این مقاله است.

عوامل مختلفی از قبیل ناخالصی، نقصها و به ویژه پراکندگی سطحی حاملها وابسته است [۹].

جهت تعیین نحوه تغییرات P تقریبهای مختلفی می توان در نظر گرفت. به طور مثال در تقریبی که در این مقاله به کار برده ایم برای الکترونیهای که با زوایای کمتر از θ_0 ($\mu_0 = \sin \theta_0$) فرود می آیند. انعکاس حاملها از سطح را کاملاً آینه ای، $P = 1$ و برای الکترونیهای که زاویه فرود آنها بیشتر از θ_0 باشد، انعکاس حاملها را به صورت فروافت نمایی،

مغناطیسی کوچکتر از $3T$ منحنیها بر روی هم منطبق می‌باشند در صورتی که برای $3T < B$ منحنیهای فوق دارای تفاوت‌های چشمگیری می‌شوند. این تفاوتها را می‌توان ناشی از تغییر زمان واهلش (τ) و به پیروی از آن پویش آزاد میانگین (l) حاملها در حضور میدانهای مغناطیسی قوی دانست.

۶. نتیجه‌گیری

با تعمیم نظریه پراکندگی سطحی فوچز به سیمهای باریک عناصری با سطوح فرمی بیضوی چندگانه، رسانندگی الکتریکی بر حسب پارامتر پراکندگی، شعاع سیم، دما و میدان مغناطیسی محاسبه شده است. نتایج به دست آمده از این نظریه با کارهای تجربی انجام شده توسط هرمنز مقایسه گردیده و در توافق خوبی می‌باشند.

جدول ۱. مقادیر μ به صورت زیر در نظر گرفته شده‌اند. اعداد بالانویس شده بیانگر بیضیهای مختلف هستند.

R(nm)	μ_0^1	μ_0^2	μ_0^3
۷	۰/۲۴۴	۰/۲۵	۰/۲۵
۲۸	۰/۴	۰/۳۵	۰/۳۵
۳۶	۰/۳۷	۰/۳۷	۰/۳۷
۷۰	۰/۲۱۷	۰/۲۱	۰/۲
۲۰۰	۰/۴	۰/۲۶	۰/۲۶

با داده‌های تجربی، نتایج آزمایشهای هرمنز و همکارانش [۱۳] نیز در این شکل ترسیم گردیده است (منحنیهای نقطه‌چین). همچنان که از شکلهای فوق مشاهده می‌گردد، به ازای میدانهای

مراجع

1. R C Liu, C S pai and E Martinez, *Solid State Electron*, **43** (1999) 1003 .
2. G chen and M Neagu, *Appl.Phys. Lett.* **71** (1997) 2761; G Chen and P Hui, *ibid.* **74** (1999) 2942.
3. A Balandin and K L Wony, *Phys. Rev. B* **58** (1998) 1544.
4. M V Simkin and G D Mahan , *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 927.
5. E H Sondheimer, *Adv. Phys.* **1** (1952) 1.
6. J P Price, *IBM J. Res. Dev.* **4** (1960) 152.
7. J E Parrott, *Proc. Phys. Soc. Lond.* **85** (1965) 1143.
8. M Barati and E Sadeghi, *Nanotechnology* **12** (2001) 277.
9. M Gurvitch, *J. Low. Temp. Phys.* **38** (1980) 777.
10. J M Ziman, *Electrons and Phonon*, Clarendon Press. Oxford (1979).
11. J Callaway, *Quantum Theory of the Solid State*, New York:Academic (1967) 603.
12. A H Wilson, *The Theory of Metals*, Cambridge University Press 1965.
13. J Heremans and C M Thrush et al., *Phys. Rev. B* **61** (2000).
14. N Thompson, *Oroc. R. Soc. A* **155** (1936) 111.