

Perubahan daya termolistrik difusi elektron dan tarikan fonon karena penambahan bahan ketidakmurnian dengan jumlah kecil (dilute) pada paduan logam tembaga

Erman Taer¹

Waloejo Loeksanto²

1. Jurusan Fisika FMIPA Universitas Riau, Pekanbaru

2. Jurusan Fisika ITB, Bandung

Abstrak

Telah dihitung perubahan daya termolistrik tarikan fonon (ΔS^s) dan difusi elektron (ΔS^e) bahan paduan Cu-Ag konsentrasi kecil terhadap tembaga murni. Diasumsikan hukum Rayleigh untuk hamburan fonon oleh bahan ketidakmurnian dengan waktu relaksasi $\tau_i = (a\omega^4)^{-1}$. Hasil eksperimen digunakan untuk mendapatkan parameter A dan a menggunakan metode numerik dan dihitung pada temperatur tertentu (90K) dibawah suhu Debye. Setelah itu, ΔS^s dapat dihitung sebagai fungsi temperatur dan ditampilkan, demikian pula bagian difusi elektron (ΔS^e) yang diperoleh dari persamaan $\Delta S^s = \Delta S - \Delta S^e$. Bahan ketidakmurnian yang digunakan adalah 0,2%Ag dan 0,09%Ag. ΔS^s dan ΔS^e menunjukkan ketergantungan pada persentase bahan ketidakmurnian.

Kata Kunci : Daya_termolistrik, Tarikan_fonon, Difusi_elektron.

Pendahuluan

Untuk mempelajari sifat-sifat transpor bahan tidaklah lengkap bila tidak membahas sifat termolistrik bahan. Salah satu bagian yang penting pada sifat termolistrik adalah daya termolistrik. Daya termolistrik muncul bila dua bahan berbeda (konduktor atau semikonduktor) disambungkan pada dua titik yang berbeda dan dipertahankan pada suhu yang berbeda pula. Daya termolistrik yang terukur merupakan daya termolistrik total yang terdiri dari komponen tarikan fonon dan difusi elektron^[3,4,6]. Komponen-komponen daya termolistrik dapat dipisahkan dari daya termolistrik total dengan menggunakan berbagai macam metode, seperti yang telah dikerjakan oleh F.J Blatt dan De Vromenn. Daya termolistrik tarikan fonon lebih dominan dari daya termolistrik difusi elektron pada suhu rendah, sedangkan daya termolistrik difusi elektron lebih dominan pada suhu tinggi^[6]. Pada suhu tinggi tertentu daya termolistrik tarikan fonon dapat dianggap sama dengan nol^[6].

Pada bahan paduan logam daya termolistrik bervariasi terhadap jenis dan jumlah bahan ketidakmurnian. Jenis bahan ketidakmurnian akan memberikan kontribusi yang signifikan terhadap daya termolistrik secara total. Penambahan bahan ketidakmurnian yang kecil sekalipun pada bahan paduan akan memberi pengaruh pada daya termolistrik tarikan fonon terutama pada suhu rendah. Pada suhu tinggi (mendekati suhu kamar) penambahan bahan ketidakmurnian dalam persentase kecil tidak menunjukkan adanya pengaruh yang berarti pada daya termolistrik secara keseluruhan^[6].

Pada tulisan ini akan dibahas pengaruh variasi *dilute* ketidakmurnian suatu bahan paduan terhadap daya termolistrik total karena tarikan fonon dan difusi elektron. Bahan yang dipilih adalah tembaga (Cu) yang dipadukan dengan perak (Ag) dalam bentuk paduan dua komponen (*binary alloy*).

Tinjauan Teori

1. Daya termolistrik pada logam

Daya termolistrik total logam dapat diturunkan menggunakan model yang dikembangkan oleh Mott dan Jones,

dimana pada suhu yang tidak terlalu tinggi daya termolistrik logam murni (S_0) terdiri dari dua komponen, yaitu : komponen difusi elektron (S_0^e) dan komponen tarikan fonon (S_0^s), atau

$$S_0 = S_0^e + S_0^s \quad (1)$$

Berikut akan dijelaskan secara singkat tentang daya termolistrik yang disebabkan oleh difusi elektron dan daya termolistrik yang disebabkan oleh tarikan fonon.

1.1. Perubahan Daya Termolistrik Difusi Elektron^[3,4,6]

Komponen daya termolistrik difusi elektron disebabkan oleh deviasi sistem elektron dari kesetimbangan distribusi karena adanya gradien temperatur. Bila terjadi pencampuran dua logam maka S_0^e akan mengalami perubahan, perubahan S_0^e tergantung pada sifat-sifat hamburan elektron dan struktur sistem pita elektronik.

Komponen daya termolistrik difusi elektron untuk logam murni ditulis (A.H. Wilson, 1953),

$$S_0^e = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \ln \rho_0(E)}{\partial E} \right)_{E_F} \quad (2)$$

dimana, k_B konstanta Boltzman, T temperatur absolut, e muatan elektron, ρ_0 resistivitas listrik, E energi konduksi elektron dan E_F energi Fermi.

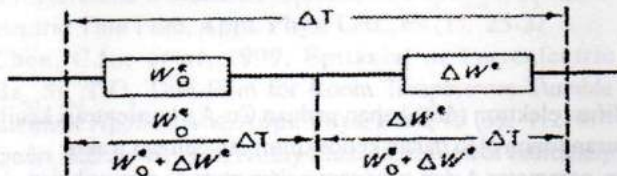
Daya termolistrik bahan paduan logam ditentukan berdasarkan model dua macan interaksi, yaitu interaksi yang disebabkan oleh fonon dan bahan ketidakmurnian. Komponen daya termolistrik difusi elektron (S_0^e) dapat diturunkan dengan cara menggunakan asumsi berikut ini (De Vroomen 1959, Gold 1960) :

- Hamburan elektron oleh ketidakmurnian dan hamburan dengan elektron lainnya dalam kristal merupakan penjumlahan masing-masing mengikuti aturan Matthiessen. Hal ini tidak mengubah permukaan Fermi walaupun

ketidakhomurnian hadir secara acak.

- b. Panas yang dipindahkan oleh elektron konduksi tidak tergantung pada panas yang dipindahkan oleh interaksi fonon (Gold, 1960)
- c. Hamburan elektron dalam bahan dinyatakan dalam waktu relaksasi tunggal.

Berdasarkan asumsi diatas dibuat model seperti gambar berikut ini.



Gambar 1. Model dua macam interaksi.

Tahanan termal elektronik W^e merupakan penjumlahan tahanan termal logam murni W_0^e dan tahanan termal bahan ketidakhomurnian ΔW^e , atau :

$$W^e = W_0^e + \Delta W^e \quad (3)$$

Perbedaan temperatur yang melintasi bahan ditulis sebagai :

$$\Delta T = \frac{W_0^e}{W_0^e + \Delta W^e} \Delta T + \frac{\Delta W^e}{W_0^e + \Delta W^e} \Delta T \quad (4)$$

Tegangan termolistrik ΔV yang melintasi bahan adalah :

$$\Delta V = -S^e \Delta T$$

$$= -S_0^e \frac{W_0^e}{W_0^e + \Delta W^e} \Delta T - S_i^e \frac{\Delta W^e}{W_0^e + \Delta W^e} \Delta T \quad (5)$$

dimana, $S^e = S_0^e + S_i^e$, S_0^e daya termolistrik elektron bahan murni, S_i^e daya termolistrik bahan ketidakhomurnian. Persamaan (5) merupakan pendekatan yang diperoleh setelah mengabaikan bagian-bagian tertentu. Analog dengan persamaan (2) S_i^e ditulis menjadi :

$$S_i^e = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \ln \Delta \rho(E)}{\partial E} \right)_{E_F} \quad (6)$$

dimana $\Delta \rho$ tahanan jenis bahan ketidakhomurnian. Tahanan jenis listrik untuk bahan yang telah diberi ketidakhomurnian ditulis sebagai $\rho = \rho_0 + \Delta \rho$. Dari persamaan (5) diperoleh :

$$S^e = \frac{W_0^e}{W_0^e + \Delta W^e} S_0^e + \frac{\Delta W^e}{W_0^e + \Delta W^e} S_i^e \quad (7)$$

Persamaan (7) pertamakali diturunkan oleh (M. Kohler 1949). Dari persamaan (7) diperoleh perubahan S^e yang disebabkan oleh kehadiran bahan ketidakhomurnian, ditulis sebagai berikut :

$$\Delta S^e = S^e - S_0^e$$

$$= \left[S_0^e / \left(\frac{W_0^e}{\Delta W^e} + 1 \right) \right] \left(\frac{S_i^e}{S_0^e} - 1 \right) \quad (8)$$

Dengan menggunakan hukum Wiedemann-Franz persamaan (8) dapat ditulis menjadi :

$$\Delta S^e = \left[S_0^e / \left(\frac{\rho_0}{\Delta \rho} + 1 \right) \right] \left(\frac{S_i^e}{S_0^e} - 1 \right) \quad (9)$$

Persamaan (9) merupakan persamaan yang menyatakan perubahan daya termolistrik difusi elektron.

1.2. Perubahan Daya Termolistrik Tarikan Fonon^[3,4,6]

Untuk menentukan perubahan daya termolistrik tarikan fonon (ΔS^s) argumentasi pada sistim elektron yang telah digunakan pada sistim elektron lalu kembali digunakan untuk sistim fonon.

- a. Hamburan fonon oleh ketidakhomurnian dan seluruh hamburan fonon yang lainnya dalam kristal tidak saling mempengaruhi (aturan Matthiessen), hal ini mencakup tidak terjadinya perubahan spektrum fonon karena kehadiran cacat dan bahan ketidakhomurnian terdistribusi acak.
- b. Panas yang dipindahkan oleh fonon tidak bergantung pada pemindahan panas oleh elektron karena interaksi elektron-fonon diabaikan dibandingkan interaksi fonon yang lainnya seperti interaksi fonon-ketidakhomurnian dan interaksi fonon-fonon.

Berdasarkan penyederhanaan tersebut tahanan kisi untuk fonon dengan vektor gelombang q dan polarisasi j dalam logam yang mengandung ketidakhomurnian merupakan penjumlahan dari tahanan kisi bahan murni dan tahanan kisi karena adanya cacat. Jika terdapat beda temperatur pada bahan dengan sistim fonon (q, j) dalam kebalikan waktu relaksasi dirumuskan sebagai :

$$\Delta T_{q,j} = \frac{1/\tau_0(q, j)}{[1/\tau_0(q, j)] + [1/\tau_i(q, j)]} \Delta T_{q,j}$$

$$+ \frac{1/\tau_i(q, j)}{[1/\tau_0(q, j)] + [1/\tau_i(q, j)]} \Delta T_{q,j} \quad (10)$$

dimana $\tau_0(2,5)$ dan $\tau_i(2,5)$ waktu relaksasi hamburan fonon oleh bahan murni dan waktu relaksasi hamburan fonon oleh bahan ketidakhomurnian.

Fonon yang dihamburkan oleh bahan ketidakhomurnian tidak memberikan kontribusi pada beda potensial termolistrik tarikan fonon yang melintasi bahan. Berdasarkan persamaan (10) beda potensial termolistrik yang disebabkan oleh fonon jenis (q, j) adalah :

$$\Delta V_{q,j} = \frac{s^s(q, j) \Delta T_{q,j}}{1 + [\tau_0(q, j)/\tau_i(q, 5)]} \quad (11)$$

dimana s^s daya termolistrik tarikan fonon yang disebabkan oleh bahan murni individu, integrasi dilakukan pada seluruh fonon dan dengan menuliskan daya termolistrik bahan murni sebagai :

$$S_0^s = \sum_j \int s^s(q, j) d^3 \quad (12)$$

Dari persamaan (11) diperoleh daya termolistrik tarikan fonon sebuah logam yang mengandung cacat sebagai :

$$S^s = \sum_j \int \frac{s^s(q, j)}{1 + [\tau_0(q, j)/\tau_i(q, j)]} d^3 \quad (13)$$

dari persamaan (12) dan (13) diperoleh :

$$\Delta S^s = S^s - S_0^s = - \sum_j \int \frac{s^s(q, j)}{1 + [\tau_i(q, j)/\tau_0(q, j)]} d^3 \quad (14)$$

dari persamaan (14) dapat diamati bahwa daya termolistrik tarikan fonon berkurang karena kehadiran cacat, pengurangan ini tergantung pada pembagian waktu relaksasi hamburan fonon oleh bahan ketidakhomurnian dan oleh bahan murni.

Sebuah ungkapan daya termolistrik tarikan fonon yang mengandung proses interaksi normal dan umklapp telah

diturunkan oleh Bailyun untuk kasus umum yaitu permukaan Fermi yang tidak sferis dan terdiri dari banyak pita energi. Untuk kristal kubik dengan sebuah pita tunggal dari bentuk standar yang diturunkan Bailyun didapat :

$$S_0^s = \frac{1}{3eN_e T} \frac{12\pi^3 \hbar}{\Delta_0 B v(E_F)} \sum_{q,j} \frac{z e^z}{(e^z - 1)^2} \sum_{\mathbf{k}} \alpha(\mathbf{q}, j; \mathbf{k}, \mathbf{k}') \nabla_{\mathbf{q}} \omega [\mathbf{v}(\mathbf{k}) - \mathbf{v}(\mathbf{k}')] \quad (15)$$

e muatan elektron, N_e jumlah elektron konduksi bahan, $\hbar$ konstanta planck, D_0 volume atomik logam, B luas permukaan Fermi, $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ kecepatan elektron dengan vektor gelombang $\mathbf{k}$, $\mathbf{v}(E_F)$ kecepatan rata-rata elektron pada permukaan Fermi dan parameter z ditulis sebagai :

$$z = \frac{\hbar \omega(\mathbf{q}, 5)}{k_B T} \quad (16)$$

dimana $\omega(\mathbf{q}, j)$ frekuensi fonon ($\mathbf{q}, j$), $\alpha(\mathbf{q}, j; \mathbf{k}, \mathbf{k}')$ probabilitas relatif dimana sebuah fonon ($\mathbf{q}, j$) akan dipancarkan atau diserap dalam sebuah transisi $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'$ dari elektron

$$\alpha(\mathbf{q}, j; \mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left\{ \left[\frac{1}{\tau_{el-ph}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')} \right] / \left[\sum_{\mathbf{k}'} \frac{1}{\tau_i} + \sum_{\mathbf{k}'} \frac{1}{\tau_{el-ph}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')} \right] \right\} \quad (17)$$

τ_{el-ph} waktu relaksasi interaksi elektron-fonon, τ_i waktu relaksasi proses hamburan fonon yang tidak melibatkan elektron. Penjumlahan pada persamaan (15) dan penyebut pada persamaan (17) meliputi seluruh transisi $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}'$ dimana pemancaran atau penyerapan fonon tertentu ($\mathbf{q}, j$) diikuti oleh aturan seleksi :

$$\mathbf{k} - \mathbf{k}' = \mathbf{q} + \mathbf{G} \quad (18)$$

dimana $\mathbf{G}$ vektor kisi resiprok.

Pada sebuah pita normal, massa efektif elektron positif dari bentuk standar diperoleh $\mathbf{v} \sim \mathbf{k}$, dengan $\nabla_{\mathbf{q}} \omega \sim \mathbf{q}$ dan dengan aturan seleksi (18) ditemukan :

$$\nabla_{\mathbf{q}} \omega [\mathbf{v}(\mathbf{k}) - \mathbf{v}(\mathbf{k}')] \sim -\mathbf{q}(\mathbf{q} + \mathbf{G}) \quad (19)$$

Dari persamaan (15) dan (19) kontribusi proses normal ($\mathbf{G}=0$) terhadap S_0^s negatif dan kontribusi proses umklapp ($\mathbf{G} \neq 0$) terhadap S_0^s positif. Pada kasus masa efektif elektron negatif diperoleh $\mathbf{v} \sim -\mathbf{k}$. Untuk proses normal memberikan kontribusi positif terhadap S_0^s , dan untuk proses umklapp memberikan kontribusi negatif terhadap S_0^s .

Untuk menyederhanakan persamaan (14) hilangkan perbedaan antara fonon dengan polarisasi j dengan fonon lainnya, kemudian hilangkan parameter j dan ganti jumlah terhadap j dengan faktor 3. Proses integral meliputi seluruh spektrum fonon yang kemudian dibatasi sampai frekuensi Debye, kemudian abaikan dispersi, dengan pendekatan ini dapat diprediksi waktu relaksasi $\tau_i(\mathbf{q})$ dari hasil ΔS^s yang didapat dari eksperimen dengan menggunakan persamaan (14) setelah menentukan fungsi-fungsi $\tau_o(\mathbf{q})$ dan $S^s(\mathbf{q})$ secara terpisah.

Waktu relaksasi hamburan fonon dalam bahan murni $\tau_o(\mathbf{q})$ dapat diprediksi dengan eksperimen menentukan

konduktivitas termal kisi bahan murni. Dengan pendekatan Debye konduktivitas termal kisi $\hat{\epsilon}$ sebuah kristal isotropik diberikan oleh persamaan :

$$\kappa = \frac{k_B}{2\pi^2 v_s} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} dz \tau_o(z) \frac{z^4 e^z}{(e^z - 1)^2} \quad (20)$$

parameter z didefinisikan oleh persamaan (16), v_s adalah kecepatan bunyi, θ_D adalah temperatur Debye. Berdasarkan hubungan :

$$\kappa T = 8 W cm \quad (21)$$

waktu relaksasi $\tau_o(\mathbf{q})$ dapat diperkirakan dengan menemukan fungsi kesebandingan $\tau_o(z)$ dengan persamaan (20) yang menghasilkan hubungan (21) didapat dari persamaan (21) waktu relaksasi :

$$\tau_o^{-1} = b \omega^2 T e^{-\theta_D/T} \quad (22)$$

Fungsi s^s dapat diperoleh dari ungkapan Bailyun untuk daya termolistrik tarikan fonon. Dari persamaan (15) dan (19) dengan mengganti penjumlahan pada seluruh $\mathbf{q}$ dengan integral diperoleh :

$$S_0^s \sim T^3 \sum_{\mathbf{q}} \int_0^{\theta_D/T} dz \frac{z^4 e^z}{(e^z - 1)^2} \alpha(\mathbf{q}; \mathbf{k}, \mathbf{k}') (\mathbf{q} + \mathbf{G}) \quad (23)$$

Probabilitas transisi relatif didefinisikan didalam persamaan (17) diberikan oleh :

$$\alpha(\mathbf{q}; \mathbf{k}, \mathbf{k}') = \tau_o(\mathbf{q}) / \tau_{el-ph}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \quad (24)$$

Dengan menggunakan persamaan (24), dengan $\tau_o(\mathbf{q})$ dari persamaan (22) dengan menggunakan persamaan (23) diperoleh :

$$S_0^s \sim e^{\theta_D/T} \sum_{\mathbf{q}} \int_0^{\theta_D/T} dz \frac{z^2 e^z}{(e^z - 1)^2} \frac{\mathbf{q} + \mathbf{G}}{\tau_{el-ph}(\mathbf{k})} \quad (25)$$

faktor $(\mathbf{q} + \mathbf{G}) / \tau_{el-ph}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ dalam integral, yang tergantung pada interaksi elektron-fonon sulit untuk dihitung, perlakuan faktor ini sebagai sebuah konstanta diperoleh :

$$S_0^s = A e^{\theta_D/T} \int_0^{\theta_D/T} dz \frac{z^2 e^z}{(e^z - 1)^2} \quad (26)$$

Dimana A konstanta yang berhubungan dengan interaksi elektron-fonon. Dari persamaan (13) dan persamaan (27) dengan tidak memperhatikan polarisasi j , fungsi s^s diperoleh :

$$s^s = \frac{A}{4\pi} \left(\frac{\hbar v_s}{k_B T} \right)^3 e^{\theta_D/T} \frac{e^z}{(e^z - 1)^2} \quad (27)$$

Dimana s^s daya termolistrik tarikan fonon individu. Setelah menentukan fungsi $\tau_o(\mathbf{q})$ dan $s^s(\mathbf{q})$, waktu relaksasi $\tau_i(\mathbf{q})$ dapat diperoleh dari bantuan eksperimen komponen tarikan fonon ΔS^s dengan persamaan (14), asumsikan tipe mekanisme Rayleigh untuk hamburan fonon oleh ketidakmurnian, $\tau_i(\mathbf{q})$ mempunyai bentuk :

$$\tau_i^{-1} = a \omega^4 \quad (28)$$

masukan persamaan (22), (27), (28) kedalam persamaan (15) diperoleh :

$$\Delta S^e = -Ae^{\beta/T} \int_0^T dx \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[1 + \frac{b\hbar^2 e^{-x/T}}{ak_B^2 x^2 T} \right] \quad (29)$$

Persamaan (29) menunjukkan perubahan komponen daya termolistrik tarikan fonon karena kehadiran bahan ketidakmurnian pada logam murni.

2. Pemisahan Komponen S^e dan S^f

Pemisahan S^e dan S^f dari S atau pemisahan ΔS^e dan ΔS^f dari ΔS dapat dilakukan dengan cara-cara sebagai berikut ini, pada temperatur yang sangat rendah untuk komponen daya termolistrik difusi elektron sebanding dengan temperatur dan untuk komponen daya termolistrik tarikan fonon sebanding dengan temperatur pangkat tiga. Daya termolistrik total ditulis sebagai :

$$S = AT + BT^3 \quad (30)$$

dimana A dan B adalah konstanta. Jika dibuat grafik S/T terhadap T^2 akan dihasilkan sebuah garis lurus. Titik-titik potong kurva dengan sumbu S/T dan sumbu T^2 serta kemiringan kurva dapat digunakan untuk menentukan S^e dan S^f . Cara seperti ini diusulkan oleh De Vromenn. Pada temperatur yang tinggi S^f dapat diasumsikan sama dengan nol dan S identik dengan S^e . Jika T cukup tinggi dalam daerah S^f yang tidak muncul, daya termolistrik diharapkan sebanding dengan temperatur absolut (persamaan (2)). $S^e(T)$ diperoleh dengan perhitungan pada temperatur tinggi linier menuju $T = 0$. $S^f(T)$ kemudian diperoleh melalui perbedaan $S(T)$ terhadap $S^e(T)$ atau

$$S^f(T) = S(T) - S^e(T) \quad (31)$$

Pada daerah temperatur yang tinggi, dimana S^f diasumsikan sama dengan nol, perubahan S yang disebabkan oleh kehadiran bahan ketidakmurnian identik dengan ΔS^e . Nilai ΔS pada temperatur yang tinggi dapat digunakan untuk menentukan $\Delta S^e(T)$ dengan menggunakan persamaan (9). $\Delta S^f(T)$ dapat diperoleh dari perbedaan nilai $\Delta S(T)$ terhadap nilai $\Delta S^e(T)$, atau:

$$\Delta S^f(T) = \Delta S(T) - \Delta S^e(T) \quad (32)$$

Maka dengan menggunakan asumsi diatas daya termolistrik dan perubahan daya termolistrik total dapat dipisahkan menjadi komponen difusi elektron dan tarikan fonon.

Perubahan Daya Termolistrik Paduan Tembaga Hasil Eksperimen^[7]

Hasil eksperimen untuk data perubahan daya termolistrik diperoleh dari hasil eksperimen yang dilakukan oleh I. Weinberg. Bahan paduan tembaga berupa kawat dengan diameter 0.01 in. Bahan awal untuk tembaga, perak dan emas dengan kemurnian 0.99999, sedangkan untuk silikon dengan kemurnian 0.999999. Paduan tembaga dianealling selama 24 jam pada suhu 600C. Kawat tembaga murni yang telah dianealling mempunyai resistivitas pada suhu 4,2K sebesar $2,09 \times 10^{-3} \mu\Omega\text{cm}$. Sedangkan resistivitas kawat paduan tembaga yang diukur pada temperatur 4,2K ditampilkan pada tabel 1.

Tabel 1. Resistivitas residu, konsentrasi atom terlarut dan nilai parameter hamburan untuk paduan tembaga^[7]

Atom terlarut	% larutan	Resistivitas pd 4.2K ($\mu\Omega\text{cm}$)	a ($\times 10^{-43}\text{sec}^3$)
Au	0.03	0.021	1.3 ± 0.5
Ag	0.09	0.01	75.6 ± 1.9
Ag	0.2	0.029	15 ± 6
Si	0.44	1.31	2.3 ± 0.9

Daya termolistrik total untuk tembaga murni diperoleh dengan pengukuran relatif terhadap Pb, dengan daya termolistrik total Pb sudah diketahui. Bagian daya termolistrik difusi elektron untuk tembaga murni diperoleh dengan mengambil asumsi bahwa daya termolistrik tarikan fonon sama dengan nol pada suhu 320K dari eksperimen I. Weinberg, 1965 dan F.J. Blatt, 1964.

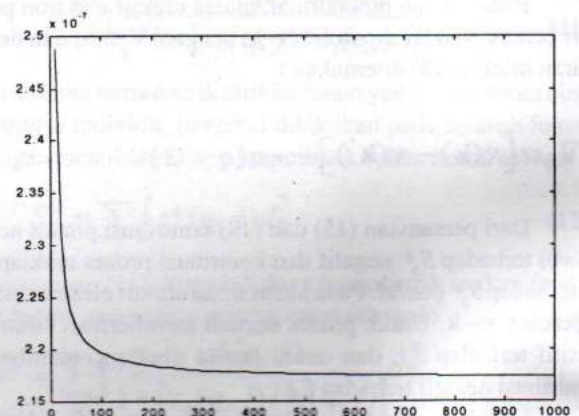
Hasil dan Analisa

1. Perubahan Daya Termolistrik Tarikan Fonon

Perubahan daya termolistrik tarikan fonon dihitung menggunakan persamaan (29). Untuk bahan tembaga nilai β dan b sudah diketahui dari eksperimen, dimana $\beta = 43,6\text{K}$ dan $b = 4,19 \times 10^{-18}\text{sec/deg}$. Temperatur Debye (θ_D) untuk tembaga adalah 310 K, sedangkan nilai A dan a akan dihitung.

Konstanta A dihitung menggunakan persamaan (26) dengan nilai daya termolistrik tarikan fonon untuk tembaga murni (S^f) sudah diperoleh dari eksperimen. Persamaan (26) diselesaikan dengan menggunakan integral numerik. Hasil perhitungan konstanta A terhadap jumlah segmen ditampilkan pada gambar 2. Untuk perhitungan selanjutnya nilai A diambil sebesar $2,1733 \times 10^{-7} \text{ V/K}$, yaitu nilai A pada jumlah segmen seribu. Pada penentuan nilai A digunakan nilai daya termolistrik sebesar $0,92 \times 10^{-6} \text{ V/K}$ yaitu nilai daya termolistrik tarikan fonon tembaga murni pada temperatur 90K.

Konstanta a untuk masing-masing paduan tembaga diperoleh menggunakan persamaan (29).



Gambar 2. Hasil perhitungan konstanta A terhadap jumlah segmen dipilih dalam menyelesaikan integral persamaan (27) dengan menggunakan metode Simpson sepertiga. Nilai A yang ditentukan sebesar $2,1733 \times 10^{-7} \text{ V/K}$ bersesuaian dengan jumlah segmen seribu. Nilai A yang dihitung I. Weinberg sebesar $2,1 \times 10^{-7} \text{ V/K}$ (Physical Rev, Vol 146, hal 468, 1965).

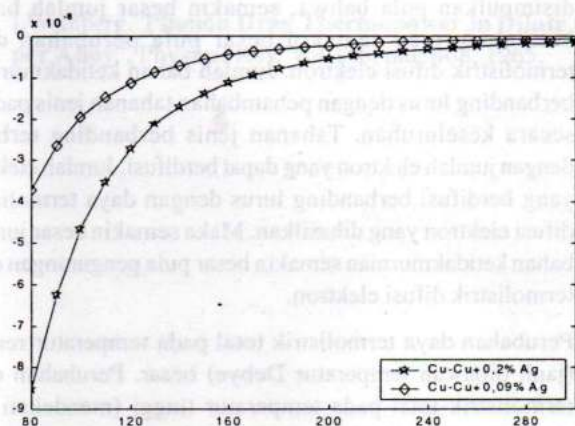
Persamaan (29) diselesaikan menggunakan integral numerik dengan nilai ΔS^f untuk masing-masing paduan tembaga diperoleh dari eksperimen. Nilai ΔS^e dipilih pada temperatur

90K. Bentuk persamaan (29) untuk memperoleh nilai a merupakan bentuk persamaan berpangkat n , dengan n menunjukkan jumlah segmen. Tingkat ketelitian perhitungan sebanding dengan jumlah n . Nilai a yang dipilih untuk perhitungan selanjutnya adalah nilai yang positif ditampilkan pada tabel 2.

Tabel 2. Nilai a positif untuk masing-masing paduan tembaga

N0	Paduan tembaga	Konstanta a dari persamaan (29)
1	Cu + 0.09% Ag	15.133×10^{-43}
2	Cu + 0.2% Ag	38.398×10^{-43}

Setelah nilai konstanta A dan a diketahui, maka dapat ditentukan nilai perubahan daya termolistrik fungsi temperatur. Perubahan daya termolistrik terhadap temperatur untuk masing-masing paduan tembaga ditampilkan pada gambar 3.



Gambar 3. Perubahan daya termolistrik tarikan fonon terhadap temperatur untuk paduan logam Cu+0,2%Ag dan Cu+0,09%Ag.

Dari hasil perhitungan yang telah dilakukan untuk menentukan perubahan daya termolistrik tarikan fonon yang ditampilkan pada gambar 2, diamati bahwa hasil perhitungan ini memiliki sedikit perbedaan dari hasil eksperimen. Pada bahan paduan Cu+0,09%Ag hasil perhitungan pada temperatur 90K adalah $-2,6706 \times 10^{-8} \text{ V/K}$ sedangkan hasil eksperimen adalah $-3,355 \times 10^{-7} \text{ V/K}$. Untuk bahan paduan Cu+0,2%Ag hasil perhitungan pada temperatur 90K adalah $-6,2296 \times 10^{-8} \text{ V/K}$ sedangkan hasil eksperimen adalah $-4,95 \times 10^{-7} \text{ V/K}$.

Untuk bahan dengan persentase ketidakmurnian lebih besar (Cu+0,2%Ag) daya termolistrik tarikan fonon lebih kecil, maka perubahan daya termolistrik tarikan fonon lebih besar dan pada bahan dengan persentase ketidakmurnian lebih kecil (Cu+0,09%Ag) daya termolistrik tarikan fonon lebih besar jika dibandingkan dengan bahan paduan Cu+0,2%Ag, maka perubahan daya termolistrik tarikan fonon lebih kecil. Hal ini dapat dijelaskan dengan persamaan (29).

Paduan Cu+0,2%Ag (jumlah ketidakmurnian lebih besar dari Cu+0,09%Ag) mempunyai nilai konstanta hamburan setelah kehadiran bahan ketidakmurnian (a) yang lebih besar. Nilai konstanta a berbanding terbalik dengan waktu relaksasi setelah kehadiran bahan ketidakmurnian (τ), berarti nilai a yang besar

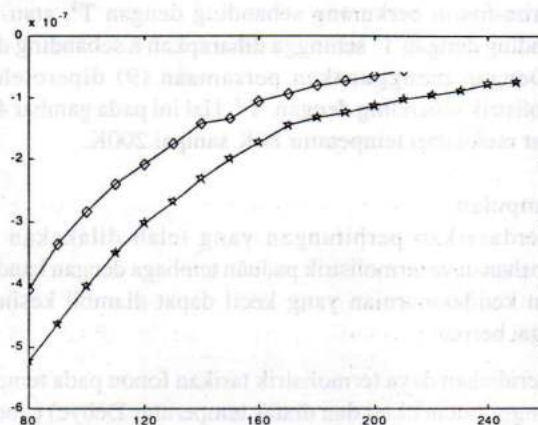
menpunyai nilai τ yang kecil. Nilai τ yang kecil diartikan bahwa hamburan antara fonon dan bahan ketidakmurnian sering terjadi. Fonon yang telah dihamburkan oleh bahan ketidakmurnian tidak memberikan kontribusi pada beda potensial termolistrik tarikan fonon. Banyaknya fonon yang tidak memberikan kontribusi pada beda potensial termolistrik berarti daya termolistrik tarikan fonon yang dihasilkan berkurang dengan jumlah yang besar, atau daya termolistrik tarikan fonon setelah kehadiran bahan ketidakmurnian yang besar jauh lebih kecil dari daya termolistrik tarikan fonon logam murni. Pengurangan daya termolistrik tarikan fonon menjadi besar atau perubahan daya termolistrik menjadi besar (dengan tanda negatif).

Perbedaan hasil antara eksperimen dan perhitungan ini mungkin dapat terjadi karena kesalahan saat menentukan nilai a untuk masing-masing paduan tembaga, karena nilai a yang ditentukan dengan cara numerik mempunyai keterbatasan dalam jumlah segmen yang dapat dihitung. Jumlah segmen ini berarti menunjukkan pangkat tertinggi dari persamaan yang diperoleh. Hasil faktor dari persamaan ini sesuai dengan jumlah segmen, dalam hal ini hasil faktor mempunyai nilai positif dan nilai negatif. Penulis memilih nilai faktor yang positif. Mungkin disini juga terdapat kesalahan karena semua hasil faktor tersebut memenuhi nilai a .

Secara umum hasil yang telah diperoleh telah dapat menggambarkan pola perubahan daya termolistrik tarikan fonon dari temperatur rendah (80K) sampai temperatur tinggi (300K) yang mempunyai pola yang sama dengan eksperimen.

2. Perubahan Daya Termolistrik Difusi Elektron

Setelah perubahan daya termolistrik tarikan fonon untuk sambungan elemen termolistrik tembaga murni dan paduan tembaga dapat ditentukan, maka perubahan daya termolistrik difusi elektron dapat pula ditentukan dari persamaan, $\Delta S = \Delta S^e + \Delta S^s$. Untuk memperoleh daya termolistrik difusi elektron (ΔS^e) dapat diperoleh dengan mengurangkan ΔS hasil eksperimen terhadap ΔS^s yang diperoleh dari perhitungan. Perubahan daya termolistrik difusi elektron fungsi temperatur untuk masing-masing sambungan elemen termolistrik ditampilkan pada gambar 4.



Gambar 4. Perubahan daya termolistrik difusi elektron terhadap temperatur paduan Cu+0,2%Ag dan Cu+0,09%Ag.

Perubahan daya termolistrik difusi elektron untuk masing-masing sambungan elemen termolistrik yang ditampilkan pada gambar 4 dapat dianalisa dengan menggunakan persamaan (9). Pada temperatur tinggi (mendekati dan diatas temperatur Debye), dimana $\rho_0 \gg \Delta\rho$ ($\Delta\rho$ perubahan ρ yang disebabkan oleh kehadiran bahan ketidakmurnian). Nilai ρ_0 fungsi temperatur ditentukan dengan cara sebagai berikut. Pada temperatur tinggi (mendekati dan diatas temperatur Debye) hamburan elektron-fonon dominan, sedangkan jumlah fonon dalam mode-mode normal ditentukan berdasarkan $n(q) = k_B T / \hbar \omega(q)$. Dapat dimengerti bahwa jumlah fonon berbanding lurus dengan T , waktu relaksasi diharapkan berbanding terbalik terhadap T . Maka resistivitas berbanding lurus terhadap T . Dari persamaan (9) diperoleh bahwa perubahan daya termolistrik difusi elektron terhadap temperatur diharapkan mempunyai nilai yang konstan. Pada gambar 4. hal ini dapat diamati pada nilai temperatur diatas temperatur 240K.

Pada temperatur yang lebih rendah (temperatur 80K sampai 200K), nilai ρ_0 masih lebih dominan dibandingkan terhadap nilai $\Delta\rho$. Nilai ρ_0 ditentukan sebagai berikut. Pada temperatur rendah hanya fonon-fonon dengan energi $\hbar\omega(q)$ yang sebanding atau kurang dari $k_B T$ yang dapat diserap atau dipancarkan oleh elektron. Kondisi $\hbar\omega(q) < k_B T$ menghendaki q lebih kecil dibandingkan k_F . Dalam kelompok ini q mempunyai orde cq , vektor gelombang fonon q berorde $k_B T / \hbar c$ atau lebih kurang. Kemudian dalam permukaan Fermi, menurut hukum kekekalan hanya memperbolehkan fonon untuk diserap atau dipancarkan yang terdapat di subpermukaan dengan dimensi yang linier terhadap T . Sehingga luas permukaan sebanding dengan T^2 , maka fonon yang tersedia untuk tumbukan dengan elektron sebanding dengan T^2 . Dari pernyataan diatas disimpulkan bahwa fonon yang dapat menghamburkan sebuah elektron berkurang sebagai fungsi T^2 untuk daerah jauh dibawah temperatur Debye, laju hamburan elektron berkurang lebih cepat. Ketika q kecil kuadrat konstanta kopling elektron-fonon berkurang secara linier terhadap q . Dengan temperatur dibawah temperatur Debye hubungan fonon secara fisika yang mempunyai vektor gelombang q dengan orde $k_B T / \hbar c$, dan kemudian laju hamburan (yang sebanding dengan kuadrat konstanta kopling) untuk proses ini berkurang secara linier terhadap T . Sehingga dari ciri-ciri diatas diperoleh bahwa pada T rendah laju hamburan elektron-fonon berkurang sebanding dengan T^3 , atau $1/\delta_{el-ph}$ sebanding dengan T^3 sehingga diharapkan $\bar{n}$ sebanding dengan T^3 . Dengan menggunakan persamaan (9) diperoleh daya termolistrik sebanding dengan T^{-2} . Hal ini pada gambar 4 dapat dilihat mulai dari temperatur 80K sampai 200K.

Kesimpulan

Berdasarkan perhitungan yang telah dilakukan untuk perubahan daya termolistrik paduan tembaga dengan kandungan bahan ketidakmurnian yang kecil dapat diambil kesimpulan sebagai berikut :

1. Perubahan daya termolistrik tarikan fonon pada temperatur tinggi (mendekati dan diatas temperatur Debye) cenderung mendekati nol atau dapat dikatakan sama dengan nol, sedangkan pada temperatur rendah mempunyai harga mutlak yang besar. Semakin besar jumlah bahan ketidakmurnian semakin besar pula perubahan daya termolistrik tarikan fonon. Jumlah bahan ketidakmurnian berbanding lurus dengan konstanta hamburan setelah kehadiran bahan

ketidakmurnian (a). Konstanta a berbanding terbalik dengan waktu relaksasi setelah kehadiran bahan ketidakmurnian (δ_i). Nilai δ_i berbanding terbalik dengan jumlah fonon yang mengalami hamburan, δ_i yang besar menunjukkan jumlah fonon yang mengalami hamburan kecil demikian juga sebaliknya. Fonon yang telah dihamburkan oleh bahan ketidakmurnian tidak memberikan kontribusi pada beda potensial termolistrik. Sehingga bahan yang mempunyai persentase ketidakmurnian yang besar (Cu+0,2%Ag) akan mempunyai pengurangan daya termolistrik yang besar pula. Hasil ini dapat diperoleh melalui perhitungan ataupun eksperimen.

2. Perubahan daya termolistrik difusi elektron terhadap temperatur dapat dijelaskan bahwa, pada temperatur tinggi lebih kurang diatas 240K perubahan daya termolistrik cenderung konstan, pada temperatur 80K sampai 200K perubahan daya termolistrik sebanding dengan T^{-2} . Hasil ini yang dapat diperoleh dari perhitungan. Kemudian dapat disimpulkan pula bahwa, semakin besar jumlah bahan ketidakmurnian semakin besar pula perubahan daya termolistrik difusi elektron. Jumlah bahan ketidakmurnian berbanding lurus dengan penambahan tahanan jenis paduan secara keseluruhan. Tahanan jenis berbanding terbalik dengan jumlah elektron yang dapat berdifusi. Jumlah elektron yang berdifusi berbanding lurus dengan daya termolistrik difusi elektron yang dihasilkan. Maka semakin besar jumlah bahan ketidakmurnian semakin besar pula pengurangan daya termolistrik difusi elektron.
3. Perubahan daya termolistrik total pada temperatur rendah (jauh dibawah temperatur Debye) besar. Perubahan daya termolistrik total pada temperatur tinggi (mendekati dan diatas temperatur Debye) cenderung konstan. Secara parsial untuk temperatur rendah perubahan daya termolistrik tarikan fonon dan difusi elektron besar, namun nilai perubahan daya termolistrik difusi elektron lebih besar sehingga pola perubahan daya termolistrik secara total menyerupai pola perubahan daya termolistrik difusi elektron. Pada temperatur tinggi perubahan daya termolistrik tarikan fonon mendekati nol, maka pola perubahan daya termolistrik total mengikuti pola perubahan daya termolistrik difusi elektron. Sehingga secara keseluruhan pola perubahan kurva daya termolistrik total menyerupai pola perubahan daya termolistrik difusi elektron.

Daftar Pustaka

1. Pollock. Daniel. D, "Thermocouples Theory and Properties", CBC Press, New York, 1991.
2. Harman. T.C, Honig. J. M, "Thermoelectric and Thermomagnetic Effects and Applications", McGraw Hill, New York, 1967.
3. R.P. Huebener, "Thermoelectricity in Metals and Alloys, Solid State Physics advance in Research and Applications", Vol 27, Academic Press, New York, 1972.
4. R.P. Huebener, "Thermoelectric Power of Aluminium and Dilute Aluminium Alloys", Physical Rev, Vol 171, hal; 634, 1968.
5. R.P. Huebener, "Thermoelectric Power of Lattice Vacancies in Gold", Physical Rev, Vol 135, hal;A 1281, 1964.
6. G.Grimvall, "Thermophysical Properties of Materials Enlarged and Revised edition", Elsevier, 1999.
7. I.Weinberg, "Phonon Drag Thermopower in Dilute Copper Alloy", Physical Rev, Vol 146, hal; 468, 1965.