

untuk mengendalikan daya beban pada gelombang penuh melalui TRIAC pada rentang sudut picu 0° sampai dengan 45° .

DAFTAR PUSTAKA

- Bogart. 2001. *Electronic Devices and Circuits 5th*. Prentice Hall, Inc., Upper Saddle River, NJ.
- Hloki, Waren. 1998. *Telecommunication*. Prentice Hall, Inc., Upper Saddle River, NJ.
- Ning, Liu. "Automatic control starts loads softly". EDN ASIA, Febr, 1995.
- SGS-Thomson. tt. *NE 555 Single Timer Data Sheet*. Rapid Electronics, Ltd, Essex, England.
- Siemens Semiconductor Group. tt. *TCA 785 Phase Control IC*.
- Sunomo. 2001. "Rancangbangun Saklar Elektronis Penghubung Daya Variabel Tiga Fasa dan Jaringan dengan Metode Lintasan Nol". Penelitian, FT, Universitas Negeri Yogyakarta.
- VEDC Malang. 2000. "Sistem Kendali Daya 3 Fasa Gelombang Penuh" (Modul).

ANALISIS SIMULASI DISTRIBUSI PARAMETER BAHAN SUPERKONDUKTOR SLAB DAN SILINDER MENGGUNAKAN METODE ELEMEN HINGGA

Oleh:
Supardi

Staf Pengajar FMIPA UNY

Abstract

Investigation of creation of ordered parameter distribution on superconductor material, especially cylinder form has been conducted. Distribution of ordered parameter inside the material is obtained by applying external magnetic field parallel to the surface of the material. When the external magnetic field is reduced carefully, ordered parameter distribution will create at a certain value called H_{c3} . The method applied to obtain the ordered parameter distribution is finite element method. To make easy in computation work, be applied FEMLAB software. The software works under MATLAB running. Principles of finite element method have been covered in FEMLAB. The result of the numerical simulation show in line between the beginning hypothesis of researcher and computation result. Compared with previous result, the result does not deviate significantly.

Keywords: order parameter, FEMLAB, finite element method

PENDAHULUAN

Simulasi numerik munculnya parameter bahan di daerah dekat medan kritis H_{c3} pada bahan superkonduktor menggunakan landasan model Ginzburg-Landau telah dilakukan. Parameter bahan (*ordered parameter*) didefinisikan sebagai parameter fisis yang kehadirannya bertanggung jawab terhadap fase dari suatu bahan superkonduktor. Parameter bahan dapat bernilai antara 0

dan 1. Bahan superkonduktor yang berada dalam keadaan superkonduktif memiliki harga parameter benahan diantara $0 < \psi < 1$. Di bawah medan kritis H_{c1} bahan berada dalam keadaan superkonduktif murni sehingga harga parameter benahan bernilai 1. Bahan superkonduktor yang hanya memiliki satu macam medan kritis saja disebut sebagai superkonduktor jenis-I. Sedangkan superkonduktor yang memiliki dua buah medan kritis yaitu H_{c1} dan H_{c2} disebut sebagai superkonduktor jenis-II. Hal yang menarik tentang superkonduktor jenis-II adalah adanya keadaan campuran (*mixed state*) antara keadaan superkonduktif dan keadaan normal pada ranah $H_{c1} < H < H_{c2}$. Dalam daerah ini muncul apa yang dinamakan sebagai *vortex*. Vortex merupakan filamen-filamen berukuran kecil yang terbentuk akibat penguasaan medan magnet luar H pada sampel superkonduktor jenis ke-II dalam ranah $H_{c1} < H < H_{c2}$ sehingga terjadi terobosan parsial fluks magnet pada bahan tersebut (Cyrrot dan Pavuna, 1992; Tinkham, 1996). Secara teori, munculnya vorteks pada superkonduktor jenis ke-II telah diramalkan oleh Abrikosov. Menurut Abrikosov, pola kisi dengan bentuk bujursangkar merupakan pola kisi stabil vorteks. Dalam kenyataannya, pola kisi stabil pada vorteks adalah kisi dengan bentuk segitiga. Bentuk kisi ini selanjutnya disebut dengan *kisi Abrikosov*.

Simulasi ini didasarkan pada model Ginzburg-Landau yaitu sebuah teori yang mengungkapkan gejala fisis yang terjadi pada bahan superkonduktor berdasar pada intuisi fisis yang ada. Salah satu pencetus model ini yaitu Vitally L. Ginzburg, pada tahun 2003 ini telah memenangkan hadiah Nobel di bidang fisika.

Penelitian tentang munculnya parameter benahan dari bahan dalam keadaan superkonduktif hingga berada pada keadaan normal sulit dilakukan dengan pengamatan secara langsung. Oleh sebab itu, diperlukan cara lain untuk memperolehnya, yaitu dengan simulasi numerik. Simulasi numerik mengenai munculnya parameter benahan pada bahan superkonduktor dapat dilakukan dengan menyelesaikan persamaan Ginzburg-Landau terkopelnya. Untuk mengkaji keadaan superkonduktif di daerah dekat medan kritis H_{c3} dapat dilakukan dengan mengabaikan suku nonliniernya, sehingga bentuk persamaan diferensialnya menjadi bentuk linier.

Dugaan peneliti bahwa munculnya parameter benahan mulai nampak pada permukaan bahan yang sejajar dengan medan magnet luar. Selanjutnya, parameter benahan secara berangsur-angsur akan menghilang di daerah yang semakin menjauhi permukaan. Metode yang digunakan oleh peneliti untuk memperoleh distribusi parameter benahan di dalam bahan adalah metode elemen hingga. Pemilihan metode ini mengingat metode ini dibangun untuk menyelesaikan persamaan diferensial disamping

metode beda hingga. Dibandingkan dengan metode beda hingga, metode elemen hingga memiliki banyak kelebihan terutama keluwesannya dalam memecahkan masalah geometri bahan yang lebih rumit.

METODE PENELITIAN

Sifat superkonduktivitas suatu bahan superkonduktor dapat ditentukan oleh bentuk fungsional sistem. Bentuk fungsional yang berpadanan dengan persamaan Ginzburg-Landau adalah apa yang disebut beda rapat tenaga bebas Gibbs antara keadaan superkonduktif dan keadaan normal. Ungkapan beda rapat tenaga Gibbs tersebut diberikan oleh (Tinkham, 1996; Cyrot dan Pavuna, 1992).

$$\Delta G(\psi, \mathbf{A}) \equiv \int_{\Omega} (\mathcal{G}_s - f_n) = \int_{\Omega} \left[\alpha(\mathbf{r}) |\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2} \beta(\mathbf{r}) |\psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m} \left| -i\hbar \nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r}) \right| \psi(\mathbf{r}) \right]^2 + \frac{1}{2\mu_0} \left| \mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mu_0 \mathbf{H} \right|^2 \quad (1)$$

Distribusi parameter benahan dan arus di dalam bahan superkonduktor dapat diperoleh dengan melakukan minimisasi terhadap ungkapan fungsional rapat beda tenaga Gibbs tersebut. Minimisasi fungsional dilakukan terhadap $\psi(\mathbf{r})$ atau $\psi^*(\mathbf{r})$ dan $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Dengan menggunakan kalkulus variasi minimisasi

fungsional tersebut menghasilkan persamaan Euler-Lagrange (Nurwantoro, 1998)

$$\frac{\partial G_s}{\partial \psi^*(\mathbf{r})} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial G_s}{\partial (\partial \psi^*(\mathbf{r}) / \partial x_j)} \right] = 0 \quad (2)$$

dan

$$\frac{\partial G_s}{\partial A_i(\mathbf{r})} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial G_s}{\partial (\partial A_i(\mathbf{r}) / \partial x_j)} \right] = 0, \text{ dengan } i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

Variabel x_j dengan $j = 1, 2, 3$ menyatakan sumbu-sumbu koordinat yaitu x , y dan z , sedangkan $A_i(\mathbf{r})$ dengan $i = 1, 2, 3$ menyatakan sebagai komponen-komponen kartesian dari potensial vektor $\mathbf{A}(\mathbf{r})$.

Jika persamaan Euler-Lagrange (2) dan (3) diekspansikan, maka akan diperoleh ungkapan-ungkapan

$$\frac{\partial G_s}{\partial \psi^*(\mathbf{r})} = \alpha(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) + \beta |\psi(\mathbf{r})|^2 \psi(\mathbf{r}) + \sum_{j=1}^3 \left[\frac{i\hbar e}{m} A_j \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial x_j} + \frac{2e^2}{m} A_j^2 \psi(\mathbf{r}) \right] \quad (4)$$

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial G_s}{\partial (\partial \psi^*(\mathbf{r}) / \partial x_j)} \right] = \sum_{j=1}^3 \left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(\mathbf{r})}{\partial x_j^2} - \frac{i\hbar e}{m} A_j \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

$$\frac{\partial G_s}{\partial A_i(\mathbf{r})} = -\frac{i\hbar e}{m} \left[\psi(\mathbf{r}) \frac{\partial \psi^*(\mathbf{r})}{\partial x_i} - \psi^*(\mathbf{r}) \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial x_i} \right] + \frac{4e^2}{m} \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) A_i \quad (7)$$

Apabila ungkapan (4), (5) dan (6) disubstitusikan ke persamaan (2), maka diperoleh persamaan Ginzburg-Landau pertama yaitu

$$\alpha(T)|\psi(\mathbf{r})|^2 + \beta|\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2m}[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (8)$$

Apabila digunakan ungkapan persamaan Maxwell $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ dengan \mathbf{j} adalah rapat super arus dan disubstitusi ungkapan (5) dan (6) ke persamaan (3), maka diperoleh persamaan Ginzburg-Landau kedua yaitu

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{e\hbar}{im} [\psi^*(\mathbf{r})\nabla\psi(\mathbf{r}) - \psi(\mathbf{r})\nabla\psi^*(\mathbf{r})] - \frac{4e^2}{m} \psi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})\mathbf{A} \quad (9)$$

Syarat batas yang diberikan untuk kedua persamaan Ginzburg-Landau terkopel tersebut di daerah antarmuka antara insulator dan permukaan superkonduktor adalah

$$\mathbf{n} \cdot [-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (10)$$

Ketika efek permukaan bahan dipertungkan, yang berarti bahwa superkonduktor bukan lagi berbentuk bongkahan, maka sifat superkonduktivitas bahan tidak lagi musnah pada $H > H_{c2}(T)$. Efek permukaan ini akan memodifikasi transisi fase antara keadaan superkonduktif dengan keadaan normalnya. Medan kritis bahan superkonduktor biasanya akan berharga lebih besar dibandingkan dengan harga medan kritis H_{c2} . Ketika medan magnet luar yang dikenakan pada bahan mula-mula berharga besar, kemudian secara berangsur-angsur diturunkan, maka keadaan superkonduktif bahan akan sedikit demi sedikit muncul ketika melewati suatu harga

tertentu yang disebut dengan H_{c3} . Analisa teoritis dari medan nukleasi permukaan ini pertama kali dikenalkan oleh Saint dan de Gennes padatahun 1963.

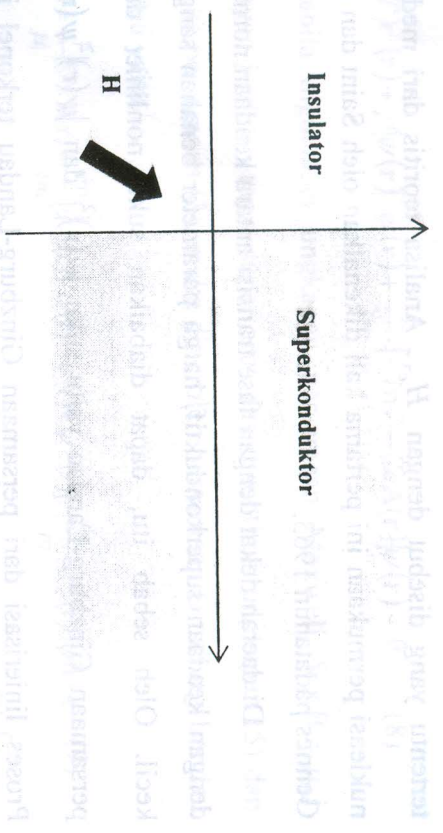
Di daerah dekat dengan fase transisi antara keadaan normal dengan keadaan superkonduktif, harga parameter benahan sangat kecil. Oleh sebab itu, dapat diabaikan suku nonlinier dari persamaan Ginzburg-Landau yaitu suku $|\psi(\mathbf{r})|^2$ dan $|\psi(\mathbf{r})|^2 \psi(\mathbf{r})$. Proses linierisasi dari persamaan Ginzburg-Landau terkopel ini akan mereduksi persamaan tersebut menjadi bentuk yang linier

$$\alpha(T)|\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2m}[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (11)$$

atau

$$\frac{1}{2m}[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r}) = -\alpha(T)\psi(\mathbf{r}) \quad (12)$$

Ditinjau sebuah bahan superkonduktor berbentuk lempengan (slab) semi tak berhingga yang dikenai oleh medan magnet luar \mathbf{H} dengan sudut θ (lihat gambar 1).



Gambar 1. Superkonduktor jenis-II berbentuk slab semi tak berhingga yang dikenai

Dalam kasus ini, potensial vektor pada persamaan (12) bersifat linier sehingga koreksi terhadap medan magnet yang masuk ke dalam bahan tidak ada. Oleh sebab itu dipilih bentuk potensial vektor $A(\mathbf{r}) = (0, \mu_0 Hx \cos \theta - \mu_0 Hz \sin \theta, 0)$. Dengan pemilihan bentuk potensial tersebut, maka bentuk persamaan Ginzburg-Landau terlinierisasinya adalah

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{2m} \left[-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} - 2e\mu_0 H(x \cos \theta - z \sin \theta) \right]^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = |\alpha(T)| \psi \quad (13)$$

dengan syarat batas yang diberikan adalah

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (14)$$

Dengan memilih ungkapan parameter benahan berbentuk $\psi(x, y, z) = e^{ik_y y \cos \theta} f(x, z)$ akan diperoleh bentuk baru persamaan (13) berbentuk

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right] + \frac{1}{2m} [k_y \cos \theta - 2e\mu_0 H(x \cos \theta - z \sin \theta)]^2 f = |\alpha(T)| f \quad (15)$$

dengan syarat batas yang sesuai adalah

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (16)$$

Salah satu langkah penting untuk perhitungan secara numerik adalah membuat variabel-variabel dalam ungkapan (15) menjadi variabel tak berdimensi. Oleh sebab itu dipilih variabel-variabel sebagai berikut

$$X \equiv x \sqrt{\frac{4e\mu_0 H \cos \theta}{\hbar}}, \quad Z \equiv z \sqrt{\frac{4e\mu_0 H \sin \theta}{\hbar}}, \quad X_0 \equiv k_y \cos \theta \sqrt{\frac{\hbar}{e\mu_0 H}} \\ \equiv \frac{H \epsilon^2(T)}{2H} \quad (17)$$

Apabila ungkapan (17) disubstitusikan ke persamaan (15) maka akan diperoleh

$$-\sin \theta \left(\frac{\partial^2}{\partial Z^2} - \frac{Z}{4} \right) f - \cos \theta \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{X}{4} \right) f - \frac{XZ \sqrt{\cos \theta \sin \theta}}{2} f - \frac{X X_0 \sqrt{\cos \theta}}{2} f = \epsilon f \quad (18)$$

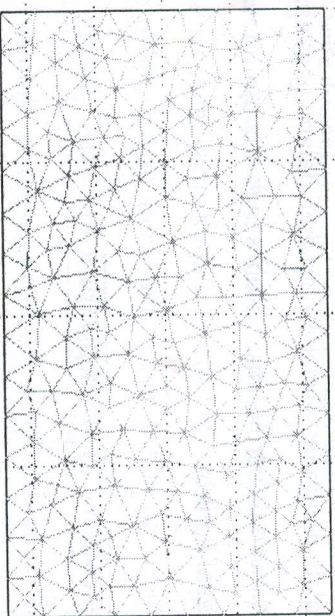
dengan syarat batas yang sesuai adalah

$$\left. \frac{\partial f}{\partial X} \right|_{X=0} = 0 \text{ pada } X = 0 \tag{19}$$

Sedangkan di daerah yang jauh dari permukaan bahan sifat superkonduktivitas bahan semakin menghilang, sehingga syarat batas yang cocok untuk keadaan ini adalah

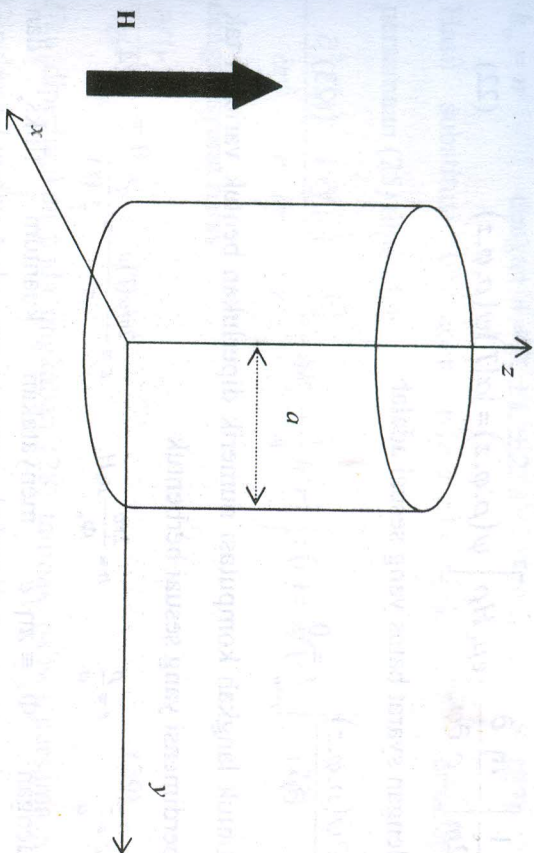
$$f(X, Z) \rightarrow 0 \text{ pada } X \rightarrow \infty \tag{20}$$

Bentuk diskritisasi dalam bentuk elemen hingga dapat dilihat pada gambar 2.



Gambar 2. Diskritisasi bahan dengan metode elemen hingga

Ditinjau sebuah bahan superkonduktor berbentuk silinder dengan panjang jari-jari a dengan panjang tak berhingga dikenai oleh medan magnet luar H yang arahnya sejajar dengan sumbu z (lihat gambar 3).



Gambar 3. Bahan superkonduktor jenis-II berbentuk silinder pejal yang dikenai medan magnet luar sejajar dengan sumbu z

Dalam koordinat polar silindris (ρ, φ, z) diasumsikan bahwa medan magnet luar H berarah paralel dengan sumbu z silinder, sehingga potensial vektor A dapat dipilih sedemikian hingga

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{H} \times \rho \tag{21}$$

Dengan menggunakan ungkapan $\text{div } \mathbf{A} = 0$, diperoleh ungkapan persamaan Ginzburg-Landau terlinierisasi

$$-\frac{\eta^2}{2m} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi(\rho, \varphi, z)}{\partial \rho} \right) - \frac{\eta^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(\rho, \varphi, z)}{\partial z^2} +$$

$$\frac{1}{2m} \left[-\frac{\hbar}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - e\mu_0 H \rho \right]^2 \psi(\rho, \varphi, z) = |\alpha(T)| \psi(\rho, \varphi, z) \quad (22)$$

dengan syarat batas yang sesuai adalah

$$\left. \frac{\partial \psi(\rho, \varphi, z)}{\partial \rho} \right|_{\rho=a} = 0 \quad (23)$$

Untuk langkah komputasi numerik diperlukan bentuk variabel tak berdimensi yang sesuai berbentuk

$$Z \equiv \frac{z}{a}, \quad r \equiv \frac{\rho}{a}, \quad h \equiv \frac{2ma^2}{\Phi_0} \mu_0 H, \quad \varepsilon \equiv \frac{2m|\alpha(T)|a^2}{\hbar^2} \equiv \frac{a^2}{\xi^2(T)} \quad (24)$$

dengan $\Phi_0 \equiv \pi\hbar/e$ menyatakan kuantum fluks dan

$\xi(T) \equiv \sqrt{\hbar^2 / 2m|\alpha(T)|}$ adalah panjang koherensi. Jika ungkapan

(24) disubstitusikan ke dalam ungkapan (22), maka akan diperoleh

persamaan

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{i}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{hr}{2} \right)^2 \right] \psi(r, \varphi, z) = \varepsilon \psi(r, \varphi, z) \quad (25)$$

dengan syarat batas

$$\left. \frac{\partial \psi(r, \varphi, z)}{\partial r} \right|_{r=1} = 0 \quad (26)$$

Untuk menyederhanakan persamaan (25), maka diperlukan

ungkapan untuk parameter benahan berbentuk

$\psi(r, \varphi, z) = f(r) e^{ik_\varphi z} e^{ik_\varphi \varphi}$. Untuk menjamin harga $\psi(r, \varphi, z)$ adalah

tunggal saat φ bertambah dengan $2\pi n$, maka disyaratkan bahwa

$$k_\varphi = n \quad \text{dengan } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (27)$$

Hasil substitusi ungkapan $\psi(r, \varphi, z) = f(r) e^{ik_\varphi z} e^{ik_\varphi \varphi}$ terhadap persamaan (25) diperoleh

$$-\frac{\partial^2 f(r)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r} + \left(\frac{k_\varphi^2}{r^2} - hk_\varphi + \frac{1}{4} h^2 r^2 \right) f(r) = \varepsilon f(r) \quad (28)$$

dengan syarat batas

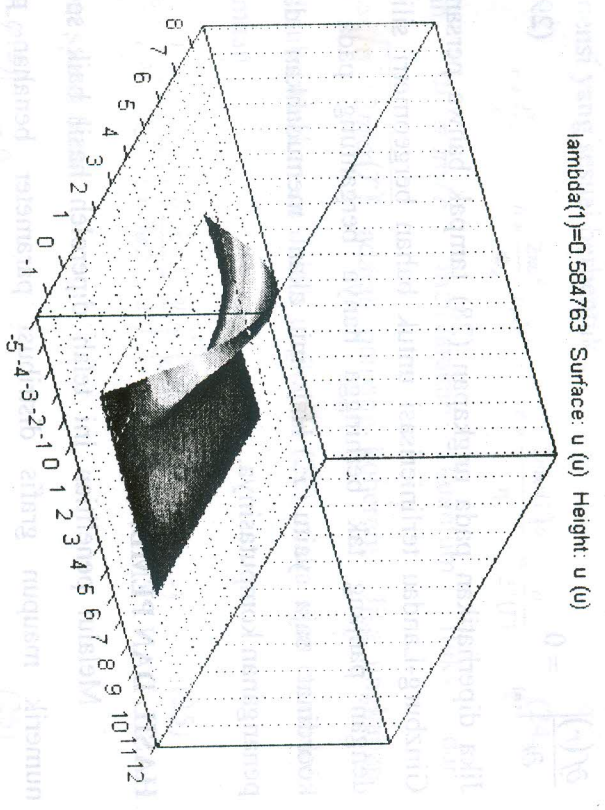
$$\left. \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right|_{r=1} = 0 \quad (29)$$

Jika diperhatikan pada ungkapan (28) tampak bahwa persamaan Ginzburg-Landau terinierisasi untuk bahan bergeometri silinder dengan panjang tak berhingga hanya bergantung pada satu koordinat saja yaitu r . Hal ini akan memudahkan dalam penanganan komputasinya.

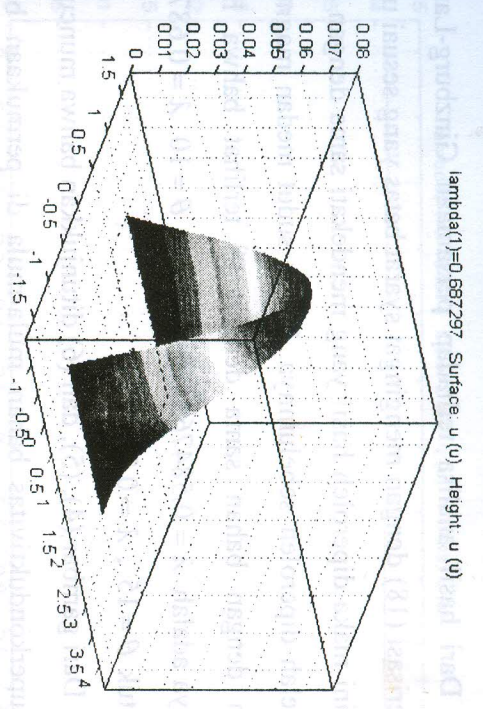
HASIL DAN PEMBAHASAN

Melalui penelitian ini telah diperoleh hasil baik secara numerik maupun grafis distribusi parameter benahan pada superkonduktor jenis ke-II. Dalam penelitian ini, proses pencarian distribusi parameter benahan dilakukan dengan menggunakan paket program komputer FEMLAB yang berjalan di bawah perangkat lunak MATLAB. Disamping disajikan distribusi parameter benahan pada berbagai arah sudut antara medan magnet luar

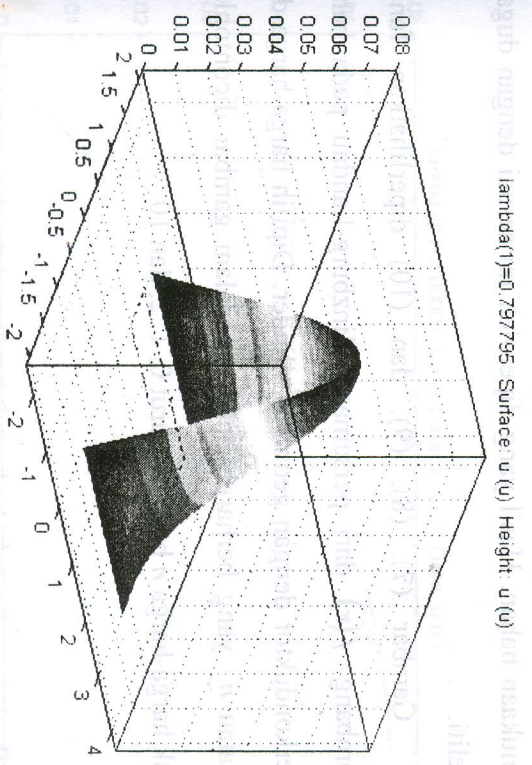
dengan bahan berbentuk slab semi tak berhingga, peneliti juga melengkapinya dengan distribusi parameter bahan bahan berbentuk silinder. Pada gambar (4), (5), dan (6) terlihat distribusi parameter bahan pada bahan superkonduktor berbentuk lempengan yang dikenai medan magnet luar H dengan membentuk sudut tertentu.



Gambar 4. Distribusi parameter bahan superkonduktor slab yang dikenai medan magnet luar H dengan membentuk sudut 0°



Gambar 5. Distribusi parameter bahan superkonduktor slab yang dikenai medan magnet luar H dengan membentuk sudut 10°

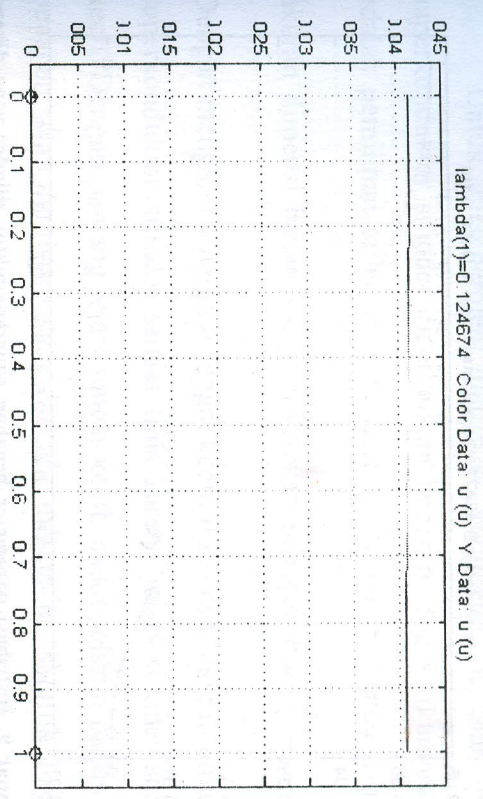


Gambar 6. Distribusi parameter bahan superkonduktor slab yang dikenai medan magnet luar H dengan membentuk sudut 15°

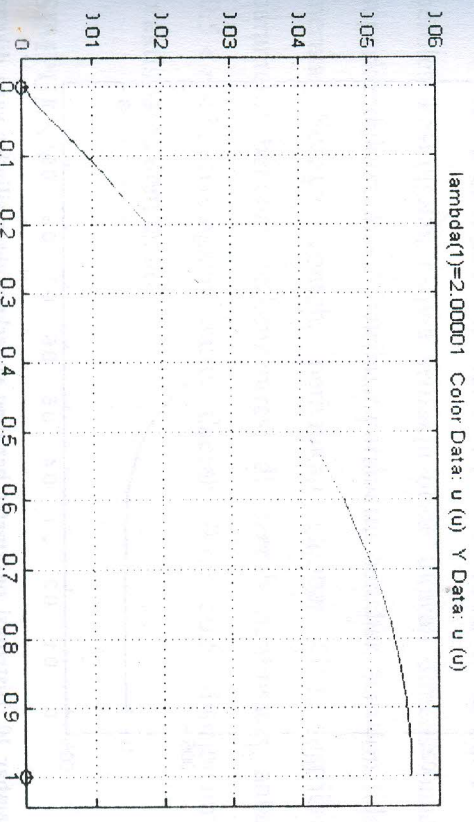
Dari hasil analisa terhadap persamaan Ginzburg-Landau terlinierisasi (18) dengan mengingat syarat batas yang sesuai untuk kasus ini maka diperoleh hasil yang mendekati sama dengan hasil yang telah diperoleh sebelumnya. Untuk sudut medan magnet H dengan dengan bahan sama dengan 0° terlihat bahwa harga eigennya adalah $\lambda = 0.584763$, untuk sudut $\theta = 10^\circ$ $\lambda = 0.687297$ dan untuk $\theta = 15^\circ$, $\lambda = 0.797795$.

Dari gambar (4), (5), dan (6) ditunjukkan bahwa munculnya sifat superkonduktivitas bahan mula-mula di permukaan bahan ketika medan magnet luar diturunkan secara perlahan-lahan. Sifat tersebut semakin menghilang di daerah yang semakin menjauhi permukaan bahan. Hasil yang diperoleh ini sesuai dengan dugaan peneliti.

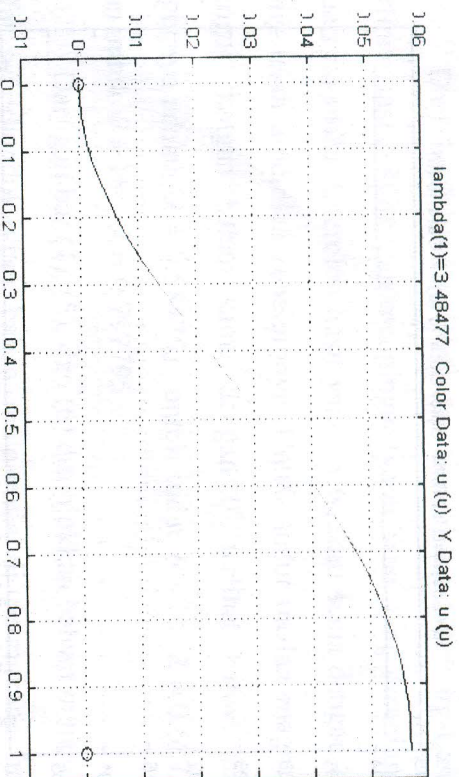
Gambar (7), (8), (9), dan (10) diperlihatkan fungsi gelombang $f(r)$ dari persamaan Ginzburg-Landau pada bahan superkonduktor dengan geometri silinder. Dipilih harga-harga dari k_ϕ atau n yang berharga bulat. Di dalam gambar dicontohkan untuk harga-harga n berturut-turut 0, 1, 2, dan 10.



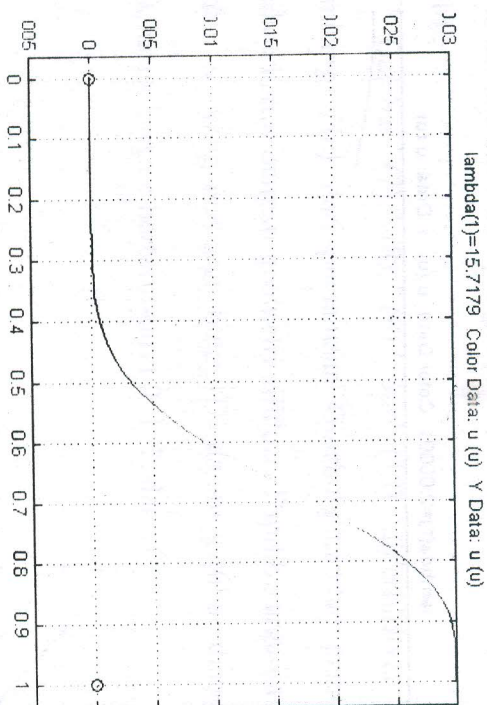
Gambar 7. Distribusi parameter bahan superkonduktor silinder yang dikenai medan magnet luar H yang sejajar sumbu z dengan $n = 0$



Gambar 8. Distribusi parameter bahan superkonduktor silinder yang dikenai medan magnet luar H yang sejajar sumbu z dengan $n = 1$



Gambar 9. Distribusi parameter benahan superkonduktor sylinder yang dikenai medan magnet luar H yang sejajar sumbu z dengan $n = 2$



Gambar 10. Distribusi parameter benahan superkonduktor sylinder yang dikenai medan magnet luar H yang sejajar sumbu z dengan $n = 10$

Untuk memperoleh distribusi parameter benahan pada

superkonduktor sylinder diperhatikan beberapa aspek, diantaranya adalah pemilihan terhadap parameter h . Parameter h menyatakan

ukuran dimensi bahan yang dinyatakan sebagai $h \equiv \frac{2\pi d^2}{\Phi_0} \mu_0 H$.

Dengan mengambil harga h sangat kecil, itu berarti ukuran dimensi superkonduktor sylinder sangat tipis karena jejari sylinder sangat kecil. Dengan panjang jejari sangat kecil, maka seluruh parameter benahan akan terdistribusikan secara merata ke seluruh bagian dalam bahan seperti terlihat pada gambar (7). Hal ini ditunjukkan dengan pemilihan harga $n = 0$ yang bersesuaian dengan harga h sangat kecil.

Jika dilihat pada gambar (8), (9), dan (10), maka dapat kita peroleh kesimpulan bahwa semakin besar ukuran dimensi bahan superkonduktor, maka distribusi parameter benahan semakin tidak merata. Sebagai contoh, perhatikan gambar (10), distribusi parameter benahan terkonsentrasi di daerah permukaan antara $0.5 < r < 1$, sedangkan untuk daerah $0 < r < 0.5$ distribusinya praktis sama dengan nol.

SIMPULAN

Dari hasil pembahasan di atas, maka dapat ditarik beberapa kesimpulan antara lain:

1 Harga perbandingan antara H_{c2} dengan H_{c3} pada superkonduktor jenis-II berbentuk lempengan bergantung kepada besarnya sudut antara medan magnet luar H dengan permukaan bahan. Harga perbandingan ini menunjukkan kesesuaian dengan hasil perhitungan dengan metode variasi yang telah dilakukan oleh peneliti lain sebelumnya.

2 Distribusi parameter benahan pada superkonduktor berbentuk silinder di dekat medan kritis H_{c3} bergantung kepada ukuran dimensi dari bahan. Bahan dengan dimensi kecil menyebabkan seluruh bahan berada dalam keadaan superkonduktif. Sedangkan untuk bahan dengan jejari sangat panjang, maka distribusi parameter benahan hanya terkonsentrasi di daerah permukaan saja.

DAFTAR PUSTAKA

Cyrot, M dan Pavuna, M. 1992. *Introduction to Superconductivity and High Tc Material*, World Scientific Publication co. Ptc. Ltd., Singapore.

Nurwanto, P. 1998. *A Theoretical Study of The Surface Nucleation Field at H_{c3} and of Superconducting Surface Sheats in Isotropic Type-II Superconductors*. Ph.D's Thesis. University of Birmingham.

Tinkham, M. 1996. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill Inc., Singapore.

KINERJA JARINGAN SVARAF TRIUAN BACKPROPAGATION UNTUK PERAMALAN BEBAN LISTRIK HARIAN DI JAWA TENGAH-DIY

Oleh:
Kustono dan Yuwono Indro Hatmojo
Staf pengajar FT UNY

Abstract

Goals of this research are implementing Artificial Neural Network (ANN) algorithm for load forecasting and getting its performance. The training data was taken from UPB Ungaran. The performance can be got through comparing ANN test result with the real load at that time. The research methodology use experimental and design models approach. The phases of this research were: 1. analyzing and identifying of need. 2. developing of load forecasting application software with C programming. 3. entering and training the data to get data pattern.

The result of this research: the load forecasting result by ANN was close with UPB load forecasting, but several ANN test result have more deviation than UPB, because number of training data was less, so the forecasting pattern was not too accurate. Beside that, another possibility was the number of iteration must be more than 1000 times iterations in order to get more less error. There was 33,3% of ANN result that has more less deviation, although the number of training data was not different, because that data has no extrem variation, so the pattern was faster to be recognized. Generally, ANN will give an accurate pattern recognition if the data is valid and the number of the data is quite enough.

Keywords: performance, ANN, forecasting.

PENDAHULUAN

Efisiensi merupakan salah satu faktor penting dalam bidang energi listrik. Besarnya rugi-rugi pada sisi pembangkitan, transmisi serta distribusi akan menyebabkan biaya operasional yang tidak