

SIMULASI NUMERIK PENGARUH EFEK PROKSIMITAS PADA KONFIGURASI VORTEKS SUPERKONDUKTOR DENGAN SCILAB

Fuad Anwar, Mohtar Yunianto, R. Yosi Aprian Sari, Pekik Nurwantoro, Agung BSU

RINGKASAN

Telah dilakukan penelitian tentang pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi *vorteks* superkonduktor berlandaskan pada model Ginzburg-Landau. Obyek yang diteliti adalah superkonduktor tipe II berbentuk kotak yang berbatasan dengan bahan lain pada salah satu sisinya dan dipengaruhi medan magnet luar yang harganya bertambah sebagai fungsi waktu. Penelitian dilakukan dengan menyelesaikan persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu dan syarat batasnya dengan metode ψU dan metode Euler, lalu dihitung dengan program Scilab. Keluaran program berupa konfigurasi parameter benahan dan *vortex* sebagai fungsi berbagai masukan. Analisa terhadap keluaran program tersebut menunjukkan efek proksimitas berpengaruh terhadap konfigurasi vorteks superkonduktor.

Kata kunci : *vortex, efek proksimitas, Scilab*

I. PENDAHULUAN

Superkonduktor termasuk bahan unggulan yang dapat diterapkan dalam teknologi dengan kemampuan lebih. Sebagai contoh, superkonduktor dapat digunakan sebagai bahan penghantar arus listrik tanpa adanya kehilangan energi, sebagai pembangkit medan magnet super tinggi dalam MRI (Magnetic Resonance Imaging), sebagai penyusun kumparan levitasi magnet MAGLEV (Magnetic Levitating) untuk kereta api berkecepatan tinggi dan sebagainya (Buckel dan Kleiner, 2004).

Setelah ditemukan pertama kali oleh Heike Kammerlingh Onnes pada tahun 1911, para ahli telah berusaha mencari penjelasan tentang fenomena superkonduktor dan merumuskannya dalam berbagai teori. Upaya teoritis ini juga dimaksudkan sebagai upaya untuk meningkatkan kinerja superkonduktor agar dapat diterapkan dalam teknologi dengan lebih baik. Setelah hampir satu abad sejak penemuan tersebut, ternyata sampai saat ini belum ada teori yang tuntas dan menyeluruh yang mampu menjelaskannya (Eck, 2008).

Teori awal yang mencoba menjelaskan fenomena superkonduktivitas adalah teori BCS. Teori yang dikemukakan oleh J. Barden, L. Cooper dan R. Schrieffer

pada tahun 1957 ini mengkaji fenomena superkonduktor dari sudut pandang mikroskopis. Sayangnya, teori BCS ini baru berhasil diterapkan pada superkonduktor tipe I, namun masih belum sepenuhnya berhasil diterapkan pada beberapa jenis superkonduktor tipe II (Tinkham, 1996 dan Mourachkine, 2004).

Teori superkonduktor lain adalah Teori Ginzburg-Landau. Teori berdasar fenomena makroskopis superkonduktor ini berhasil menjelaskan beberapa sifat magnet superkonduktor yang masih relevan sampai saat ini. Karena keberhasilan tersebut, ilmuwan yang menggagas dan menjelaskan teori tersebut, yaitu V. Ginzburg dan A. Abrikosov telah dianugrahi hadiah Nobel Fisika pada tahun 2003 lalu (Kompas, 9 Oktober 2003).

Pada keadaan nyata dan ketika diterapkan dalam teknologi, bahan superkonduktor hampir selalu terletak berbatasan dengan bahan lain. Hal ini memungkinkan timbulnya *efek proksimitas*. Efek proksimitas adalah keadaan ketika superkonduktor berbatasan dengan suatu bahan yang memungkinkan sifat superkonduktif (diwakili oleh *order parameter* / parameter bahan) menerobos keluar dari superkonduktor dan masuk ke dalam bahan tersebut. Kajian terhadap teori superkonduktor (Tinkham, 1996 dan Mourachkine, 2004) serta hasil beberapa penelitian (Bergmann, 2005; Konstandin *dkk*, 2005; Stahn *dkk*, 2005; Tanuma *dkk*, 2006; Tanaka dan Golubov, 2007) juga menunjukkan perlunya efek proksimitas diperhitungkan dalam mengkaji sifat-sifat superkonduktor.

Mengingat kenyataan di atas, telah dilakukan penelitian tentang bagaimana pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi vortex bahan superkonduktor berbentuk geometri kotak pejal yang berada di bawah medan magnet luar \mathbf{H} dalam ranah $H_{c1} \leq \mathbf{H} \leq H_{c2}$. Penelitian dibuat berdasarkan Teori Ginzburg-Landau. Dari teori ini, diambil persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu, kemudian didiskretisasikan dengan metode ψU dan metode Euler untuk dapat dibuat algoritma komputernya, lalu dibuat program simulasinya. Hasil keluaran program dianalisa arti fisisnya.

II. DASAR TEORI

Menurut Teori Ginzburg-Landau, rapat tenaga bebas Gibbs keadaan superkonduktif dirumuskan sebagai :

$$g_s = f_n + \alpha(T)|\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r}))\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2\mu_0}|\mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mu_0\mathbf{H}_e|^2 \quad (1)$$

Dalam persamaan tersebut, f_n adalah rapat tenaga bebas Gibbs keadaan normal, $\psi(\mathbf{r})$ adalah parameter benahan yang berupa besaran skalar dan merupakan fungsi kompleks, $\alpha(T)$ dan $\beta(T)$ adalah koefisien ekspansi dalam beda rapat tenaga Gibbs, e dan m adalah muatan dan massa electron, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ dan $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ adalah potensial vektor magnet dan induksi magnet, \mathbf{H} adalah intensitas medan magnet luar, μ_0 adalah permeabilitas ruang hampa dan \hbar adalah tetapan Planck dibagi 2π .

Jika persamaan (1) di atas diminimisasikan secara analitik terhadap $\psi(\mathbf{r})$ dan \mathbf{A} , maka didapat dua persamaan berikut :

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

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\mu_0}\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \\ &= \frac{e\hbar}{im}[\psi^*(\mathbf{r})\nabla\psi(\mathbf{r}) - \psi(\mathbf{r})\nabla\psi^*(\mathbf{r})] - \frac{4e^2}{m}\psi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})\mathbf{A}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3)$$

di mana $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ adalah rapat arus. Persamaan (2) dan (3) di atas disebut persamaan Ginzburg-Landau pertama dan kedua (Tinkham, 1996; Buckel dan Kleiner, 2004; Mourachkine, 2004).

Ketika superkonduktor berbatasan dengan suatu bahan dan dianggap tidak ada parameter benahan yang bisa keluar dari superkonduktor, maka Ginzburg dan Landau menyarankan berlakunya syarat batas berikut :

$$[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = 0 \quad (4)$$

di mana n dimaksudkan sebagai normal permukaan bidang batas antara superkonduktor dan isolator. Jika superkonduktor berbatasan dengan suatu bahan yang memungkinkan parameter bahan menerobos masuk ke dalam bahan tersebut, maka terjadi fenomena yang disebut sebagai efek proksimitas. Efek proksimitas ini menyebabkan syarat batas yang berlaku menjadi :

$$[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = \frac{i\hbar\psi}{b} \quad (5)$$

di mana b disebut panjang ekstrapolasi (Tinkham, 1996).

Persamaan (2) dan (3) di atas dapat digeneralisasikan dalam bentuk yang lebih umum, yaitu persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu berikut :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{\eta} \left[(-i\nabla - \mathbf{A})^2 \psi + (1-T) \left(|\psi(\mathbf{r})|^2 - 1 \right) \psi \right] \quad (6)$$

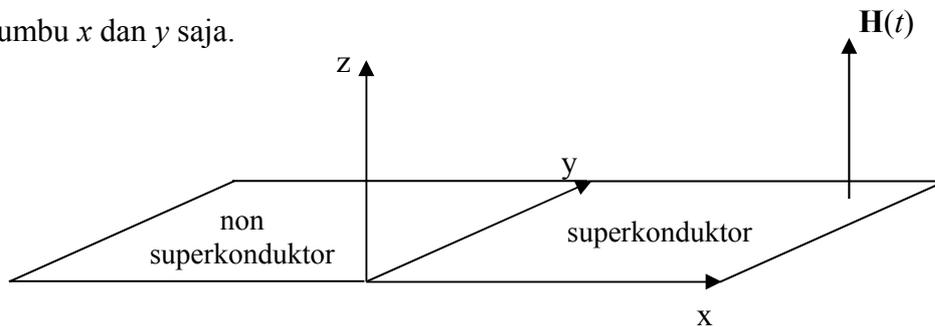
$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = (1-T) \text{Re}[\psi^* (-i\nabla - \mathbf{A})\psi] - \kappa^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (7)$$

Dalam persamaan di atas, panjang diskalakan dalam satuan panjang koherensi $\xi(0)$, waktu dalam satuan $t_0 = \pi\hbar/(96k_B T_c)$, \mathbf{A} dalam satuan $H_{c2}(0)\xi(0)$, T adalah suhu dalam satuan suhu kritis T_c , κ adalah parameter Ginzburg-Landau, dan η adalah konstanta positif yang menyatakan laju pertambahan $\psi(\mathbf{r})$ dan \mathbf{A} (Gor'kov dan Eliashburg, 1968; Buscaglia *dkk.*, 1999; Larsen *dkk.*, 2006). Persamaan syarat batas terkait adanya efek proksimitas yang sesuai dengan persamaan (6) dan (7) di atas adalah :

$$[-i\nabla - \mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = \frac{i\hbar\psi}{b} \quad (8)$$

III. METODE PENELITIAN

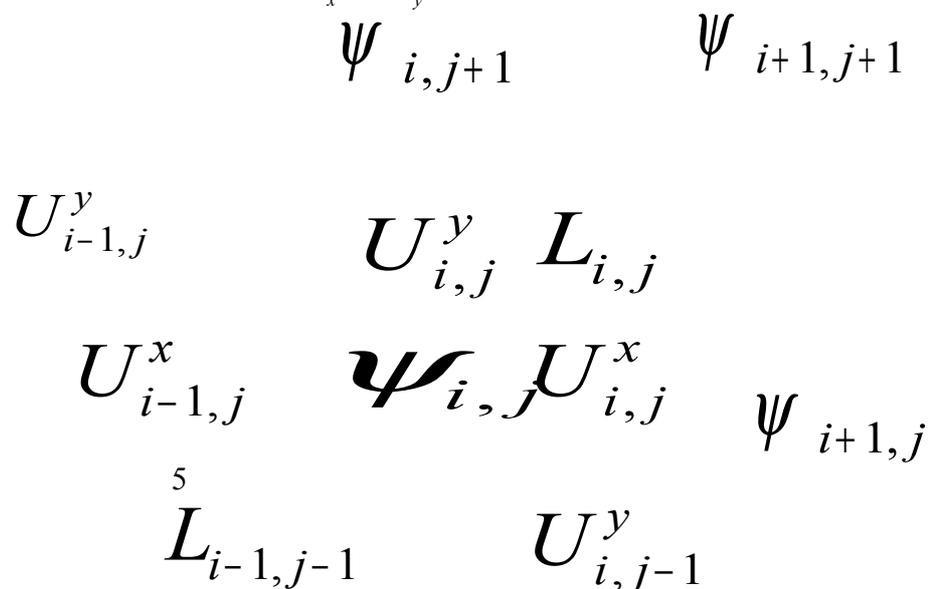
Dalam penelitian ini, ditinjau suatu bahan superkonduktor berbentuk empat persegi panjang dengan panjang masing-masing sisi-sisinya adalah N_x dan N_y dalam arah sumbu x dan y . Dianggap bahwa bahan berada di bawah pengaruh medan magnet luar yang seragam, gayut waktu dan searah sumbu z positif, yaitu $\mathbf{H}(t) = H(t)\hat{e}_z$. Dengan sistem seperti ini maka masalah komputasi dapat dibawa ke dalam bentuk dua dimensi karena semua besaran ruang yang dihitung tereduksi ke sumbu x dan y saja.



Gambar 1 Keadaan superkonduktor yang diteliti

Penelitian ini adalah mengkaji pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi vortex bahan superkonduktor melalui simulasi komputer. Penentuan konfigurasi vorteks superkonduktor dapat dilakukan dengan menghitung harga parameter benahan $\psi(x,y)$ superkonduktor pada keadaan di atas. Penghitungan $\psi(x,y)$ dilakukan dengan menggunakan persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu dan syarat batasnya. Pengaruh efek proksimitas pada harga $\psi(x,y)$ ditentukan dengan penentuan syarat batas yang tepat untuk keadaan di atas. Pembuatan simulasi komputer untuk keseluruhan keadaan di atas ditentukan melalui metode numerik yang mengacu pada metode U. O. □ :

Gambar 2. Skema sel superkonduktor berukuran a_x dan a_y dalam metode



Mengacu pada beberapa pustaka sebelumnya (Tinkham, 1996 ; Buscaglia *dkk.*, 1999; Wisodo, 2004 ; Larsen *dkk.*, 2006); dalam metode ψU dua dimensi, diperkenalkan variabel fundamental yang terdiri atas parameter benahan Ψ serta dua medan bantu U^x dan U^y yang terkait dengan potensial vektor \mathbf{A} . Penerapan besaran Ψ , U^x dan U^y pada keadaan superkonduktor yang dikaji dapat dijelaskan sebagai berikut :

1. $\Psi_{i,j} \equiv \Psi(x_i, y_j)$ dengan $1 \leq i \leq N_x + 1, 1 \leq j \leq N_y + 1$ berada pada setiap sudut sel. Harga $\Psi_{i,j}$ adalah pendekatan parameter benahan pada posisi (x_i, y_j)
2. $U_{i,j}^x$ disebut peubah pautan (*link variable*) pada arah sumbu-x dengan $1 \leq i \leq N_x, 1 \leq j \leq N_y + 1$. Peubah pautan ini menempati titik tengah setiap sisi

sel. Harga $U_{i,j}^x$ mendekati nilai $\exp\left(-i \int_{x_i}^{x_{i+1}} A_x(\xi, y_j) d\xi\right)$, dengan $i = 1, 2, \dots, N_x$

dan $j = 1, 2, \dots, N_y + 1$

3. $U_{i,j}^y$ disebut peubah pautan pada arah sumbu-y dengan $1 \leq i \leq N_x + 1, 1 \leq j \leq N_y$ berpadanan dengan pautan vertikal (sumbu-y) sel. Harga $U_{i,j}^y$

mendekati harga $\exp\left(-i \int_{y_j}^{y_{j+1}} A_y(x_i, \eta) d\eta\right)$ dengan $i = 1, 2, \dots, N_x + 1$

$j = 1, 2, \dots, N_y$

Dengan pengertian di atas, maka dapat diturunkan persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu dalam bentuk diskret berikut (Buscaglia *dkk.*, 1999; Wisodo, 2004) :

$$\frac{\partial \Psi_{i,j}}{\partial t} = \frac{U_{i,j}^x \Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \Psi_{i-1,j}}{\eta a_x^2} + \frac{U_{i,j}^y \Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \Psi_{i,j-1}}{\eta a_y^2} - \frac{1-T}{\eta} (\bar{\Psi}_{i,j} \Psi_{i,j} - 1) \Psi_{i,j} \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^x}{\partial t} = -i(1-T)U_{i,j}^x \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^x \psi_{i+1,j}) - \frac{\kappa^2}{a_y^2} U_{i,j}^x (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) \quad (10)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^y}{\partial t} = -i(1-T)U_{i,j}^y \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^y \psi_{i,j+1}) - \frac{\kappa^2}{a_x^2} U_{i,j}^y (\bar{L}_{i,j} L_{i-1,j} - 1) \quad (11)$$

dengan \bar{U} merupakan konjugat kompleks dari U , $\bar{\psi}_{i,j}$ merupakan konjugat kompleks dari $\psi_{i,j}$, $\bar{L}_{i,j}$ merupakan konjugat kompleks dari $L_{i,j}$ dan harga $L_{i,j}$ didefinisikan sebagai :

$$L_{i,j} = U_{i,j}^x U_{i+1,j}^y \bar{U}_{i,j+1}^x \bar{U}_{i,j}^y = \exp(-ia_x a_y H) \quad (12)$$

Penghitungan secara komputasi untuk persamaan diferensial (9) di atas dapat menggunakan metode Euler (Press *dkk*, 2007) berikut :

$$\psi_{i,j}(t + \Delta t) = \psi_{i,j}(t) + \Delta t \frac{\partial \psi_{i,j}}{\partial t} \quad (13)$$

Substitusi Metode Euler persamaan (13) ke persamaan (9) menghasilkan :

$$\begin{aligned} \psi_{i,j}(t + \Delta t) = \psi_{i,j}(t) + \Delta t & \frac{U_{i,j}^x \psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \psi_{i-1,j}}{\eta a_x^2} \\ & + \Delta t \frac{U_{i,j}^y \psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \psi_{i,j-1}}{\eta a_y^2} - \Delta t \frac{1-T}{\eta} (\bar{\psi}_{i,j} \psi_{i,j} - 1) \psi_{i,j} \end{aligned} \quad (14)$$

Analog dengan cara di atas, penghitungan secara komputasi dengan Metode Euler persamaan diferensial (10) dan (11) menghasilkan :

$$\begin{aligned} U_{i,j}^x(t + \Delta t) = U_{i,j}^x(t) - \Delta t i(1-T)U_{i,j}^x & \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^x \psi_{i+1,j}) \\ & - \Delta t \frac{\kappa^2}{a_y^2} U_{i,j}^x (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) \end{aligned} \quad (15)$$

dan

$$\begin{aligned} U_{i,j}^y(t + \Delta t) = U_{i,j}^y(t) - \Delta t i(1-T)U_{i,j}^y & \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^y \psi_{i,j+1}) \\ & - \Delta t \frac{\kappa^2}{a_x^2} U_{i,j}^y (\bar{L}_{i,j} L_{i-1,j} - 1) \end{aligned} \quad (16)$$

Persamaan (14) – (16) inilah yang dipakai untuk menghitung harga ψ , U^x dan U^y di bagian dalam superkonduktor.

Penghitungan harga ψ , U^x dan U^y di batas superkonduktor pada keadaan tanpa efek proksimitas menggunakan syarat batas persamaan (4) dan pada keadaan dengan efek proksimitas menggunakan syarat batas persamaan (5) atau (8). Ketika persamaan tersebut diterapkan pada keadaan superkonduktor yang diteliti dan diselesaikan dengan metode ψU , maka diperoleh syarat batas berikut :

1. Syarat batas ψ tanpa efek proksimitas pada $i = 1$ dan $i = N_x + 1$ adalah

$$\psi_{1,j} = U_{1,j}^x \psi_{2,j} \text{ dan } \psi_{N_x+1,j} = \bar{U}_{N_x,j}^x \psi_{N_x,j} \quad (17)$$

Sedangkan syarat batas pada $j = 1$ dan $j = N_x + 1$ adalah

$$\psi_{i,1} = U_{i,1}^y \psi_{i,2} \text{ dan } \psi_{i,N_y+1} = \bar{U}_{i,N_y}^y \psi_{i,N_y} \quad (18)$$

2. Syarat batas ψ dengan efek proksimitas pada $i = 1$ (sesuai keadaan superkonduktor yang dikaji) adalah

$$\psi_{1,j} = \frac{1}{1 - \frac{\hbar}{c}} U_{1,j}^x \psi_{2,j} \text{ di mana } c = \frac{b}{a_x} \quad (19)$$

Telah diuraikan di atas, superkonduktor yang dikaji dianggap dikenai medan magnet luar $\mathbf{H}(t) = H(t)\hat{e}_z$ seperti Gambar 1 di atas. Pada program simulasi yang dibuat, harga $\mathbf{H}(t)$ yang fungsi waktu didefinisikan dengan :

$$H(t + \Delta t) = H(t) + \Delta H \quad (20)$$

di mana ΔH dimaksudkan sebagai kenaikan harga H untuk setiap harga waktu Δt yang ditentukan.

Keseluruhan persamaan (14) sampai (20) inilah yang selanjutnya dijadikan dasar pembuatan program simulasi komputer. Program simulasi dibuat dengan menggunakan Scilab-4.1.1. Scilab adalah paket software sains gratis untuk keperluan komputasi numerik yang mendukung keperluan komputasi ilmu sains dan tehnik. Software yang dibuat oleh *Scilab Consortium (INRIA, ENPC)* ini didistribusikan sebagai software *open source* yang bersifat *free* (gratis) (<http://www.scilab.org/>).

IV. HASIL DAN PEMBAHASAN

Secara umum dapat dikatakan bahwa konfigurasi vorteks berbanding terbalik dengan konfigurasi parameter benahan $|\psi|$ (Tinkham, 1992; Buscaglia *dkk*, 1999). Dengan demikian, konfigurasi parameter benahan $|\psi|$ ini juga akan menggambarkan konfigurasi vorteks superkonduktor.

Untuk mencari hasil, program simulasi diberi masukan dengan keadaan harga

$$\begin{aligned} N_x &= 8 \text{ dan } N_y = 8 \\ ax &= 0,5 \text{ dan } ay = 0,5 \\ \Delta t &= 0,015 \\ H(t=0) &= 0 \text{ dan } \Delta H = 0,000001 \\ \kappa &= 2,0 \\ \eta &= 1 \\ T &= 0,9 \end{aligned} \tag{21}$$

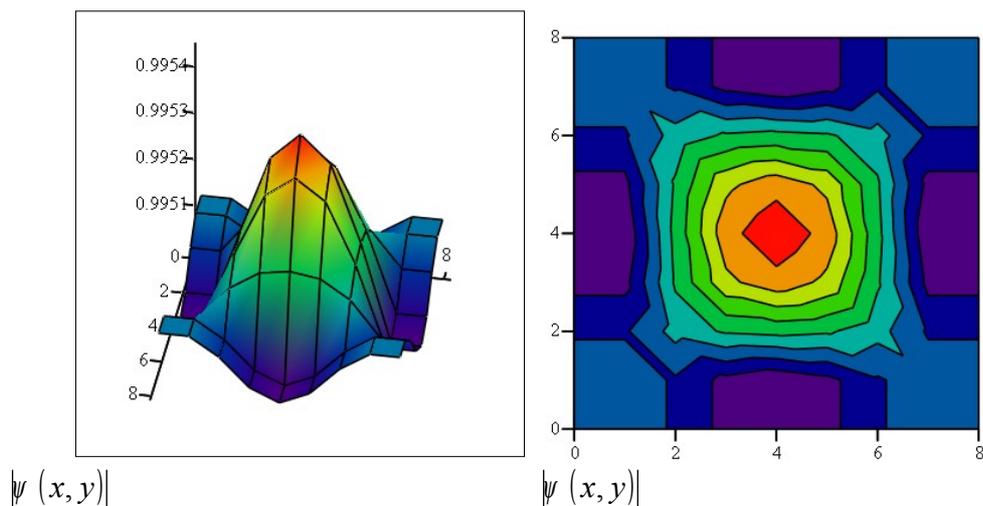
Menurut Buscaglia *dkk* (1999), untuk keadaan persamaan (21) di atas, superkonduktor mempunyai $H_{c1} = 0,04$ dan $H_{c2} = 0,5$. Hasil program simulasi untuk keadaan persamaan (21) dan berbagai keadaan lain terlihat di Gambar 3 – Gambar 13 di bawah. Untuk tiap-tiap gambar, gambar di bagian kiri merupakan gambar grafik 3 dimensi $|\psi(x,y)|$, sedangkan gambar di bagian kanan merupakan gambar grafik 2 dimensi (plot permukaan) $|\psi(x,y)|$. Mengingat konfigurasi *vortex* berbanding terbalik dengan konfigurasi parameter benahan $|\psi|$, maka secara umum dikatakan bahwa pada gambar-gambar tersebut, konfigurasi parameter benahan $|\psi|$ ditunjukkan dengan konfigurasi harga/kuantitas besaran yang besar/tinggi, sedangkan konfigurasi vorteks ditunjukkan dengan konfigurasi harga/kuantitas besaran yang kecil/rendah.

Hasil program simulasi dengan tanpa efek proksimitas terlihat di Gambar 3 - 5. Secara umum, dapat dikatakan bahwa hasil ini sesuai dengan beberapa penelitian sebelumnya (Buscaglia dkk, 1999; Wisodo, 2004; Supardi dkk, 2005).

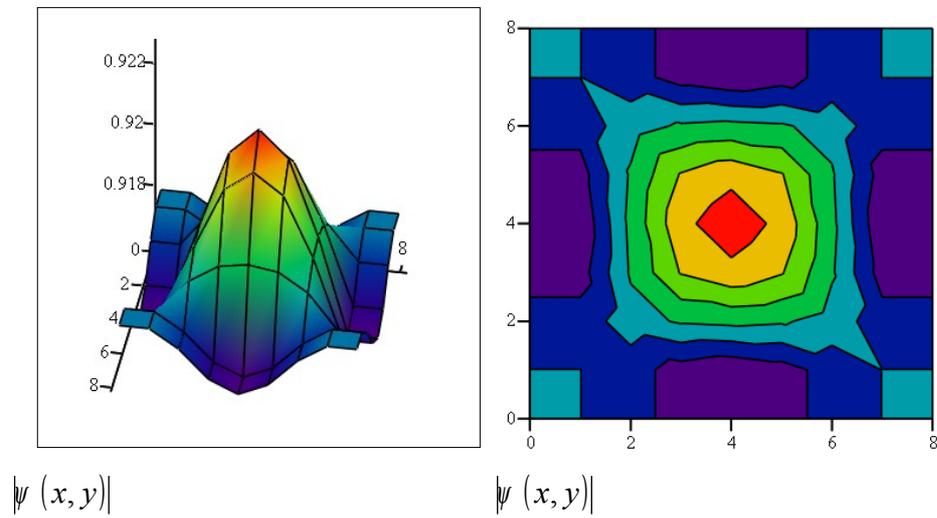
Jika program simulasi dengan masukan keadaan persamaan (21) dijalankan untuk keadaan dengan adanya efek proksimitas pada harga c sekitar \hbar , maka terlihat seperti Gambar 6 – 7. Dari gambar tersebut terlihat adanya perbedaan konfigurasi parameter benahan dan *vortex* pada keadaan tanpa efek proksimitas dan dengan ada efek proksimitas.

Jika program simulasi dengan masukan keadaan persamaan (21) dijalankan untuk keadaan dengan adanya efek proksimitas pada harga c jauh lebih besar dari \hbar , maka terlihat seperti Gambar 8 – 9. Dari gambar tersebut terlihat efek proksimitas tak mempengaruhi konfigurasi parameter benahan dan *vortex*. Hal ini sesuai dengan rumusan matematis persamaan (17) dan (19), di mana jika $c \gg \hbar$, maka syarat batas keadaan dengan efek proksimitas akan sama dengan syarat batas keadaan tanpa efek proksimitas.

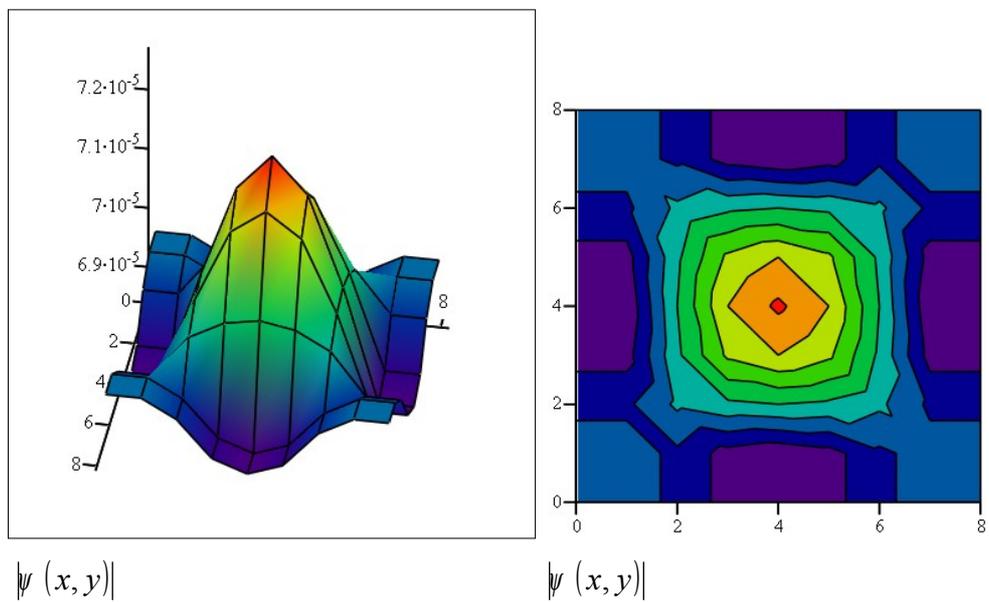
Penggambaran konfigurasi parameter benahan dan vorteks pada keadaan dengan efek proksimitas c sekitar \hbar dan pada beberapa tingkat keadaan H dari harga sekitar H_{c1} sampai hampir H_{c2} dapat dilihat pada Gambar 10 – 13.



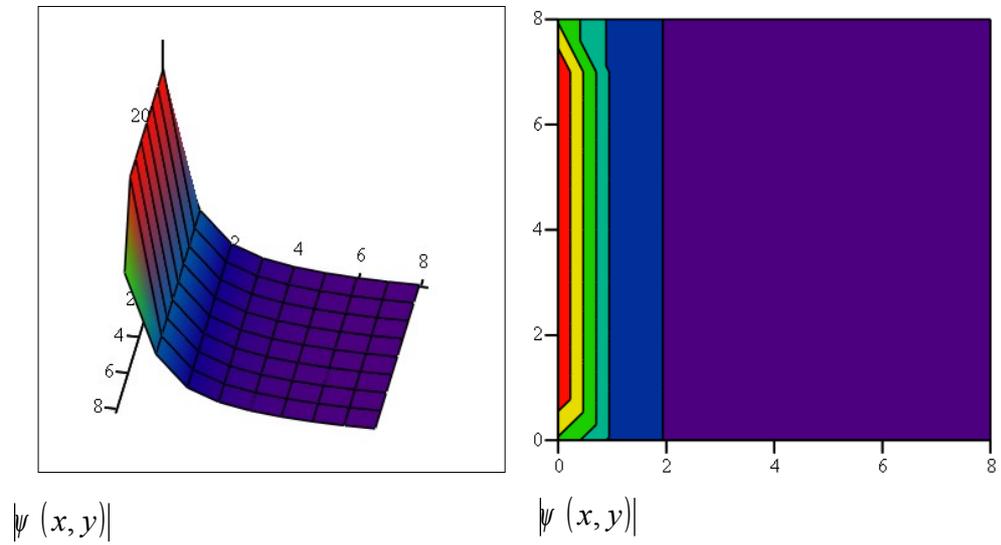
Gambar 3 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,05$



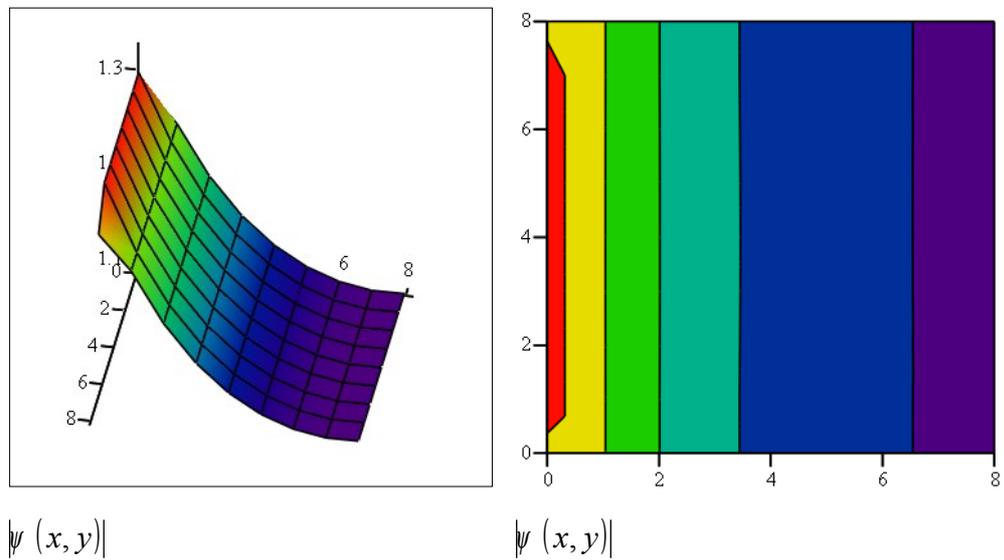
Gambar 4 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,20$



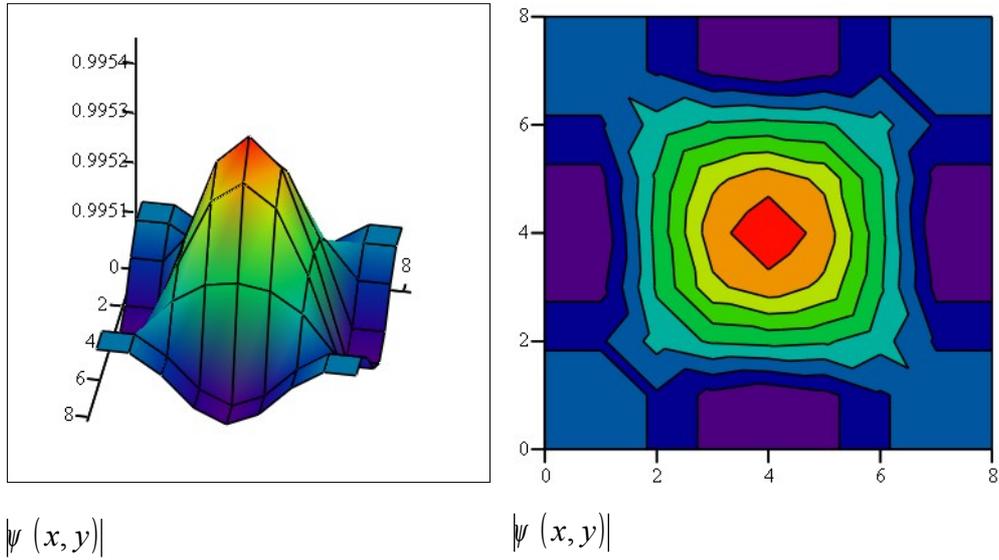
Gambar 5 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,55$



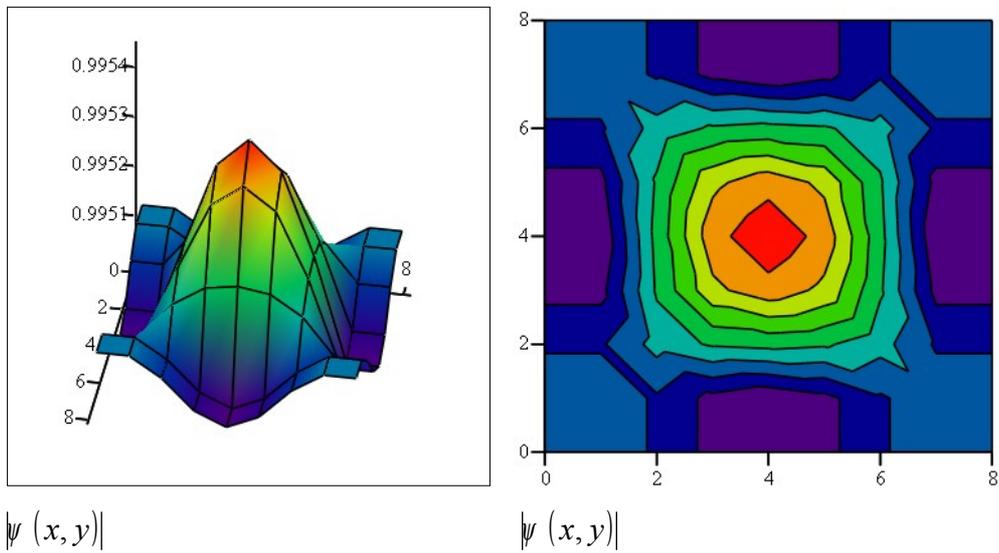
Gambar 6 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 1,5 \cdot 10^{-34}$ dan pada $H=0,05$



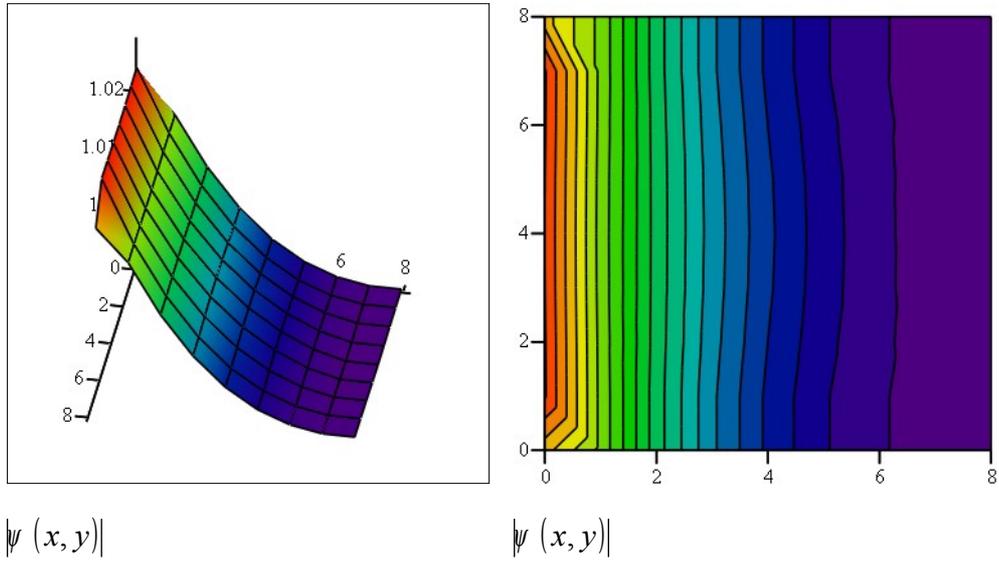
Gambar 7 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-34}$ dan pada $H=0,05$



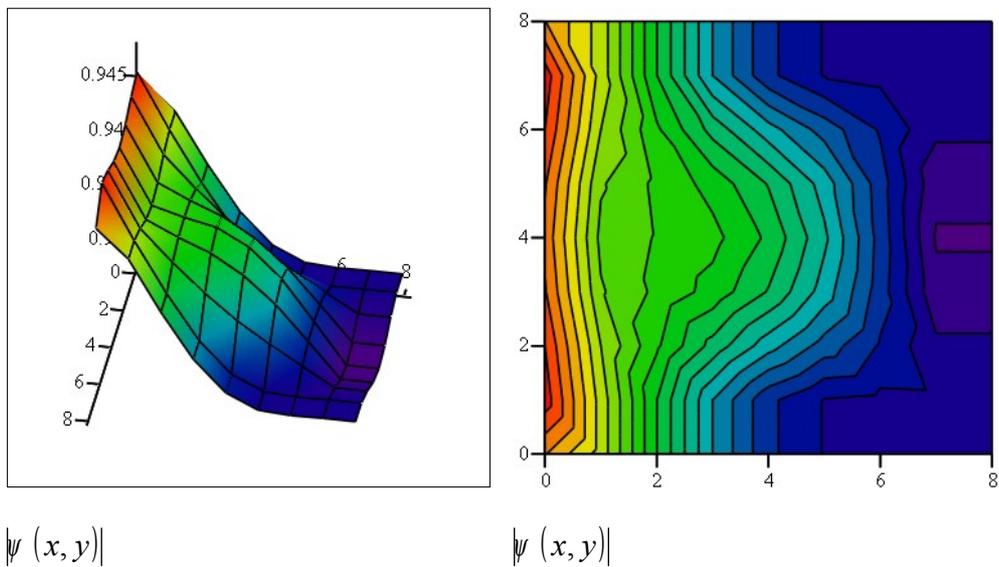
Gambar 8 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 0,2$ dan pada $H=0,05$



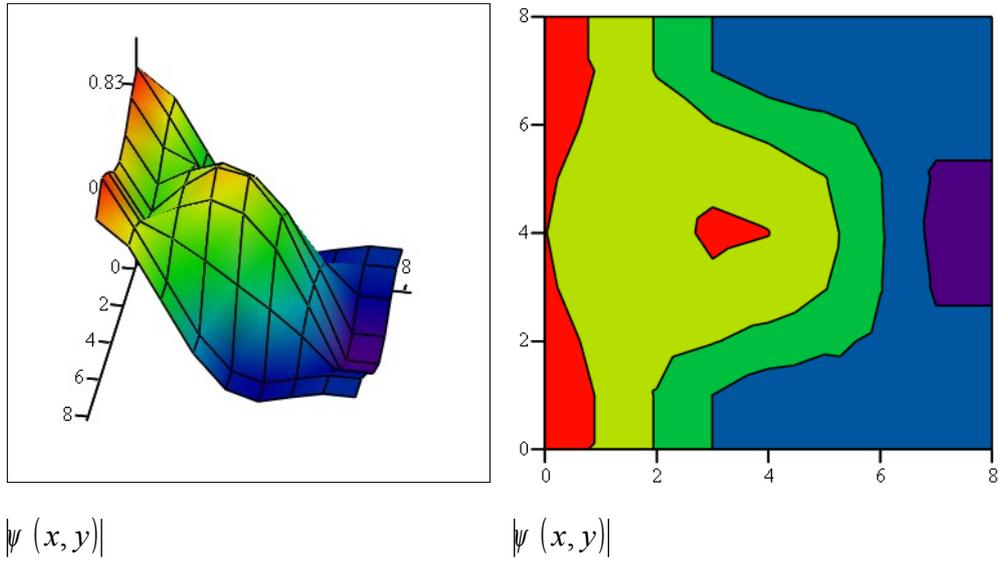
Gambar 9 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-5}$ dan pada $H=0,05$



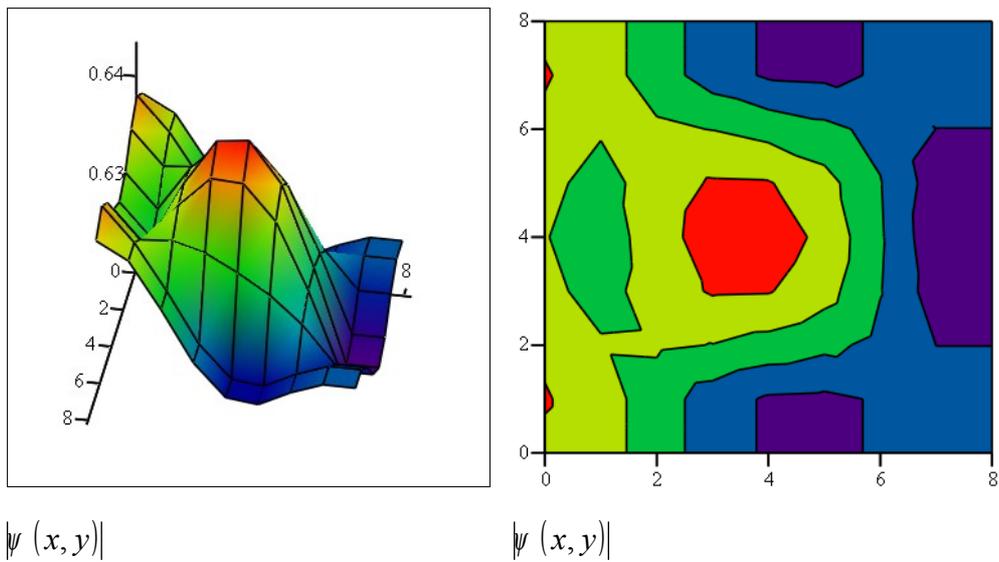
Gambar 10 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-32}$ dan pada $H=0,05$



Gambar 11 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-32}$ dan pada $H=0,20$



Gambar 12 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-32}$ dan pada $H=0,30$



Gambar 13 Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $c = 2 \cdot 10^{-32}$ dan pada $H=0,40$

V. KESIMPULAN

1. Telah dapat dibuat sebuah program simulasi komputer yang dapat menggambarkan pengaruh efek proksimitas terhadap konfigurasi parameter benahan dan konfigurasi *vortex* superkonduktor tipe II berbentuk geometri kotak pejal.
2. Efek proksimitas mempengaruhi konfigurasi parameter benahan dan konfigurasi *vortex* superkonduktor pada harga c yang tidak jauh lebih besar daripada \hbar

DAFTAR PUSTAKA

- Buckel, W. dan Kleiner, R., 2004, *Superconductivity Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH, Weinheim
- Bergmann, G., 2005, Quantitative simulation of the superconducting proximity effect, *Phys. Rev. B*, 72, 134505**
- Buscaglia, G. C., Bolech, C., dan López, A., 1999, On The Numerical Solution Of The Time-Dependent Ginzburg-Landau Equations In Multiply Connected Domains,** diakses dari http://cabmec1.cnea.gov.ar/~gustavo/last_pps/csbook/csbook.html
- Cyrot, M. dan Pavuna, M., 1992, *Introduction to Superconductivity and High Tc Material*, World Scientific Publication co. Ptc. Ltd., Singapore.
- Eck, J., 2008, *The History of Superconductors*, diakses dari <http://www.superconductors.org>
- Gor'kov, L. P., dan Eliashburg, G. M., 1968, Generalization of the Ginzburg-Landau Equations for Non-stationary Problems in the Case of Alloys with Paramagnetic Impurities, *Sov. Phys. JETPI*, 27, 328.
- Ismunandar, 2003, Nobel Fisika 2003 Teori Superkonduktivitas dan Superfluiditas, *Kompas*, edisi Kamis, 09 Oktober 2003.
- Konstandin, A., Kopu, J., dan Eschrig, M., 2005, Superconducting proximity effect through a magnetic domain wall, *Phys. Rev. B*, 72, 140501-140504.
- Larsen, T. S., Sørensen, M. P., Pedersen, N. F. dan Madsen, S., 2006, The Ginzburg-Landau Equation Solved by the Finite Element Method, *Proceedings of the 2006 Nordic COMSOL Conference*.

- Mourachkine, A., 2004, *Room-Temperature Superconductivity*, Cambridge International Science Publishing, Cambridge.
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A. dan Vetterling, W.T., 2007, *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Stahn, J., Chakhalian, J., Niedermayer, Ch., Hoppler, J., Gutberlet, T., Voigt, J., Treubel, F., Habermeier, H.U., Cristiani, G., Keimer, B., dan Bernhard, C., 2005. Magnetic proximity effect in perovskite superconductor/ferromagnet multilayers, *Phys. Rev. B*, **71**, 140509.
- Supardi, Anwar, F., Nurwantoro, P. dan Agung, B.S.U., 2005, Simulasi Numerik Konfigurasi Vorteks Pada Superkonduktor Berlandaskan Model Ginzburg-Landau, *JPMS, Edisi Tahun X. No. 2*, 83-91.
- Tanaka, Y. dan Golubov, A. A., 2007, Theory of the Proximity Effect in Junctions with Unconventional Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 037003.
- Tanuma, Y., Tanaka Y., dan Kashiwaya, S., 2006, Theory of The Proximity Effect at The Interface of a Normal Metal and Triplet p-wave Superconductor in The Clean Limit, *Phys. Rev. B*, **74**, 024506.
- Tinkham, M., 1996, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill Inc., Singapore.
- Wisodo, H., 2004, Perhitungan Numerik Besaran Termodinamika Bahan Superkonduktor Mesoskopik Berdasarkan Model Ginzburg-Landau, *Tesis S2 Program Studi Fisika Program Pascasarjana UGM*, Yogyakarta.