

Bidang Ilmu : MIPA

LAPORAN TAHUN II
HIBAH
PENELITIAN KERJASAMA ANTAR PERGURUAN TINGGI
(HIBAH PEKERTI)



SIMULASI KOMPUTER
PENGARUH EFEK PROKSIMITAS
PADA KONFIGURASI *VORTEX*
SUPERKONDUKTOR

Fuad Anwar, M.Si.
Mohtar Yunianto, M.Si.
R. Yosi Aprian Sari, M.Si.

1. DIPA Universitas Sebelas Maret No 0162.0/023-04.2/XIII/2009, tanggal 31 Desember 2009.
2. Surat Persetujuan Direktur Jendral Pendidikan Tinggi No. 231/D3/PL/2009, tanggal 24 Maret 2009

**UNIVERSITAS SEBELAS MARET SURAKARTA
NOPEMBER 2009**

**HALAMAN PENGESAHAN
LAPORAN TAHUN II HIBAH PEKERTI**

1. Judul Penelitian : Simulasi Komputer
Pengaruh Efek Proksimitas
Pada Konfigurasi *Vortex* Superkonduktor
2. Ketua TPP
- a. Nama Lengkap dan Gelar : Fuad Anwar, M.Si.
b. Jenis Kelamin : Laki-laki
c. NIP : 19700610 200003 1 001
d. Jabatan Fungsional : Lektor
e. Jabatan Struktural : -
f. Bidang Keahlian : MIPA
g. Fakultas / Jurusan : MIPA / Fisika
h. Perguruan Tinggi : UNS Surakarta
3. Anggota Peneliti : a. Mohtar Yuniyanto, M.Si.
b. R. Yosi Aprian Sari, M.Si.
4. Ketua TPM
- a. Nama Lengkap dan Gelar : Drs. Pekik Nurwantoro, M.S., Ph.D.
b. Jenis Kelamin : Laki-laki
c. NIP : 19630422 198803 1 001
d. Jabatan Fungsional : Lektor Kepala
e. Jabatan Struktural : Wakil Dekan Bidang Akademik dan
Kemahasiswaan
f. Fakultas / Jurusan : MIPA / Fisika
g. Perguruan Tinggi : UGM Yogyakarta
5. Jangka Waktu dan Pendanaan Penelitian
- a. Jangka waktu yang diusulkan : 2 tahun
b. Jangka waktu yang sudah
dijalani : 2 tahun
c. Biaya yang disetujui tahun II : Rp 60.000.000

Menyetujui,
Ketua TPM

Surakarta, Nopember 2009
Ketua Peneliti,

Drs. Pekik Nurwantoro, M.S., Ph.D.
NIP. 19630422 198803 1 001

Fuad Anwar, M.Si.
NIP. 19700610 200003 1 001

Mengetahui,
Dekan FMIPA UNS

Menyetujui,
Ketua LPPM UNS

Prof. Drs. Sutarno, M.Sc. Ph.D.
NIP. 19600809 198612 1 001

Prof. Dr. Sunardi, M.Sc.
NIP. 19540916 197703 1 001

SIMULASI KOMPUTER PENGARUH EFEK PROKSIMITAS PADA VORTEKS SUPERKONDUKTOR

Ringkasan

Telah dibuat simulasi komputer tentang pengaruh efek proksimitas pada parameter benahan dan vorteks superkonduktor tipe II yang berlubang. Superkonduktor dianggap berbentuk kotak, mempunyai efek proksimitas di lubang dan dipengaruhi medan magnet luar. Metode pembuatan simulasi didasarkan pada penyelesaian persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu dan syarat batasnya dengan menggunakan metode ψU dan metode Euler. Hasil simulasi menunjukkan bahwa efek proksimitas berpengaruh terhadap parameter benahan dan vorteks superkonduktor.

Kata kunci : *efek proksimitas, vorteks, superkonduktor*

COMPUTER SIMULATION OF THE PROXIMITY EFFECT ON THE VORTEX OF A HOLLOW SUPERCONDUCTOR

Abstract

It has been made a computer simulation concerning influence of the proximity effect on the superconducting order parameter and vortex of a hollow type-II superconductor. It is assumed that the rectangular superconductor has the proximity effect on the hole and is applied by an external magnetic field. The simulation is based on the solution of the time dependence Ginzburg-Landau equation and its boundary condition using ψU method and Euler method. The result of this simulation shows that the proximity effect has an effect on the superconducting order parameter and vortex.

Key words : *proximity effect, vortex, hollow superconductor*

CAPAIAN INDIKATOR KINERJA

Hasil kerja tahun II yang diperoleh dari penelitian ini meliputi :

1. Penjabaran rumus dan berbagai diskretisasi bagi semua persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu dan syarat batasnya terkait masalah pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi *vorteks* superkonduktor berbentuk geometri kotak berlubang yang siap diterjemahkan ke dalam program komputer.
2. Pembuatan program simulasi komputer dari hasil kerja pertama di atas.
3. Data keluaran program dan kajian arti fisisnya.

PRAKATA

Alhamdulillah, puji syukur Penulis panjatkan kepada Allah atas segala nikmat yang telah dikaruniakan-Nya, sehingga Penulis bisa menyelesaikan penelitian Hibah Pekerti Tahun II ini.

Penulis menyadari bahwa seluruh kegiatan penelitian ini tidak lepas dari bantuan banyak pihak. Untuk itu, penulis mengucapkan banyak terima-kasih kepada :

1. Direktorat Jenderal Pendidikan Tinggi, Departemen Pendidikan Nasional Republik Indonesia yang telah membiayai penelitian ini.
2. Rektor UNS, Ketua LPPM UNS, Dekan FMIPA UNS, Ketua Jurusan Fisika FMIPA UNS beserta seluruh staf yang telah memberi ijin, kesempatan dan memfasilitasi penelitian ini.
3. Bapak Drs. Pekik Nurwantoro, M.S., Ph.D. dan Bapak Drs. Agung B. Setyo Utomo, S.U., Ph.D. selaku TPM yang telah membimbing Penulis dalam menyelesaikan penelitian ini.
4. Seluruh keluarga, seluruh teman dan semua pihak yang tidak bisa Penulis sebutkan satu-persatu atas semua bantuan, semangat dan dorongan yang telah diberikan.

Akhirnya Penulis menyadari bahwa penelitian ini masih belum sempurna. Oleh karena itu, seluruh saran, kritik dan masukan yang bersifat membangun akan Penulis terima dengan senang hati.

Semoga penelitian ini bermanfaat bagi kita semua dalam menuju hidup yang lebih baik. Amin...

Surakarta, Nopember 2009
Ketua Peneliti,

Fuad Anwar

DAFTAR ISI

HALAMAN JUDUL	i
HALAMAN PENGESAHAN	ii
RINGKASAN	iii
CAPAIAN INDIKATOR KINERJA	iv
PRAKATA	v
DAFTAR ISI	vi
DAFTAR TABEL	vii
DAFTAR GAMBAR	viii
BAB I PENDAHULUAN	1
BAB II TUJUAN DAN MANFAAT PENELITIAN TAHUN I	4
BAB III TINJAUAN PUSTAKA	5
3.1 Sejarah dan Pengertian Superkonduktor	5
3.2 Pembagian Superkonduktor	6
3.3 Pengantar Teori Superkonduktor	8
3.4 Teori Ginzburg-Landau	8
3.5 Parameter Ginzburg-Landau	11
BAB IV METODE PENELITIAN	12
BAB V HASIL DAN PEMBAHASAN	19
BAB VI KESIMPULAN DAN SARAN	31
DAFTAR PUSTAKA	32

DAFTAR TABEL

Tabel 3.1 Beberapa jenis superkonduktor (Cyrot dan Pavuna, 1992)	6
--	---

DAFTAR GAMBAR

Gambar 3.1	Hambat jenis ρ superkonduktor sebagai fungsi suhu T	5
Gambar 3.2	Variasi magnetisasi bahan M terhadap medan magnet luar H yang dikenakan pada : (a) superkonduktor tipe I (b) superkonduktor tipe II	7
Gambar 4.1	Keadaan tiga dimensi superkonduktor yang diteliti	12
Gambar 4.2	Keadaan tiga dimensi superkonduktor yang diteliti	12
Gambar 4.3	Skema sel superkonduktor berukuran a_x dan a_y dalam metode ψU	13
Gambar 5.1a	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,05$	21
Gambar 5.1b	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,15$	21
Gambar 5.1c	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,20$	22
Gambar 5.1d	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,30$	22
Gambar 5.2a	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,05$	23
Gambar 5.2b	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,15$	23
Gambar 5.2c	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,20$	24
Gambar 5.2d	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,30$	24
Gambar 5.3a	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,05$	25
Gambar 5.3b	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,15$	25
Gambar 5.3c	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,20$	26
Gambar 5.3d	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,30$	26
Gambar 5.4a	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,05$	27

Gambar 5.4b	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,15$	27
Gambar 5.4c	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,20$	28
Gambar 5.4d	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,30$	28
Gambar 5.5a	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,05$	29
Gambar 5.5b	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,15$	29
Gambar 5.5c	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,20$	30
Gambar 5.5d	Konfigurasi $ \psi(x, y) $ dan <i>vortex</i> dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,30$	30

BAB 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).

Namun demikian, prospek aplikasi superkonduktor yang sangat menguntungkan tersebut hanya dapat dipenuhi jika bahan superkonduktor berada di bawah batas suhu tertentu dan jika dikenai medan magnet, maka harganya harus berada di bawah harga tertentu pula. Batas suhu tersebut dikenal sebagai suhu kritis (T_c), sedang batas harga medannya dikenal sebagai medan kritis (H_c). Saat ini, usaha peningkatan harga suhu kritis dan medan kritis superkonduktor merupakan kajian penting agar superkonduktor dapat diterapkan dalam teknologi (Tinkham, 1996 dan Mourachkine, 2004).

Saat ini dikenal adanya superkonduktor tipe I dan superkonduktor tipe II. Superkonduktor tipe I hanya mempunyai satu harga medan magnet kritis H_c . Jika medan magnet luar \mathbf{H} yang dikenakan pada superkonduktor berharga $H < H_c$, maka terjadi keadaan efek Meissner sempurna dan jika $H > H_c$, maka fluks magnet luar akan menerobos masuk ke dalam bahan superkonduktor sehingga fenomena superkonduktivitas menghilang. Peristiwa efek Meissner sempurna dimaksudkan sebagai keadaan di mana superkonduktor akan menolak seluruh fluks magnet luar yang mengenainya sehingga induksi magnet \mathbf{B} di dalam superkonduktor menjadi $\mathbf{B} = 0$.

Superkonduktor tipe II mempunyai dua harga medan magnet kritis, yaitu H_{c1} atau medan kritis rendah dan H_{c2} atau medan kritis tinggi. Superkonduktor tipe II akan bersifat sama dengan superkonduktor tipe I ketika medan magnet luar

berharga $H < H_{c1}$. Jika medan magnet luar berharga antara H_{c1} dan H_{c2} , maka sebagian fluks magnet akan menerobos ke dalam bahan superkonduktor, sehingga superkonduktor dikatakan berada dalam keadaan campuran (*mixed state*). Selanjutnya, bahan akan kehilangan sifat superkonduktifnya ketika medan magnet luar berharga $H > H_{c2}$. Pada keadaan campuran, fluks magnet yang menerobos superkonduktor terkuantisasi berbentuk seperti barisan tabung-tabung kecil yang biasa disebut *vortex* (Tinkham, 1996).

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, pada tahun pertama penelitian 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} . Selanjutnya, pada tahun kedua penelitian, telah dikaji pula bagaimana pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi vortex bahan superkonduktor berbentuk geometri kotak berlubang yang berada di bawah medan magnet luar \mathbf{H} . Kedua penelitian tersebut 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.

BAB II

TUJUAN DAN MANFAAT PENELITIAN TAHUN II

2.1. Tujuan Penelitian

1. membuat suatu program simulasi komputer yang dapat menggambarkan pengaruh efek proksimitas terhadap konfigurasi parameter benahan $\psi(\mathbf{r})$ dan konfigurasi *vortex* superkonduktor tipe II berbentuk geometri *kotak berlubang*.
2. mengkaji bagaimana pengaruh efek proksimitas terhadap konfigurasi parameter benahan $\psi(\mathbf{r})$ dan konfigurasi *vortex* superkonduktor tipe-II berbentuk geometri *kotak berlubang*.

2.2. Manfaat Penelitian

1. memberikan sumbangan pemikiran bagi ilmu pengetahuan tentang pengaruh efek proksimitas terhadap karakteristik superkonduktor tipe II di bawah pengaruh medan magnet luar.
2. melalui hasil penelitian ini, eksperimen tentang masalah terkait dapat dipandu sehingga dapat ditekan sekecil mungkin kesalahan yang terjadi.

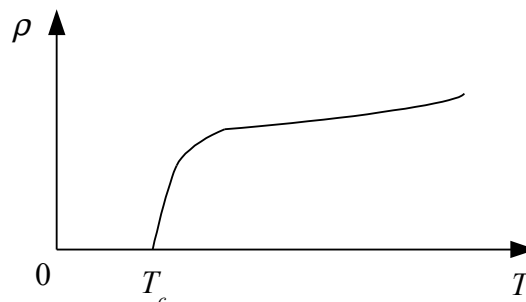
BAB III TINJAUAN PUSTAKA

3.1 Sejarah dan Pengertian Superkonduktor

Sifat superkonduktivitas bahan ditemukan pertama kali oleh Heike Kammerlingh Onnes pada tahun 1911. Pada saat itu, dia sedang mencoba mengamati hambatan jenis (*resistivity*) logam merkuri (Hg) ketika didinginkan sampai suhu helium cair. Ternyata dia mendapatkan hambatan jenis merkuri tiba-tiba turun drastis menjadi nol pada suhu 4,2 K. Fenomena konduktivitas sempurna inilah yang disebut superkonduktivitas, dan bahan yang mempunyai sifat superkonduktif ini dinamakan bahan superkonduktor. Suhu ketika suatu bahan superkonduktor mulai mempunyai sifat superkonduktif disebut suhu kritis (T_c).

Setahun kemudian, Onnes juga menemukan bahwa merkuri akan kehilangan sifat superkonduktifnya ketika terkena medan magnet luar \mathbf{H} yang lebih besar dari batas harga tertentu, meskipun bahan tersebut masih berada di bawah suhu kritisnya. Batas harga medan magnet itulah yang selanjutnya disebut sebagai medan magnet kritis atau disingkat medan kritis (H_c).

Sifat khas superkonduktor yang lain ditemukan oleh Meissner dan Ochsenfeld pada tahun 1933. Kedua ilmuwan ini menemukan, ternyata bahan superkonduktor menolak fluks medan magnet luar yang mengenainya, sehingga induksi magnet \mathbf{B} di dalam superkonduktor menjadi $\mathbf{B} = 0$. Fenomena penolakan inilah yang disebut dengan istilah Efek Meissner. (Cyrot dan Pavuna, 1992; Tinkham, 1996; Buckel dan Kleiner, 2004).



Gambar 3.1 Hambatan jenis ρ superkonduktor sebagai fungsi suhu T

Tabel 3.1 Beberapa jenis superkonduktor (Cyrot dan Pavuna, 1992)

No	Jenis bahan	T_c (K)
1.	Unsur :	
	Al	1
	Pb	7
2.	Paduan logam biner :	
	Nb-Ti	9
	Senyawa biner :	
Nb ₃ Sn	18	
3.	Senyawa organik :	
κ -(BEDT-TTF) ₂ Cu(NCS) ₂	12	
4.	Oksida logam :	
	La _{2-x} Sr _x CuO ₄	38
	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	92
	Tl ₂ Ca ₂ Ba ₂ Cu ₃ O ₁₀	125

Setelah Kammerlingh Onnes, para ilmuwan lain berusaha menemukan jenis bahan superkonduktor lain dan merumuskan teori yang bisa menjelaskan tentang fenomena superkonduktor. Beberapa contoh bahan superkonduktor yang berhasil ditemukan dan suhu kritisnya dapat dilihat di Tabel 3.1 (Cyrot dan Pavuna, 1992), sedangkan beberapa teori yang penting dan berkaitan dengan penelitian ini akan dibahas di bagian selanjutnya.

3.2 Pembagian Superkonduktor

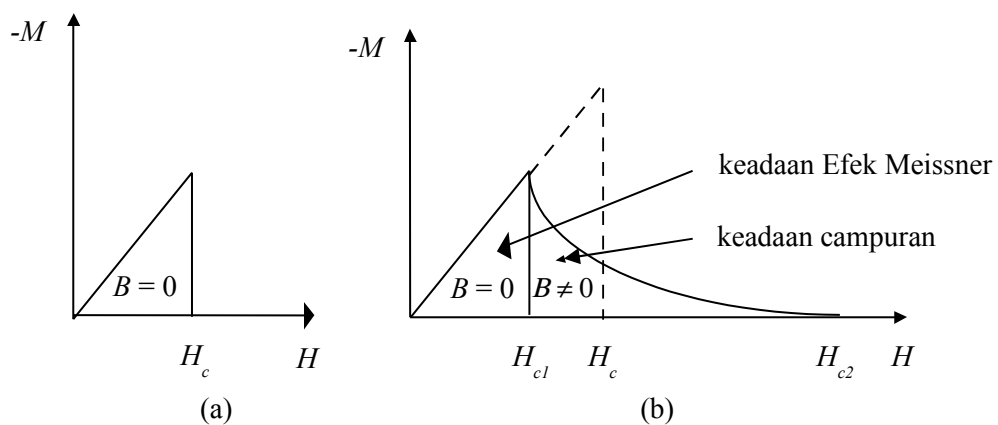
Berdasarkan medan kritisnya, secara umum superkonduktor dibagi menjadi dua tipe, yaitu superkonduktor tipe I dan superkonduktor tipe II. Superkonduktor tipe I hanya mempunyai satu harga medan kritis H_c . Jika medan magnet luar \mathbf{H} yang dikenakan pada superkonduktor berharga $H < H_c$, maka terjadi Efek Meissner sempurna dan jika $H > H_c$, maka fluks magnet luar akan menerobos masuk ke dalam bahan superkonduktor sehingga fenomena superkonduktivitas menghilang.

Superkonduktor tipe II mempunyai dua harga medan kritis, yaitu H_{c1} atau medan kritis rendah dan H_{c2} atau medan kritis tinggi. Superkonduktor tipe II akan bersifat sama dengan superkonduktor tipe I ketika medan magnet luar berharga $H < H_{c1}$. Jika medan magnet luar berharga antara H_{c1} dan H_{c2} , maka sebagian fluks magnet akan menerobos ke dalam bahan superkonduktor, sehingga superkonduktor dikatakan berada dalam keadaan campuran (*mixed state*). Selanjutnya, bahan akan kehilangan sifat superkonduktifnya ketika medan magnet luar berharga $H > H_{c2}$. Variasi magnetisasi M terhadap medan magnet luar H yang dikenakan pada superkonduktor tipe I dan superkonduktor tipe II dapat dilihat di Gambar 3.2.

Pada keadaan campuran, fluks magnet yang menerobos superkonduktor terkuantisasi berbentuk seperti barisan tabung-tabung kecil. Tiap tabung yang biasa disebut *vortex* tersebut membawa fluks magnet ϕ_0 sebesar :

$$\phi_0 = \frac{h}{2e} = \frac{\pi \hbar}{e} \approx 2,067 \times 10^{-15} \text{ weber} \quad (3-1)$$

di mana $h = 2\pi \hbar$ dan e menunjukkan konstanta Planck dan muatan elektron. (Cyrot dan Pavuna, 1992; Tinkham, 1996; Buckel dan Kleiner, 2004)



Gambar 3.2 Variasi magnetisasi bahan M terhadap medan magnet luar H yang dikenakan pada : (a) superkonduktor tipe I (b) superkonduktor tipe II

3.3 Pengantar Teori Superkonduktor

Fenomena superkonduktivitas merupakan fenomena yang unik dan menarik. Sejak pertama kali ditemukan, yaitu pada tahun 1911, para ahli telah berusaha mencari penjelasan fenomena tersebut dan merumuskannya dalam berbagai teori. Secara garis besar, teori-teori tersebut dirumuskan berdasarkan fenomena makro dan fenomena mikro superkonduktor. Setelah hampir satu abad usaha tersebut dilakukan, ternyata sampai saat ini belum ada teori yang tuntas dan menyeluruh yang mampu menjelaskannya (Eck, 2008).

Pada tahun 1934, Gorter dan Casimir merumuskan suatu teori berdasarkan fenomena makro superkonduktor yang cukup sederhana. Teori yang dikenal sebagai model dua fluida (*two-fluid model*) tersebut mendasari lahirnya dua teori berdasarkan fenomena makro lain, yaitu teori London dan teori Ginzburg-Landau. Teori Ginzburg-Landau berhubungan banyak dengan penelitian ini, sehingga akan dibahas secara khusus di sub-bab berikutnya.

Teori berdasarkan fenomena mikro superkonduktor yang penting adalah teori BCS. Teori yang dikemukakan oleh J. Barden, L. Cooper dan R. Schrieffer pada tahun 1957 ini didasarkan atas adanya ikatan dua elektron di dalam superkonduktor yang disebut pasangan Cooper (*Cooper pair*). Pasangan elektron inilah yang dianggap bertanggung-jawab terhadap fenomena superkonduktivitas. Dengan menggunakan mekanika kuantum, teori ini berhasil menurunkan rumus suhu kritis T_c dan beberapa besaran lain. Sayangnya, teori BCS baru berhasil diterapkan pada superkonduktor tipe I, namun masih belum sepenuhnya berhasil diterapkan pada beberapa jenis superkonduktor tipe II (Cyrot dan Pavuna, 1992; Tinkham, 1996; Buckel dan Kleiner, 2004 dan Mourachkine, 2004).

3.4 Teori Ginzburg-Landau

Pemahaman terhadap teori Ginzburg-Landau dapat dimulai dengan pengenalan terhadap konsep parameter benahan (*order parameter*). Dengan konsep ini dapat dinyatakan bahwa ketika suatu bahan bersifat superkonduktif, maka di dalamnya terdapat parameter benahan, sebaliknya bahan yang kehilangan

sifat superkonduktifnya tidak akan mempunyai parameter benahan. Mengacu pada Model Dua Fluida yang menyebutkan bahwa bahan superkonduktor mengandung elektron super dan elektron normal, maka parameter benahan dapat dinyatakan dengan suatu fungsi gelombang $\psi(\mathbf{r})$, di mana $|\psi(\mathbf{r})|^2$ menyajikan rapat lokal elektron super. Di sekitar T_c , ada dua asumsi yang berhubungan dengan fungsi gelombang $\psi(\mathbf{r})$. Pertama, $\psi(\mathbf{r})$ diasumsikan berharga kecil. Kedua, $\psi(\mathbf{r})$ diasumsikan bervariasi perlahan terhadap ruang sehingga dianggap seragam atau dengan kata lain $\psi(\mathbf{r}) = \psi$ di seluruh ruang.

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

$$g_s = f_n + \alpha(T)|\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r}))\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2\mu_0}|\mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mu_0\mathbf{H}_e|^2 \quad (3-2)$$

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 (3-2) di atas diminimisasikan secara analitik terhadap $\psi(\mathbf{r})$ dan \mathbf{A} , maka didapat dua persamaan berikut :

$$\alpha(T)\psi(\mathbf{r}) + \beta(T)|\psi(\mathbf{r})|^2\psi(\mathbf{r}) + \frac{1}{2m}[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]^2\psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (3-3)$$

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

di mana $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ adalah rapat arus. Persamaan (3-3) dan (3-4) di atas disebut persamaan Ginzburg-Landau pertama dan kedua (Cyrot dan Pavuna, 1992; 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 :

$$[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = 0 \quad (3-5)$$

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

$$[-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = \frac{i\hbar\psi}{b} \quad (3-6)$$

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

Persamaan (3-3) dan (3-4) di atas dapat digeneralisasikan dalam bentuk yang lebih umum, yaitu persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu berikut :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{\eta} \left[(-i\nabla - \mathbf{A})^2 \psi + (1-T)(|\psi(\mathbf{r})|^2 - 1)\psi \right] \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = (1-T) \text{Re}[\psi^* (-i\nabla - \mathbf{A})\psi] - \kappa^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (3-8)$$

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).

Syarat batas tanpa efek proksimitas untuk persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu tersebut adalah :

$$[-i\nabla - \mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = 0 \quad (3-9)$$

Sedangkan syarat batas dengan efek proksimitas untuk persamaan Ginzburg-Landau gayut waktu tersebut adalah :

$$[-i\vec{\nabla} - \mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r})|_n = \frac{i\psi}{b} \quad (3-10)$$

di mana b dalam satuan $\xi(0)$.

3.5 Parameter Ginzburg-Landau

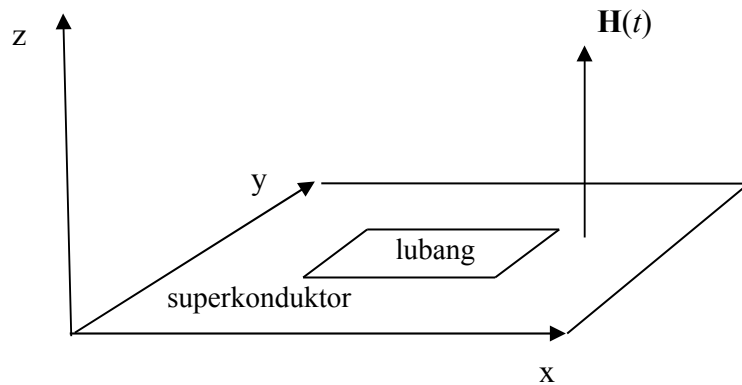
Dari kajian terhadap dua persamaan Ginzburg-Landau di atas, dapat didefinisikan parameter Ginzburg-Landau sebagai :

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} = \sqrt{\frac{m^2\beta}{2\mu_0 e^2 \hbar^2}} \quad (3-11)$$

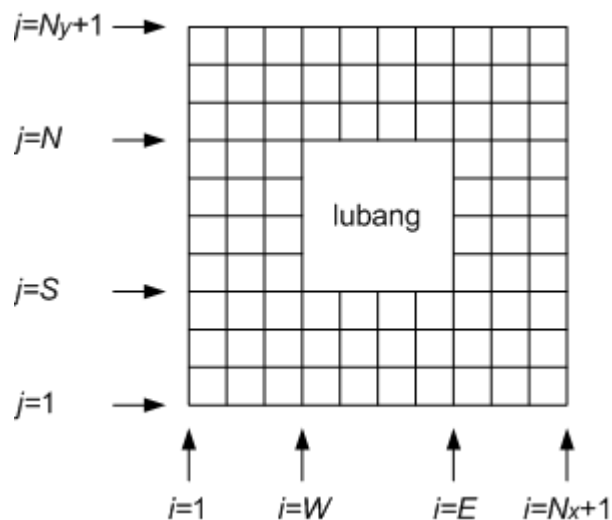
di mana $\xi(T)$ dan $\lambda(T)$ berturut-turut menyatakan besaran panjang koherensi dan panjang penetrasi London. Ternyata, jika suatu superkonduktor mempunyai harga $\kappa < 1/\sqrt{2}$ atau $\lambda < \xi/\sqrt{2}$, maka superkonduktor tersebut termasuk superkonduktor tipe I, dan jika mempunyai harga $\kappa > 1/\sqrt{2}$ atau $\lambda > \xi/\sqrt{2}$, maka superkonduktor tersebut termasuk superkonduktor tipe II (Cyrot dan Pavuna, 1992; Tinkham, 1996; Buckel dan Kleiner, 2004; Mourachkine, 2004).

BAB IV METODE PENELITIAN

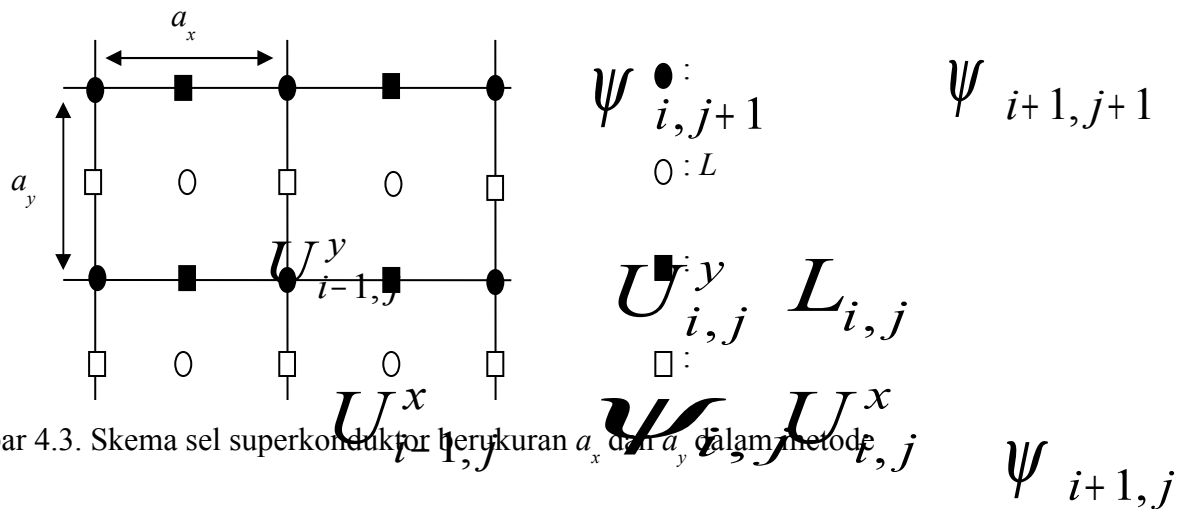
Dalam penelitian ini, ditinjau suatu bahan superkonduktor *berlubang* yang berbentuk empat persegi panjang dengan panjang masing-masing sisi-sisinya adalah N_x dan N_y dalam arah sumbu x dan y . Bahan dianggap berada di bawah pengaruh medan magnet luar yang seragam, gayut waktu dan searah sumbu z positif, 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. Gambaran keadaan tiga dimensi dan dua dimensi superkonduktor yang diteliti dapat dilihat di Gambar 4.1 dan Gambar 4.2.



Gambar 4.1 Keadaan tiga dimensi superkonduktor yang diteliti



Gambar 4.2 Keadaan dua dimensi superkonduktor yang diteliti



Gambar 4.3. Skema sel superkonduktor berukuran a_x dan a_y dalam metode ψU

Penelitian ini mengkaji pengaruh efek proksimitas pada konfigurasi *vortex* bahan superkonduktor *berlubang* melalui simulasi komputer. Penentuan konfigurasi *vortex* 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 ψU .

Mengacu pada beberapa pustaka sebelumnya (Tinkham, 1996 ; Buscaglia dkk., 1999; Wisodo, 2004 ; Larsen dkk, 2006; Anwar dkk, 2008); 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; Anwar *dkk.*, 2008) :

$$\frac{\partial \psi_{i,j}}{\partial t} = \frac{U_{i,j}^x \psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \psi_{i-1,j}}{\eta a_x^2} + \frac{U_{i,j}^y \psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \psi_{i,j-1}}{\eta a_y^2} - \frac{1-T}{\eta} (\bar{\psi}_{i,j} \psi_{i,j} - 1) \psi_{i,j} \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^x}{\partial t} = -i(1-T) U_{i,j}^x \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^x \psi_{i+1,j}) - \frac{\kappa^2}{a_y^2} U_{i,j}^x (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) \quad (4-2)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^y}{\partial t} = -i(1-T) U_{i,j}^y \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^y \psi_{i,j+1}) - \frac{\kappa^2}{a_x^2} U_{i,j}^y (\bar{L}_{i,j} L_{i-1,j} - 1) \quad (4-3)$$

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 :

$$L_{i,j} = U_{i,j}^x U_{i+1,j}^y \bar{U}_{i,j+1}^x \bar{U}_{i,j}^y = \exp(-i a_x a_y H) \quad (4-4)$$

Penghitungan secara komputasi untuk persamaan diferensial (4-1) di atas dapat menggunakan metode Euler (Press *dkk.*, 2007) berikut :

$$\psi_{i,j}(t + \Delta t) = \psi_{i,j}(t) + \Delta t \frac{\partial \psi_{i,j}}{\partial t} \quad (4-5)$$

Substitusi Metode Euler persamaan (4-5) ke persamaan (4-1) menghasilkan :

$$\begin{aligned} \psi_{i,j}(t + \Delta t) = & \psi_{i,j}(t) + \Delta t \frac{U_{i,j}^x \psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \psi_{i-1,j}}{\eta a_x^2} \\ & + \Delta t \frac{U_{i,j}^y \psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \psi_{i,j-1}}{\eta a_y^2} - \Delta t \frac{1-T}{\eta} (\bar{\psi}_{i,j} \psi_{i,j} - 1) \psi_{i,j} \end{aligned} \quad (4-6)$$

Analog dengan cara di atas, penghitungan secara komputasi dengan Metode Euler persamaan diferensial (4-2) dan (4-3) menghasilkan :

$$\begin{aligned} U_{i,j}^x(t + \Delta t) = & U_{i,j}^x(t) - \Delta t i(1-T) U_{i,j}^x \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^x \psi_{i+1,j}) \\ & - \Delta t \frac{\kappa^2}{a_y^2} U_{i,j}^x (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) \end{aligned} \quad (4-7)$$

dan

$$\begin{aligned} U_{i,j}^y(t + \Delta t) = & U_{i,j}^y(t) - \Delta t i(1-T) U_{i,j}^y \text{Im}(\bar{\psi}_{i,j} U_{i,j}^y \psi_{i,j+1}) \\ & - \Delta t \frac{\kappa^2}{a_x^2} U_{i,j}^y (\bar{L}_{i,j} L_{i-1,j} - 1) \end{aligned} \quad (4-8)$$

Persamaan (4-6) – (4-8) inilah yang dipakai untuk menghitung harga ψ , U^x dan U^y di bagian dalam superkonduktor.

Penghitungan harga ψ di batas luar superkonduktor menggunakan syarat batas persamaan (3-9). Ketika persamaan tersebut diterapkan pada keadaan superkonduktor yang diteliti dan diselesaikan dengan metode ψU , maka diperoleh syarat batas berikut :

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

$$\psi_{1,j} = U_{1,j}^x \psi_{2,j} \quad \psi_{N_x+1,j} = \bar{U}_{N_x,j}^x \psi_{N_x,j} \quad (4-9)$$

2. Syarat batas ψ pada $j = 1$ dan $j = N_x + 1$ adalah

$$\psi_{i,1} = U_{i,1}^y \psi_{i,2} \quad \psi_{i,N_y+j} = \bar{U}_{i,N_y}^y \psi_{i,N_y} \quad (4-10)$$

Penghitungan harga U^x dan U^y di batas luar superkonduktor mengacu pada persamaan (4-4). Modifikasi persamaan tersebut pada keadaan batas yang sesuai menghasilkan :

1. Harga U^x pada batas $j = 1$ dan $j = N_y + 1$ adalah

$$U_{i,1}^x = \overline{U}_{i+1,1}^y U_{i,2}^x U_{i,1}^y \exp(-ia_x a_y H) \quad (4-11a)$$

$$U_{i,N_y+1}^x = U_{i,N_y}^x U_{i+1,N_y}^y \overline{U}_{i,N_y}^y \exp(-ia_x a_y H) \quad (4-11b)$$

2. Harga U^y pada batas $i = 1$ dan $i = N_x + 1$ adalah

$$U_{1,j}^y = U_{1,j}^x U_{2,j}^y \overline{U}_{1,j+1}^x \exp(-ia_x a_y H) \quad (4-12a)$$

$$U_{N_x+1,j}^y = \overline{U}_{N_x,j}^x U_{N_x,j+1}^x U_{N_x,j}^y \exp(-ia_x a_y H) \quad (4-12b)$$

Untuk mensimulasikan lubang pada superkonduktor, dibuat skema seperti Gambar 4.2. Harga Ψ di dalam lubang superkonduktor dianggap berharga nol, sedangkan harga Ψ di batas lubang superkonduktor pada keadaan tanpa efek proksimitas dihitung dengan menggunakan syarat batas persamaan (3-9) dan pada keadaan dengan efek proksimitas dihitung dengan menggunakan syarat batas persamaan (3-10). Ketika kedua persamaan tersebut diterapkan pada keadaan lubang superkonduktor yang diteliti dan diselesaikan dengan metode ΨU , maka diperoleh syarat batas berikut :

1. Syarat batas Ψ pada keadaan tanpa efek proksimitas serta pada $i=W$ dan $i=E$ adalah :

$$\Psi_{W,j} = \overline{U}_{W-1,j}^x \Psi_{W-1,j} \quad \text{dan} \quad \Psi_{E,j} = U_{E,j}^x \Psi_{E+1,j} \quad (4-13)$$

2. Syarat batas Ψ pada keadaan tanpa efek proksimitas serta pada $j=S$ dan $j=N$ adalah :

$$\Psi_{i,S} = \overline{U}_{i,S-1}^y \Psi_{i,S-1} \quad \text{dan} \quad \Psi_{i,N} = U_{i,N}^y \Psi_{i,N+1} \quad (4-14)$$

3. Syarat batas Ψ pada keadaan dengan efek proksimitas serta pada $i=W$ dan $i=E$ adalah :

$$\Psi_{W,j} = \frac{\bar{U}_{W-1,j}^x \Psi_{W-1,j}}{\left(1 + \frac{a_x}{b}\right)} \quad \text{dan} \quad \Psi_{E,j} = \frac{U_{E,j}^x \Psi_{E+1,j}}{\left(1 + \frac{a_x}{b}\right)} \quad (4-15)$$

4. Syarat batas Ψ pada keadaan dengan efek proksimitas serta pada $j=S$ dan $j=N$ adalah :

$$\Psi_{i,S} = \frac{\bar{U}_{i,S-1}^y \Psi_{i,S-1}}{1 + \frac{a_y}{b}} \quad \text{dan} \quad \Psi_{i,N} = \frac{U_{i,N}^y \Psi_{i,N+1}}{1 + \frac{a_y}{b}} \quad (4-16)$$

Selanjutnya, harga medan magnet di dalam lubang superkonduktor H_i dihitung dengan menggunakan persamaan berikut :

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = \frac{1}{M a_x a_y} \bar{P} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4-17)$$

di mana :

$$\begin{aligned} M &= (N-S)(E-W) + 2(N-S) + 2(E-W) \\ P &= P_{x1} P_{x2} P_{x3} P_{x4} = \exp(-i M a_x a_y H_i) \\ P_{x1} &= \bar{U}_{W,S-1}^y \left(\prod_{i=W}^{E-1} U_{i,S-1}^x \right) U_{E,S-1}^y \\ P_{x2} &= U_{E,N}^y \left(\prod_{i=W}^{E-1} \bar{U}_{i,N+1}^x \right) \bar{U}_{W,N}^y \\ P_{y1} &= U_{W-1,S}^x \left(\prod_{j=S}^{N-1} \bar{U}_{W-1,j}^y \right) \bar{U}_{W-1,N}^x \\ P_{y2} &= U_{E,S}^x \left(\prod_{j=S}^{N-1} U_{E+1,j}^y \right) \bar{U}_{E,N}^x \end{aligned}$$

Dengan menggunakan harga H_i di atas dan mengacu pada persamaan (4-4), maka dapat dirumuskan harga U^x dan U^y di batas lubang superkonduktor sebagai berikut :

1. Harga U^x pada batas $j = S$ dan $j = N$ adalah

$$U_{i,S}^x = U_{i,S-1}^x U_{i+1,S-1}^y \overline{U}_{i,S-1}^y \exp(-ia_x a_y H_i) \quad (4-18a)$$

$$U_{i,N}^x = \overline{U}_{i+1,N}^y U_{i,N+1}^x U_{i,N}^y \exp(-ia_x a_y H_i) \quad (4-18b)$$

2. Harga U^y pada batas $i = W$ dan $i = E$ adalah

$$U_{W,j}^y = \overline{U}_{W-1,j}^x U_{W-1,j+1}^x U_{W-1,j}^y \exp(-ia_x a_y H_i) \quad (4-19a)$$

$$U_{E,j}^y = U_{E,j}^x U_{E+1,j}^y \overline{U}_{E,j+1}^x \exp(-ia_x a_y H_i) \quad (4-19b)$$

Telah diuraikan di atas, superkonduktor yang dikaji dianggap dikenai medan magnet luar $\mathbf{H}(t) = H(t)\hat{e}_z$ seperti Gambar 4.1 di atas. Pada program simulasi yang dibuat, harga $\mathbf{H}(t)$ yang fungsi waktu didefinisikan dengan :

$$H(t + \Delta t) = H(t) + \Delta H \quad (4-20)$$

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

Keseluruhan persamaan (4-5) sampai (4-20) inilah yang selanjutnya dijadikan dasar pembuatan program simulasi komputer.

BAB V

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 :

$$\begin{aligned} N_x &= 16 \text{ dan } N_y = 16 \\ ax &= 0,5 \text{ dan } ay = 0,5 \\ \Delta t &= 0,015 \\ H(t=0) &= 0 \text{ dan } \Delta H = 0,000001 \\ \kappa &= 2,0 \\ \eta &= 1 \\ T &= 0,9 \\ W &= 6 \text{ dan } E = 12 \\ S &= 6 \text{ dan } N = 12 \end{aligned} \tag{5-1}$$

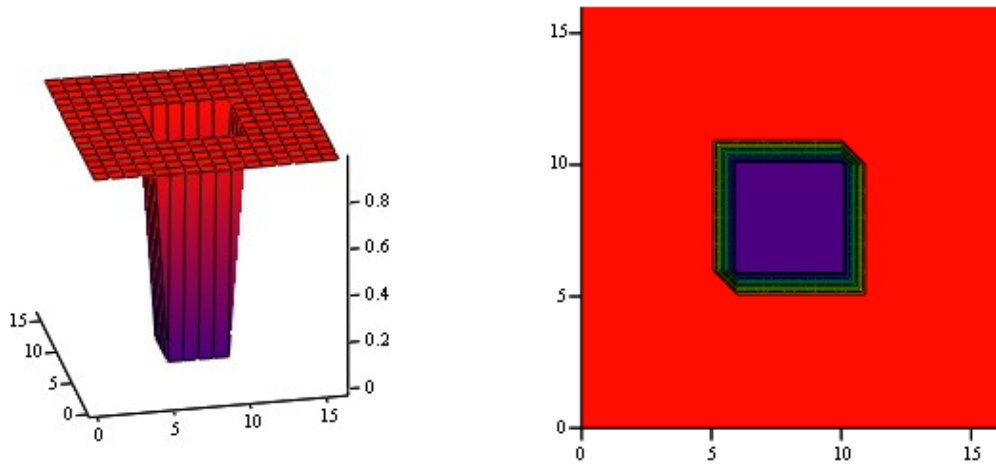
Hasil program simulasi untuk keadaan persamaan (5-1) dan berbagai keadaan lain terlihat di Gambar 5.1 – Gambar 5.5 di bawah. Untuk tiap-tiap gambar, gambar di bagian kiri merupakan gambar grafik 3 dimensi $|\psi(x,y)|$, sedangkan gambar di bagian kanan merupakan gambar grafik 2 dimensi (plot permukaan) $|\psi(x,y)|$. 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.

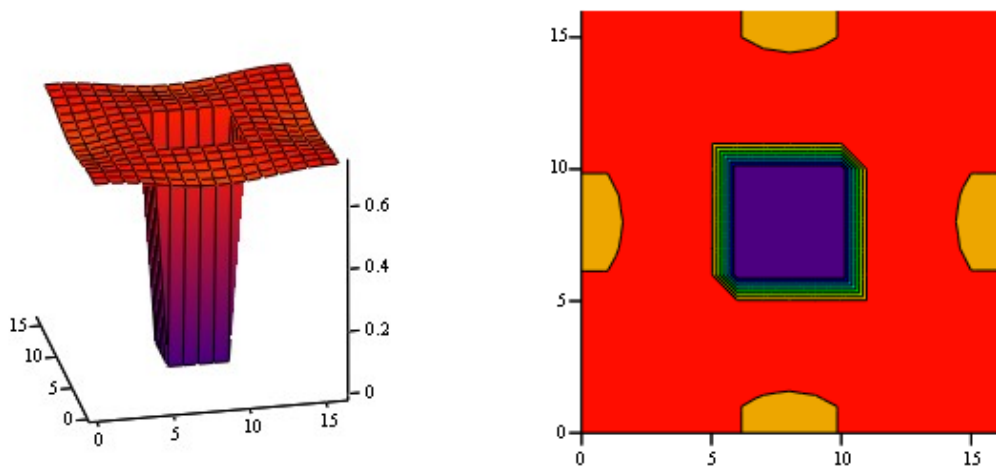
Hasil program simulasi dengan tanpa efek proksimitas terlihat di Gambar 5.1. Di gambar tersebut terlihat konfigurasi parameter benahan dan vorteks untuk beberapa tingkatan harga medan magnet luar H . Secara umum, dapat dikatakan bahwa hasil ini sesuai dengan beberapa penelitian sebelumnya (Buscaglia dkk, 1999; Wisodo, 2004; Supardi dkk, 2005; Anwar dkk, 2008).

Jika program simulasi dengan masukan keadaan persamaan (5-1) dijalankan untuk keadaan dengan adanya efek proksimitas pada beberapa harga b , maka terlihat seperti Gambar 5.2 – 5.5. Dari gambar tersebut terlihat adanya perbedaan konfigurasi parameter benahan dan *vortex* pada keadaan tanpa efek proksimitas dan dengan ada efek proksimitas pada harga b yang kecil.

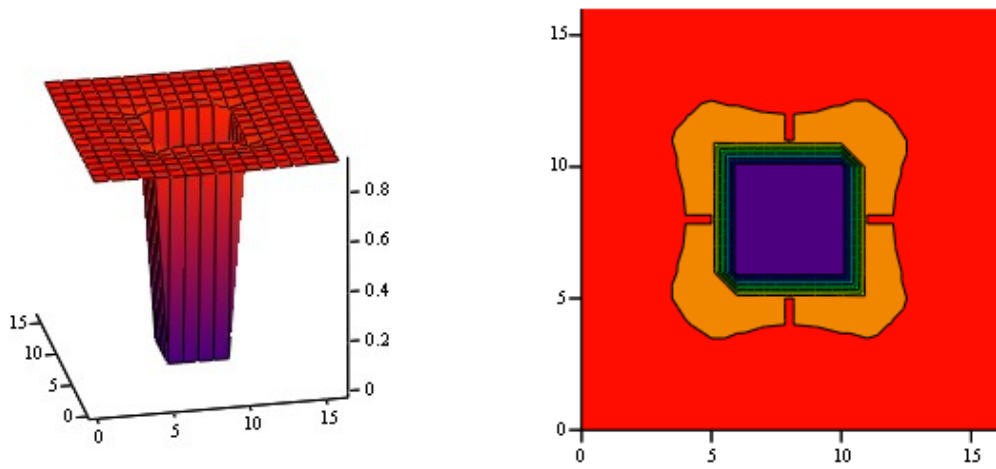
Dari Gambar 5.1 – 5.5. tersebut juga terlihat bahwa semakin besar harga b , maka gambar konfigurasi parameter benahan dan vorteks dengan efek proksimitas semakin sama dengan keadaan tanpa efek proksimitas. Hal ini sesuai dengan rumusan matematis persamaan (4-13) - (4-16), di mana jika harga b membesar, maka syarat batas keadaan dengan efek proksimitas akan sama dengan syarat batas keadaan tanpa efek proksimitas.



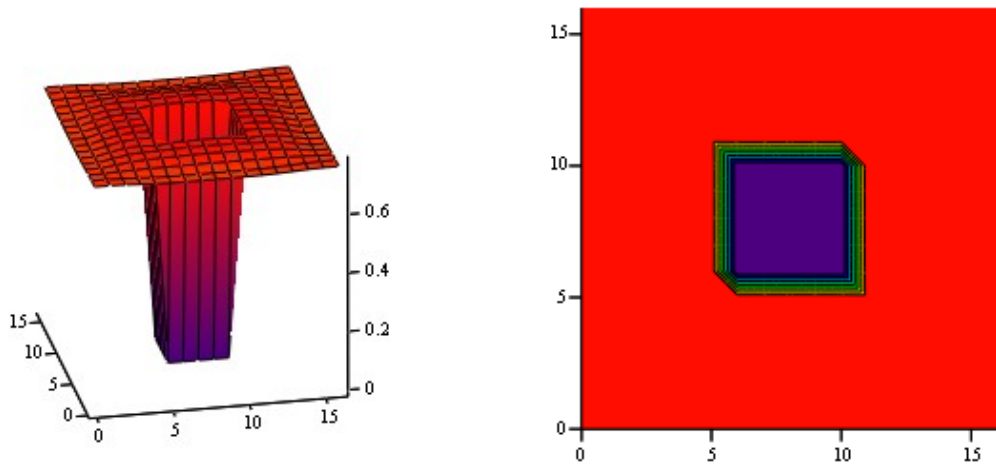
Gambar 5.1a. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,05$



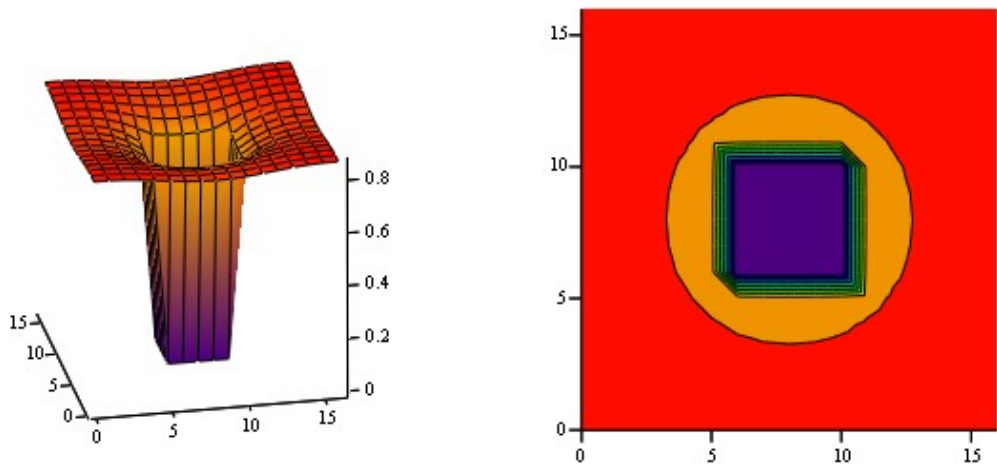
Gambar 5.1b. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,15$



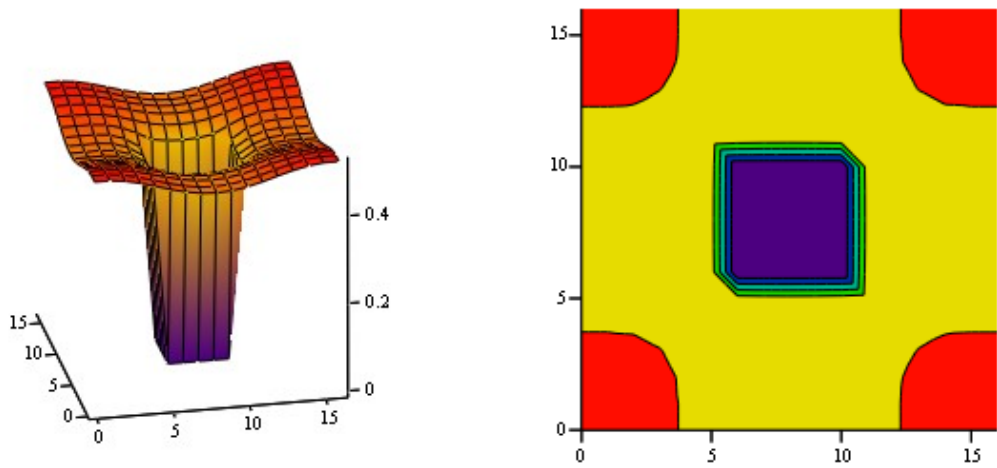
Gambar 5.1c. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,20$



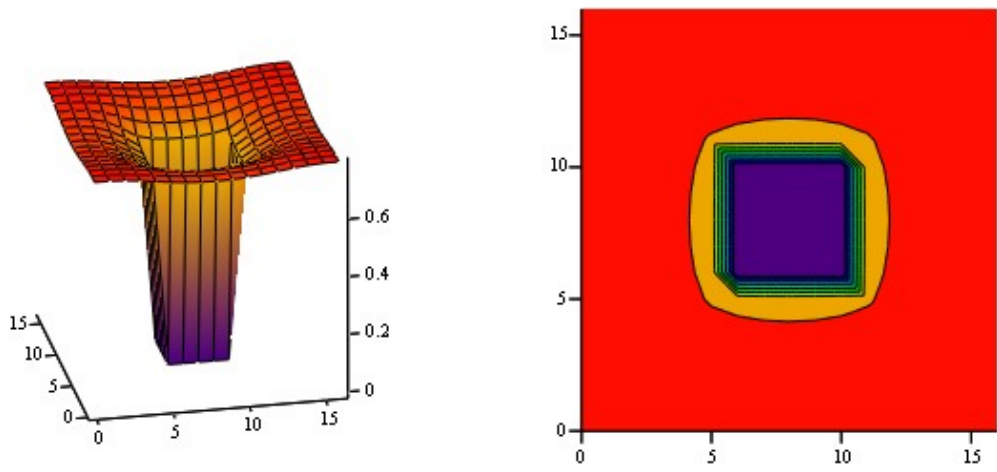
Gambar 5.1d. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan tanpa efek proksimitas pada $H=0,30$



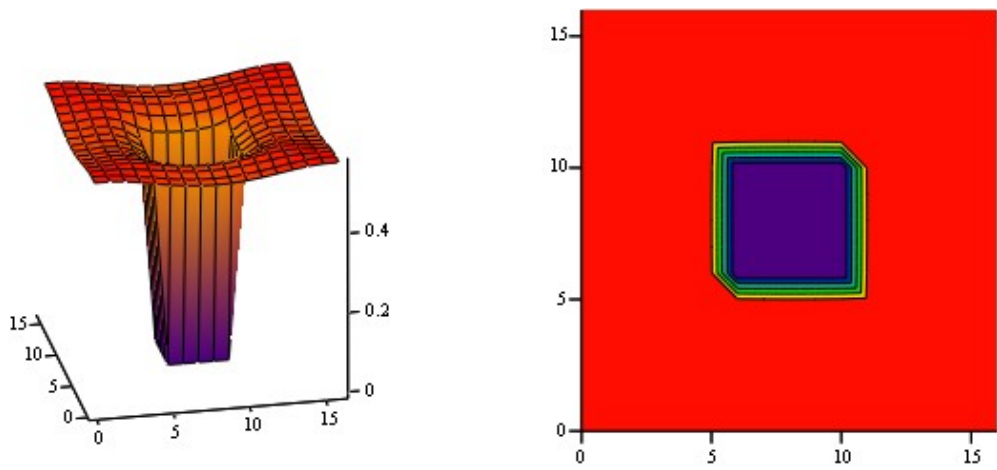
Gambar 5.2a. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,05$



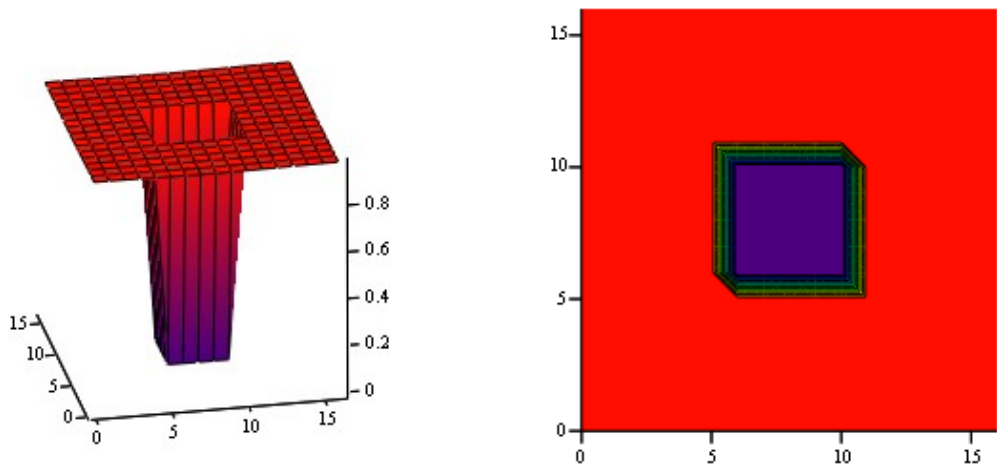
Gambar 5.2b. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,15$



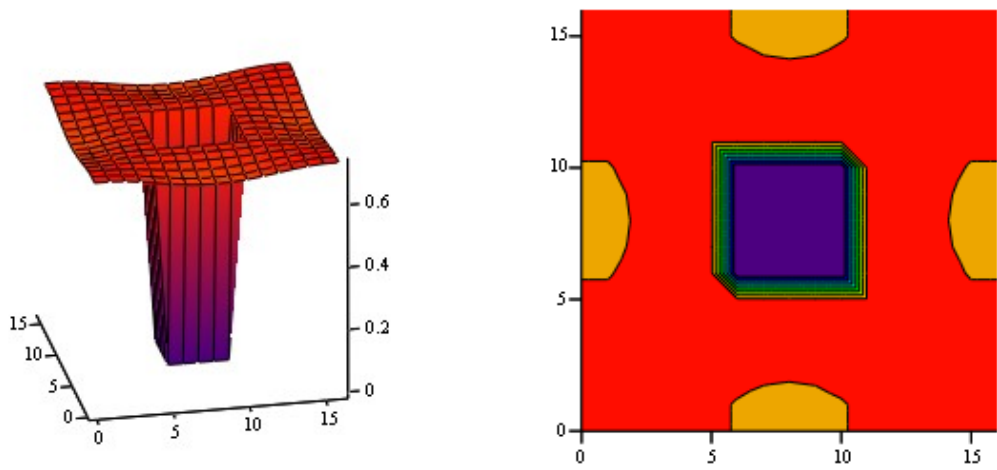
Gambar 5.2c. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,20$



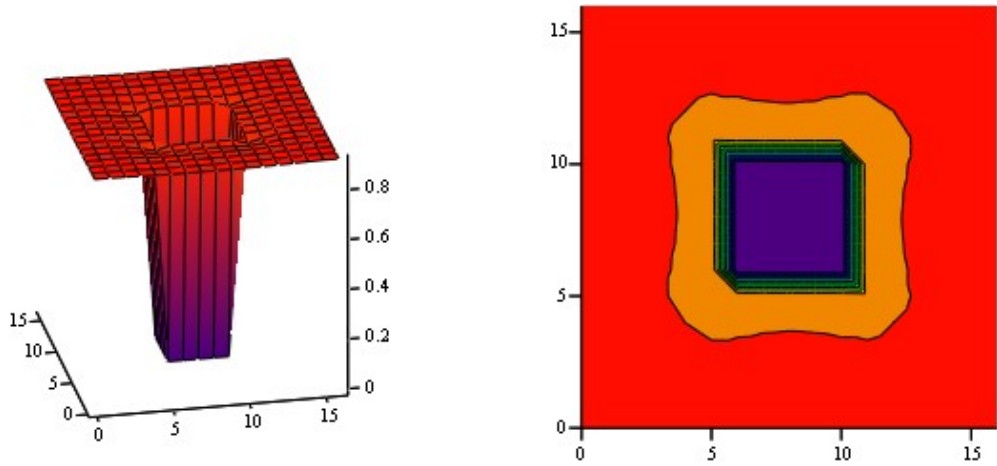
Gambar 5.2d. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10$ dan pada $H=0,30$



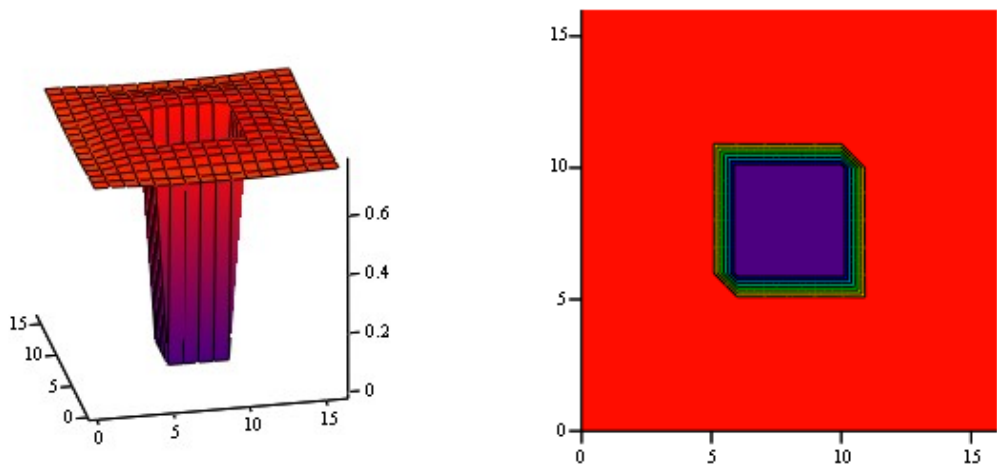
Gambar 5.3a. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,05$



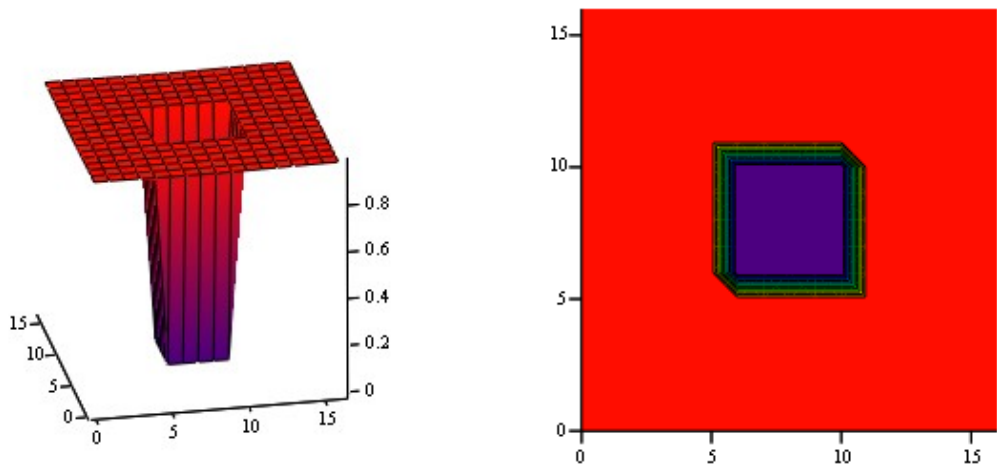
Gambar 5.3b. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,15$



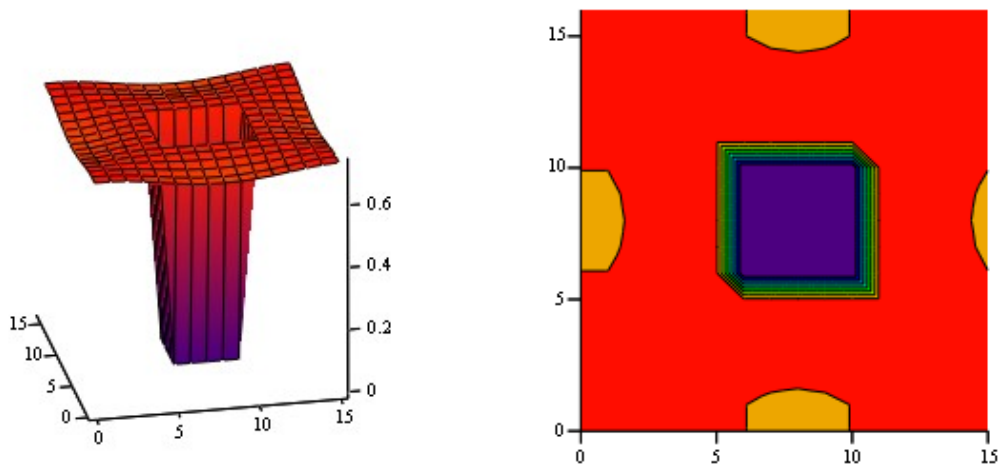
Gambar 5.3c. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,20$



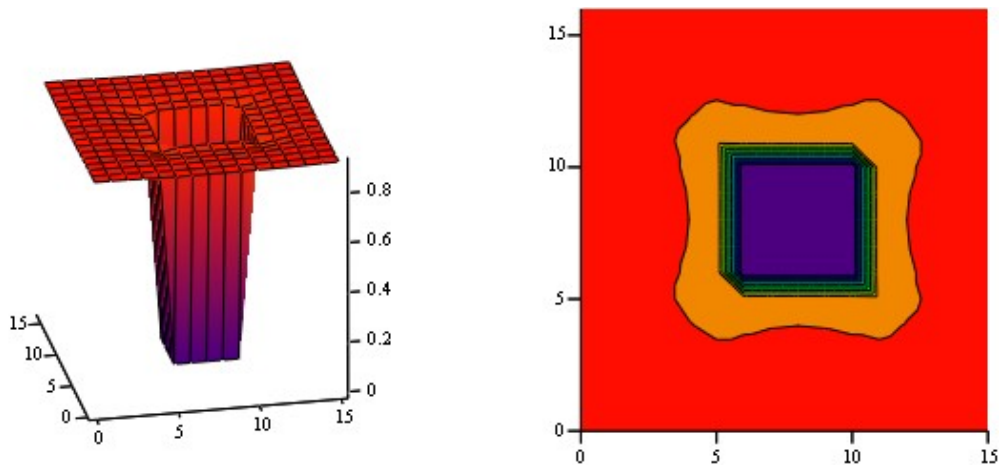
Gambar 5.3d. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^3$ dan pada $H=0,30$



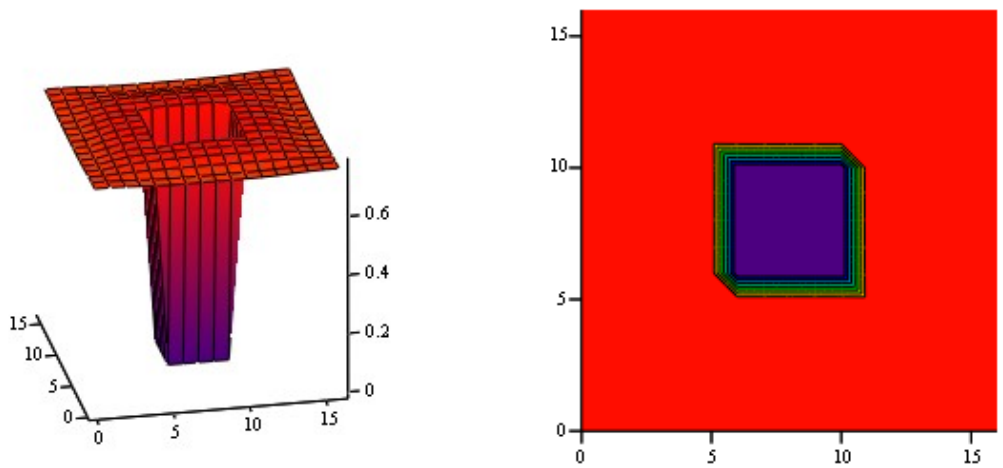
Gambar 5.4a. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,05$



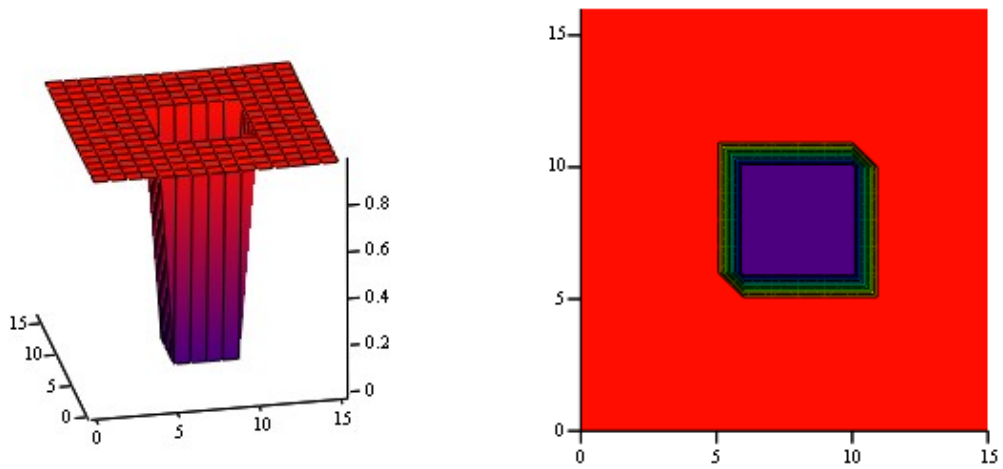
Gambar 5.4b. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,15$



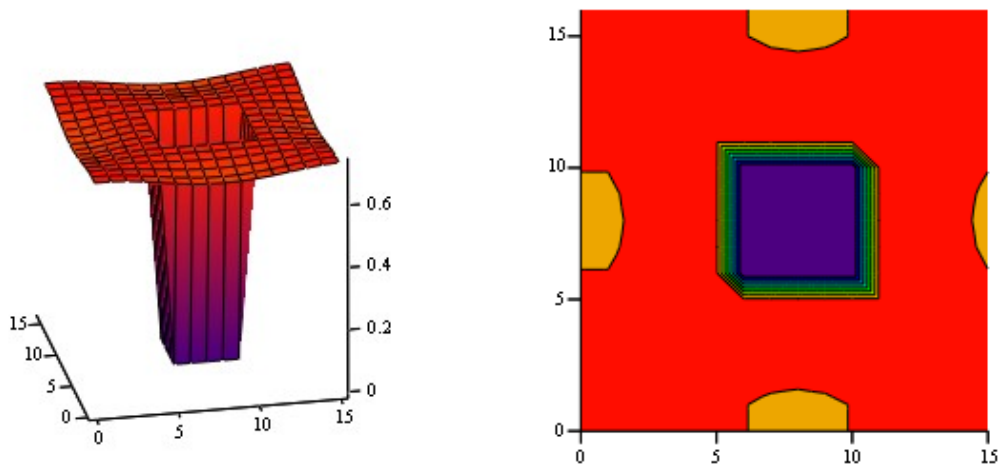
Gambar 5.4c. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,20$



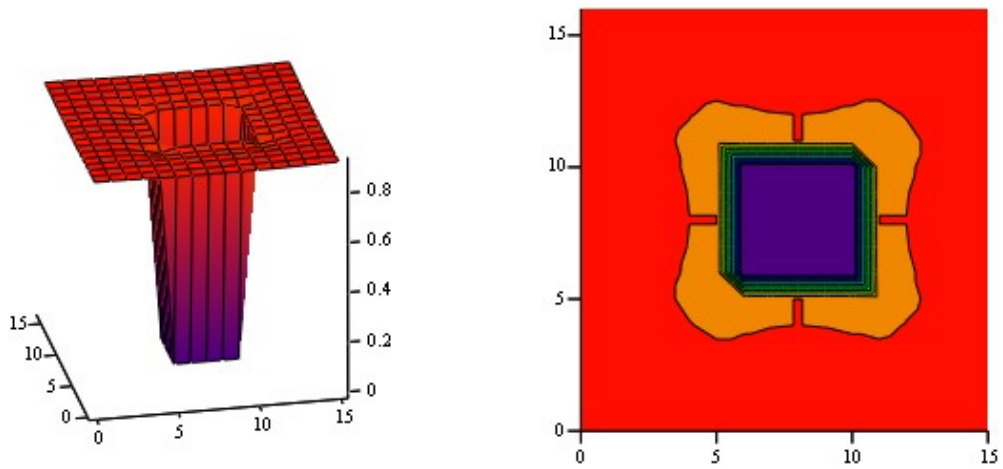
Gambar 5.4d. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^4$ dan pada $H=0,30$



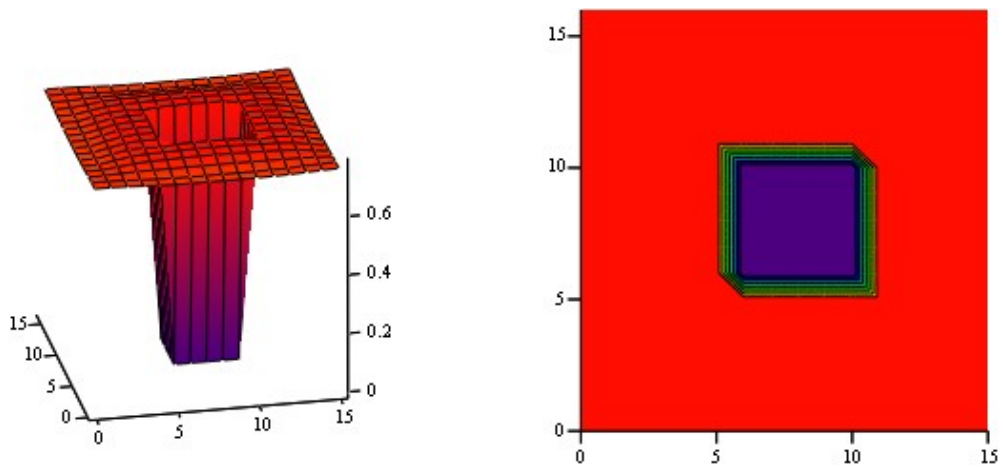
Gambar 5.5a. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,05$



Gambar 5.5b. Konfigurasi $|\psi(x,y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,15$



Gambar 5.5c. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,20$



Gambar 5.5d. Konfigurasi $|\psi(x, y)|$ dan *vortex* dengan efek proksimitas $b = 10^5$ dan pada $H=0,30$

BAB VI

KESIMPULAN DAN SARAN

6.1 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 berlubang.
2. Efek proksimitas mempengaruhi konfigurasi parameter benahan dan konfigurasi *vortex* superkonduktor berbentuk kotak berlubang pada harga b yang tidak besar.

6.2 SARAN

1. Perlu adanya penelitian lanjutan untuk membuat program simulasi komputer yang dapat menggambarkan pengaruh efek proksimitas terhadap konfigurasi parameter benahan dan konfigurasi *vortex* superkonduktor tipe II untuk bentuk geometri yang lain.
2. Perlu adanya penelitian yang lebih dalam untuk merumuskan secara umum bagaimana pengaruh efek proksimitas terhadap konfigurasi parameter benahan dan konfigurasi *vortex* superkonduktor. Penelitian dapat menggunakan program simulasi yang telah dibuat ini.

DAFTAR PUSTAKA

- Anwar, F., Yunianto, M., Aprian Sari, R. Y., Nurwantoro, P., Agung, B.S.U., Hermanto, A., 2008, Simulasi Komputer Pengaruh Efek Proksimitas pada Vorteks Superkonduktor, *Media Fisika*, Vol. VII No. 1, 47-56.
- 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.
- Du, Q., 2005, Numerical Approximations of The Ginzburg–Landau Models for Superconductivity, *Journal Of Mathematical Physics* 46, 095109
- 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.