

FORMAÇÃO ESTELAR DESENCADEADA PELA  
COLISÃO ENTRE NUVENS MOLECULARES  
MAGNETIZADAS

Por

Lucio Marassi de Souza Almeida

SUBMETIDO COMO CUMPRIMENTO PARCIAL DOS  
REQUERIMENTOS PARA O GRAU DE  
MESTRE EM ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA

NA

UFRN - UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE  
UFRN-CCET, CAMPUS, LAGOA NOVA, NATAL/RN, BRASIL  
DEZEMBRO 1999

© Copyright by Lucio Marassi de Souza Almeida, 1999

UFRN - UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO  
NORTE  
DEPARTAMENTO DE  
FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL

Os abaixo assinados certificam que eles leram e recomendaram para a Faculdade de Astrofísica e Cosmologia a aprovação da tese intitulada “**Formação Estelar Desencadeada Pela Colisão Entre Nuvens Moleculares Magnetizadas**” por **Lucio Marassi de Souza Almeida** como requerimento parcial para o grau de **Mestre em Astrofísica e Cosmologia**.

Data : Dezembro 1999

Orientador:

\_\_\_\_\_  
Luiz Carlos Jafelice

Leitores:

\_\_\_\_\_  
Amâncio César Santos Friaça

\_\_\_\_\_  
Márcio Roberto de Garcia Maia

*Aos meus pais Lucio e Vanete, minha irma Vivian, e  
minha família.*

# Table of Contents

|   |          |
|---|----------|
| Table of Contents   | vii      |
| Resumo  | viii     |
| Abstract  | x        |
| Agradecimentos  | xii      |
| <b>1 INTRODUÇÃO</b>   | <b>1</b> |
| 1.1 Comentários Gerais . . . . .                                      | 1        |
| 1.2 Os Capítulos . . . . .  | 3        |
| <b>2 A FORMAÇÃO ESTELAR, AS NUVENS MOLECULARES E NOSSO TRATAMENTO</b> | <b>5</b> |
| 2.1 O Campo Magnético em Nuvens Moleculares . . . . .                 | 5        |
| 2.1.1 O Teorema do Virial e a Massa das Nuvens Moleculares . . . . .  | 6        |
| 2.1.2 Nuvem em Relação ao Campo Magnético (Modelo Teórico Padrão)     | 10       |
| 2.1.3 Nuvem em Relação ao Campo Magnético (Observação) . . . . .      | 11       |
| 2.1.4 Resultados Gerais das Observações . . . . .                     | 13       |
| 2.2 A Formação Estelar . . . . .                                      | 13       |
| 2.2.1 Condições Iniciais . . . . .                                    | 13       |
| 2.2.2 A Evolução do Colapso . . . . .                                 | 15       |
| 2.2.3 O Problema do Fluxo Magnético e do Momento Angular . . . . .    | 18       |
| 2.2.4 Análise Temporal na Formação Estelar . . . . .                  | 19       |
| 2.2.5 Mecanismos de Indução Externa de Formação Estelar . . . . .     | 21       |
| 2.2.6 O Problema Topológico do Campo Magnético . . . . .              | 24       |
| 2.2.7 Problemas Ainda a Serem Resolvidos . . . . .                    | 24       |
| 2.3 Nossa Simulação . . . . .   | 26       |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>3</b> | <b>O PROBLEMA</b>   | <b>29</b> |
| 3.1      | A Colisão Nuvem-Nuvem . . . . .   | 29        |
| 3.1.1    | Simplificações Efetuadas . . . . .  | 30        |
| 3.1.2    | As Configurações Simuladas . . . . .  | 30        |
| 3.1.3    | Observações sobre os casos mostrados nas imagens da página anterior : . . . . . | 33        |
| 3.1.4    | Objetivos Possíveis . . . . .   | 35        |
| 3.2      | Dados Observacionais . . . . .  | 36        |
| 3.2.1    | A Formação Seqüencial . . . . .   | 36        |
| 3.2.2    | Colisões Nuvem-Nuvem Gerando Estrelas OB . . . . .                              | 38        |
| 3.2.3    | Dados Observacionais Gerais . . . . .   | 40        |
| 3.3      | Abordagens Numéricas . . . . .  | 43        |
| <b>4</b> | <b>O CÓDIGO NUMÉRICO ZEUS-3D</b>  | <b>50</b> |
| 4.1      | Síntese do Código . . . . .   | 50        |
| 4.2      | Aspectos Gerais e Computacionais . . . . .                                      | 52        |
| 4.2.1    | As Equações . . . . .   | 53        |
| 4.2.2    | O Formalismo Covariante . . . . .   | 57        |
| 4.2.3    | A Matriz de Diferenças Finitas . . . . .  | 59        |
| 4.2.4    | Condições de Borda . . . . .  | 60        |
| 4.2.5    | A Estruturação Básica . . . . .   | 61        |
| 4.3      | Vantagens e Desvantagens do ZEUS-3D . . . . .                                   | 63        |
| <b>5</b> | <b>A SIMULAÇÃO</b>  | <b>66</b> |
| 5.1      | A subrotina Newcloud . . . . .  | 66        |
| 5.2      | A Subrotina Cloudump . . . . .  | 68        |
| 5.2.1    | As Equações Utilizadas . . . . .  | 69        |
| 5.2.2    | A Varredura Geral . . . . .   | 72        |
| 5.2.3    | Passos Computacionais . . . . .   | 76        |
| 5.3      | Vínculos Físicos . . . . .  | 77        |
| 5.3.1    | O Equilíbrio de Pressão . . . . .   | 77        |
| 5.3.2    | A Equipartição de Energia . . . . .   | 78        |
| 5.3.3    | A Escolha Ideal de Parâmetros . . . . .   | 79        |
| <b>6</b> | <b>RESULTADOS</b>   | <b>81</b> |
| 6.1      | Observações sobre os casos mostrados nas imagens da página anterior : . . . . . | 84        |
| 6.2      | NOVOS CASOS ESTUDADOS . . . . .   | 143       |
| 6.2.1    | Taxa de Formação Estelar . . . . .  | 194       |

|                                     |            |
|-------------------------------------|------------|
| <b>7 CONCLUSÕES</b>                 | <b>196</b> |
| <b>8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> | <b>199</b> |

# Resumo

Usamos um código numérico euleriano de diferenças finitas, chamado ZEUS 3D, para fazer simulações envolvendo a colisão entre duas nuvens moleculares magnetizadas, visando avaliar a taxa de formação estelar desencadeada pela colisão e analisar como essa taxa varia, dependendo das orientações relativas entre os campos magnéticos das nuvens antes do choque. O código ZEUS 3D não é um código de fácil tratamento. Tivemos de criar duas subrotinas, uma para estudar a colisão nuvem-nuvem e outra para a saída dos dados. O ZEUS é um código baseado em módulos. Seu funcionamento hierárquico é explicado, assim como o funcionamento de nossas subrotinas. Estudamos a colisão entre duas nuvens moleculares, empregando dois conjuntos diferentes de valores iniciais para densidade, temperatura e campo magnético das nuvens e do meio. Para cada conjunto desses valores, analisamos detalhadamente seis casos com diferentes direções e sentidos do campo magnético das nuvens em relação à direção do seu movimento. A análise desses doze casos nos permitiu comprovar previsões teórico-analíticas propostas na literatura e nos possibilitou a obtenção de vários resultados originais. Trabalhos anteriores indicaram que, se os campos magnéticos das nuvens antes da colisão forem ortogonais à direção do movimento, ocorre forte inibição da formação de estrelas durante um choque nuvem-nuvem, enquanto que se esses campos magnéticos forem paralelos ao movimento haverá indução da formação estelar. Nosso tratamento do problema comprovou numericamente essas previsões, permitindo inclusive quantificar as relativas eficiências de formação estelar em cada caso. E mais: propusemos e analisamos um caso intermediário, onde uma nuvem teria campo ortogonal ao movimento e a outra teria campo paralelo a este. Concluimos

que neste caso ocorre formação estelar com uma taxa também intermediária entre os dois casos extremos mencionados. Além disso, estudamos o caso onde os campos são ortogonais à direção do movimento mas, em vez de serem paralelos um ao outro, eles são anti-paralelos, o que tampouco havia sido feito na literatura, e obtivemos a correspondente variação da taxa de formação de estrelas devido a essa alteração de configuração. Nosso estudo permite extrair das simulações a taxa de formação estelar em cada caso, assim como a dependência temporal dessa taxa conforme cada uma das colisões estudadas evolui, o que fazemos em detalhe para um dos casos em particular. Os valores para a taxa de formação de estrelas que obtivemos está de acordo com aqueles esperados dos dados observacionais existentes até o presente momento.



# Abstract

We use a finite difference eulerian numerical code, called ZEUS 3D, to do simulations involving the collision between two magnetized molecular clouds, aiming to evaluate the rate of star formation triggered by the collision and to analyse how that rate varies depending on the relative orientations between the cloud magnetic fields before the shock. The ZEUS 3D code is not an easy code to handle. We had to create two subroutines, one to study the cloud-cloud collision and the other for the data output. ZEUS is a modular code. Its hierarchical way of working is explained as well as the way our subroutines work. We adopt two sets of different initial values for density, temperature and magnetic field of the clouds and of the external medium in order to study the collision between two molecular clouds. For each set, we analyse in detail six cases with different directions and orientations of the cloud magnetic field relative to direction of motion of the clouds. The analysis of these twelve cases allowed us to confirm analytical-theoretical proposals found in the literature, and to obtain several original results. Previous works indicate that, if the cloud magnetic fields before the collision are orthogonal to the direction of motion, then a strong inhibition of star formation will occur during a cloud-cloud shock, whereas if those magnetic fields are parallel to the direction of motion, star formation will be stimulated. Our treatment of the problem confirmed numerically those results, and further allowed us to quantify the relative star forming efficiencies in each case. Moreover, we propose and analyse an intermediate case where the field of one of the clouds is orthogonal to the motion and the field of the other one is parallel to the motion. We conclude that, in this case, the rate at which the star formation occurs has a value also intermediate between the

two extreme cases we mentioned above. Besides that we study the case in which the fields are orthogonal to the direction of the motion but, instead of being parallel to each other, they are anti-parallel, and we obtained for this case the corresponding variation of the star formation rate due to this alteration of the field configuration. This last case has not been studied in the literature before. Our study allows us to obtain, from the simulations, the rate of star formation in each case, as well as the temporal dependence of that rate as each collision evolves, what we do in detail for one of the cases in particular. The values we obtain for the rate of star formation are in accordance with those expected from the presently existing observational data.

# Agradecimentos

Em primeiro lugar, desejo agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Luiz Carlos Jafelice, pela imensa ajuda e pela presença constante. Sua participação durante o longo processo de preparação deste trabalho foi constante e muito valiosa, não só como orientador, mas também como um amigo, que nunca negou seu tempo, mesmo quando não dispunha deste último, e sempre se esmerou ao máximo para que nosso trabalho fosse fechado com chave de ouro.

Agradeço profundamente ao Prof. Dr. Joel C. Carvalho, pela inestimável ajuda concernente à compreensão do código ZEUS 3D, pela preciosa colaboração nos aprimoramentos de nossa subrotina NewCloud, e pelas sugestões quanto ao tratamento do problema por nós analisado.

Devo muito ao Adriano H. Cerqueira e à sua esposa, Maria Jaqueline, não apenas pelas discussões sobre o tratamento numérico do problema e mesmo do código ZEUS 3D, mas sobretudo pelo apoio que me prestaram, acolhendo-me em S.P., durante minhas pesquisas no IAG/USP.

Ao Annibal Hetem Jr. meu muito obrigado, pela grande ajuda durante minha estada em S.P., especialmente pela presteza com que me recebeu e pelas discussões sobre as simulações realizadas, que nos ajudaram bastante.

Agradeço ao Eraldo P. Marinho, pelas importantes conversas iniciais sobre o tratamento numérico e o problema físico a ser abordado.

Ao Depto. de Astronomia do IAG/USP, pela hospitalidade e facilidade de recursos colocados à minha disposição, durante o período em que lá estive.

Meu muito obrigado a Nelson e Márcia Cangelar, pelo carinho, pela hospedagem e o apoio total oferecidos durante minhas idas ao IAG (São Paulo, SP).

À minha grande família do Rio de Janeiro (RJ), pela acolhida e ajuda (como computadores e o transporte oferecidos) durante meu trabalho por lá. Obrigado aos tios Roberto e Lúcia Célia, ao vô Roberto e aos tios Juvenal e Nídia Villela. É muita

gente querida a quem devo gratidão, como o Beto, o Digo, a Karin e o Rafael, o Paolo ...

Aos meus pais, Lucio e Vanete de S. Almeida, eu devo a minha vida (literalmente); e à minha irmã, Vívian. Sempre presentes, não teria chegado até aqui sem o apoio irrestrito da parte deles.

Ao CNPq, agradeço ao apoio financeiro durante o primeiro ano, e agradeço à CAPES pelo apoio financeiro do segundo, e último, ano desse mestrado.

Devo muito ao PRONEX/FINEP, pelo auxílio financeiro que possibilitou, entre outros recursos, a aquisição da estação de trabalho sem a qual esta tese não teria sido concretizada.

Ao DFTE, ao PPGF e ao Grupo de Astrofísica e Cosmologia, todos vinculados à UFRN, pelos seminários, discussões, e auxílios prestados durante minha pós-graduação.

Natal, Rio Grande do Norte  
Dezembro 7, 1999

Lucio Marassi

# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

### 1.1 Comentários Gerais

Nosso trabalho consiste em simular, através de um código numérico euleriano de diferenças finitas, a colisão de nuvens moleculares formadoras de estrelas no meio interestelar. Partindo de dados observacionais sobre as zonas de interesse, procuramos realizar a simulação do evento em foco, e a partir das condições iniciais, condicionadas pelos dados observacionais, retirar uma evolução do processo, gerando com isso uma análise minuciosa sobre o mesmo. Essa prática permitirá corroborar ou não as teorias apresentadas até o momento sobre fenômenos associados a esse tipo de colisão.

Realizamos um exaustivo estudo do código, denominado ZEUS. Seu funcionamento e estruturação foram bem explorados e, visando testar a validade física intrínseca dos resultados obtidos, empreendemos diversos testes preliminares para comprovar a eficácia do código, quando aplicado ao problema magneto-hidrodinâmico (MHD) que queremos estudar. Os testes foram feitos antes e depois de criarmos nossa subrotina. Quando da criação da subrotina que controlaria o problema a ser simulado, os testes se tornaram mais específicos ao problema em si. Se essa tese está sendo lida agora é porque concluímos que os testes do código, empreendidos exaustivamente, foram

aceitáveis, garantindo a confiabilidade necessária à simulação.

Como já foi mencionado, criamos uma subrotina própria para o problema que desejávamos abordar, uma vez que não existia à disposição nada que sequer se aproximasse dos nossos objetivos. Acrescentamos nossa subrotina ao corpo do ZEUS, como um módulo à parte. Uma subrotina de saída foi igualmente desenvolvida, para realizar os cálculos devidos, e para retirar, durante uma varredura pela grade computacional, todos os parâmetros de que necessitávamos, alocando-os em forma de tabela (o que garante facilidade nas representações gráficas, em diversos programas gráficos independentes).

Nosso problema consiste em estudar a evolução do choque entre duas nuvens moleculares formadoras de estrelas. A partir dessa evolução analisamos a formação estelar desencadeada pelo processo. Com o intuito de tornar as simulações mais realistas, e também pela atual comprovação de que o campo magnético representa importantíssimo fator na evolução das nuvens, utilizaremos campos magnéticos intrínsecos a cada nuvem, além do campo de fundo do meio. Modificando as orientações dos campos das nuvens entre si, e mesmo no meio, analisaremos no que isso interfere na evolução do choque e na formação estelar. A topologia do campo durante a colisão, os efeitos que as condensações ( “clumps” ) geradoras de estrelas provocam no campo externo local, a flutuação de densidades no processo, a taxa de formação estelar, e muitos outros parâmetros poderão ser inferidos através de nossas simulações. Uma comparação cuidadosa dos efeitos simulados com abordagens teóricas e observacionais existentes, até o momento, sobre as nuvens moleculares, é feita em cada caso rodado, garantindo sempre o respeito à física esperada, e dando importantes contribuições à compreensão dos fenômenos.

As simulações foram realizadas todas em três dimensões, pois entendemos que a análise bidimensional não é completa o suficiente para explicar as complicadas interações que a colisão proporcionará. Além disso, como veremos no capítulo 2, somente uma interação tridimensional fornecerá condições ideais, para que as condensações se tornem efetivamente supercríticas magneticamente, provocando então o desejado colapso gravitacional.

Por fim, podemos destacar que os principais objetivos deste trabalho são a familiarização com o programa de simulação numérica ZEUS 3D, e sua aplicação no estudo da formação de estrelas, desencadeada pela colisão entre nuvens moleculares magnetizadas.

## 1.2 Os Capítulos

O primeiro capítulo consiste na introdução ao problema a ser tratado. Descrevemos a estruturação básica da tese, dando uma síntese do que trata cada capítulo.

O segundo capítulo versa sobre a relação das nuvens moleculares com o campo magnético, e sobre a formação estelar dentro desse mesmo contexto. Grande ênfase é dada ao campo magnético, pois hoje ele é reconhecidamente um fator importantíssimo na evolução das nuvens moleculares. Nossa simulação pode abranger uma vasta gama de processos, fornecendo importantes análises da evolução destes. A parte final aborda algumas simplificações inevitáveis que tivemos de adotar em nossa simulação, mas plenamente justificáveis à luz da física envolvida, conforme é descrito nas seções anteriores desse mesmo capítulo.

O terceiro capítulo mostra com mais detalhes o problema a ser abordado, dando

contudo mais ênfase nas simulações feitas sobre nuvens moleculares e em dados observacionais a elas relativas. Com isso teremos uma chance de comentar o que tem sido feito, em termos de simulação, em áreas afins; e poderemos observar os dados observacionais que utilizaremos como base, para definirmos então as melhores condições iniciais de nossa simulação.

O quarto capítulo trata do código ZEUS. O código é explicado em detalhes. Sua estruturação, as equações que utiliza e suas vantagens e desvantagens sobre os demais códigos que trabalham com a MHD também são discutidas.

O quinto capítulo aborda a simulação, enfocando seu cerne. A subrotina que criamos para estudarmos o problema, chamada Newcloud, é exposta, e suas grandes vantagens (não só na confecção do presente trabalho, mas também no que concerne a trabalhos futuros), são descritas com detalhes. A subrotina de saída, Cloudump, também é descrita, mostrando como é o processo de varredura na grade computacional, quais equações utilizamos, que contas são feitas durante a evolução temporal e, por fim, quais os parâmetros de saída que obtemos em cada iteração.

O sexto capítulo mostra os principais resultados de nosso trabalho. As figuras são expostas, fazendo-se prontamente a análise dos gráficos, tentando, sempre que possível, comentá-los à luz dos conhecimentos teóricos e observacionais, expostos no segundo capítulo.

O sétimo capítulo faz uma sinopse de todos os resultados encontrados e de todos os objetivos alcançados, bem como dos problemas em aberto ainda existentes. As conclusões finais fecham a tese.

O oitavo capítulo contém as referências bibliográficas.



## Capítulo 2

# A FORMAÇÃO ESTELAR, AS NUVENS MOLECULARES E NOSSO TRATAMENTO

Neste capítulo abordaremos a física da formação estelar, relacionando sua dinâmica com a evolução das nuvens moleculares. Observações mais recentes mostraram que o campo magnético, nas regiões de formação estelar, é muito mais forte do que teoricamente era esperado (Heiles et al. 1993). Desse modo o campo magnético é de extrema importância no processo.

### 2.1 O Campo Magnético em Nuvens Moleculares

Devemos primeiro fazer uma observação sobre a notação adotada : escrevemos  $\vec{B}$  para o campo magnético completo (direção e magnitude),  $\hat{B}$  apenas para a direção, e  $B$  apenas para a magnitude. Os subscritos  $||$  e  $\perp$  descrevem as componentes paralela à linha de visada e no plano do céu, respectivamente.

O meio interestelar e, em particular, as nuvens moleculares estão permeados por campos magnéticos. As principais técnicas para detecção do campo magnético existente nesses meios envolvem os fenômenos da polarização e do efeito Zeeman. A

polarização linear da luz das estrelas tem sido observada na região óptica, devido à extinção causada por grãos de poeira interestelar, e, mais recentemente, na região do infravermelho e mesmo na radiação térmica emitida pelos grãos. O efeito Zeeman produz polarização circular e, embora seja conhecido há bastante tempo, apenas recentemente foi possível detectá-lo em regiões densas, através da emissão rádio de masers OH ali presentes (Heiles et al. 1993). Além destas técnicas, há outras indicações indiretas sobre os campos magnéticos em nuvens moleculares. Destas indicações se destacam a distribuição angular de masers  $\text{H}_2\text{O}$ , observados na parte posterior de choques em regiões de formação estelar, a rotação Faraday e a difusão ambipolar, a qual comentaremos mais adiante (Heiles et. al 1993).

### 2.1.1 O Teorema do Virial e a Massa das Nuvens Moleculares

O Teorema do Virial foi formulado a partir do estudo da estabilidade dinâmica de uma nuvem molecular. Da combinação das equações de conservação do momentum e da massa, multiplicadas escalarmente pelo vetor posição  $\vec{r}$  e integradas sobre o volume  $V$  da nuvem [suposta ter contornos (i.e., uma superfície fechada  $S$ ) bem definidos], obtém-se o teorema do Virial, que envolve as várias formas de energia que contribuem para definir o equilíbrio da nuvem. Em particular, o teorema do virial pode ser aplicado na descrição dos efeitos do campo magnético, na estrutura e na evolução das nuvens moleculares.

Se temos uma nuvem esférica com densidade uniforme e massa  $M$ , poderemos escrever o teorema do virial, usado em muitos tratamentos observacionais, da seguinte forma (e.g., McKee et al., 1993):

$$|W| + 3P_0V = 2\Upsilon + \mathcal{M} \quad (2.1)$$

onde  $W$  é a energia potencial gravitacional ( $\frac{-3GM^2}{5R}$ ) para uma nuvem esférica;  $3P_0V$  é o termo de pressão externa ( $P_0$  inclui tanto a pressão térmica quanto a de turbulência);  $\Upsilon$  é a energia cinética total; e  $\mathcal{M}$  é a energia magnética total da nuvem:

$$\mathcal{M} = \frac{1}{8\pi} \int_V (B^2 - B_0^2) dV \quad (2.2)$$

onde  $B$  representa o campo da nuvem e  $B_0$  o campo magnético do meio ambiente.

Rawlings (1996) resume bem o raciocínio básico por trás do estudo da fase inicial de colapso de uma certa massa de nuvem molecular, para formação de estrelas : “A dinâmica do colapso da nuvem e formação estelar são controlados pelo balanço entre forças gravitacionais e as pressões internas que resistem ao colapso. Estas pressões podem ser térmicas (cinéticas) e/ou não-térmicas (turbulentas ou magnéticas). É sempre conveniente pensar em termos de “massas críticas”: Se uma nuvem tem uma massa que é maior do que um certo valor crítico então a pressão interna não pode contrabalancear a contração gravitacional, e o colapso se seguirá ” (Rawlings 1996). Tendo  $M_{cl}$  como a massa da nuvem,  $M_T$  como a massa crítica em nuvens somente suportadas termicamente e  $M_B$  como a massa crítica em nuvens suportadas magneticamente, teremos as seguintes classificações da estabilidade do equilíbrio dessa nuvem (Rawlings 1996):

- a)  $M_{cl} > M_T$  ,  $M_{cl} > M_B \Rightarrow$  A nuvem é supercrítica termicamente e magneticamente e irá sofrer contração em uma escala temporal muito próxima ao colapso de queda livre ( $t \sim 10^6$  anos).

- b)  $M_{cl} > M_T$  ,  $M_{cl} < M_B \Rightarrow$  A nuvem é termicamente supercrítica, mas é suportada contra o colapso por forças magnéticas. Se o “congelamento” das partículas da nuvem às linhas do campo magnético for bastante eficiente, o colapso não será possível. Na realidade, como temos partículas neutras na nuvem, temos o efeito da difusão ambipolar (vide comentários abaixo). Esse efeito permitirá a ocorrência do colapso, mas em uma escala de tempo muito maior ( $t \sim 10^7$  anos).
- c)  $M_{cl} < M_T$  ,  $M_{cl} < M_B \Rightarrow$  A nuvem é térmica e magneticamente subcrítica e é por isso estável, não possibilitando a ocorrência do colapso.

No plasma interestelar existem partículas neutras e carregadas. As carregadas interagem forte e diretamente com o campo magnético local, enquanto que as neutras não. Quando as nuvens se contraem, as partículas neutras “caem” sob a ação gravitacional sem obstrução direta do campo magnético que as permeia, ao passo que a “queda” das partículas carregadas é impedida de ocorrer livremente, pois estas estão “presas” ao campo magnético (i.e., condicionadas a espiralar em torno das linhas de campo). Diz-se que o plasma (i.e., a parte eletricamente carregada do plasma) está “congelado” ao campo magnético. A esse movimento relativo decorrente entre partículas neutras e carregadas dá-se o nome de difusão ambipolar.

A distinção entre magneticamente subcrítica e supercrítica tem sido usada para explicar a eficiência da formação estelar. Estrelas de baixa massa são relacionadas à áreas de baixa eficiência, enquanto que estrelas de grande massa relacionam-se à regiões de alta eficiência de formação estelar. Mais geralmente, a massa crítica é descrita por  $M_{cr}$ , que é aproximadamente igual a  $M_T + M_B$ , e inclui os efeitos da pressão do gás e da pressão magnética contra o colapso gravitacional da nuvem

(Heiles et al. 1993; McKee et al. 1993).

Um outro importante dado previsto teoricamente, é o fato das nuvens moleculares terem sua massa  $M_{cl} \sim (1 - 2)M_T$  (isso coloca a nuvem com uma massa próxima ao valor de  $M_T$ , ou mesmo próximo à massa crítica, se  $M_T \simeq M_B$ ). As massas das nuvens são freqüentemente estimadas através do teorema do virial, uma vez que observações diretas da massa são atualmente bastante imprecisas (McKee et al. 1993). As nuvens moleculares são observadas como tendo muito mais pressão que o meio ambiente, e isso somente é possível para nuvens próximas à massa crítica (o mesmo resultado ocorre em nuvens magnetizadas); então, as nuvens moleculares observadas são quase críticas. Como as NMGs (Nuvens Moleculares Gigantes) não são muito achatadas, a pressão interna do gás é muito importante no suporte contra o colapso gravitacional; temos então o caso já previsto no início desse parágrafo, pois nesse caso  $M_T \geq M_B$ , e teremos  $M_{cl} \simeq M_{cr} \simeq M_T + M_B \geq 2M_B$  (McKee et al. 1993). NMGs são magneticamente supercríticas. Como não esperamos teórica nem observacionalmente que  $M_{cl}$  seja muito maior que  $M_B$ , podemos afirmar com relativa segurança que  $M_{cl} \simeq 2M_B$  (como  $M_{cl} \simeq M_{cr}$ , conseqüentemente  $M_B \simeq M_T$ ) (McKee et al. 1993).

As condensações dentro das NMGs não possuem muito mais pressão que o meio que as rodeia, por isso não têm massa necessariamente perto da crítica, como as NMGs. Observações em condensações de baixa massa mostraram que estas são realmente subcríticas. “Por outro lado, condensações mais massivas das NMGs ( $M \geq 10^2 - 10^3 M_\odot$ , dependendo da NMG), as quais possuem uma fração significativa da massa da nuvem, são magneticamente supercríticas e estão em equilíbrio gravitacional do virial ” (McKee et al. 1993).

O teorema do virial permite que descrevamos o equilíbrio e conseqüentemente a

evolução da nuvem em termos gerais, a partir dos dados observacionais, sem precisarmos nos deter nos detalhes da estrutura interna dessas nuvens. O grande problema é justamente a base dos dados observacionais, que é muito frágil, apresentando enormes incertezas nos termos do virial.

### **2.1.2 Nuvem em Relação ao Campo Magnético (Modelo Teórico Padrão)**

O modelo teórico padrão, sempre idealizado para o estudo das nuvens magnetizadas, é o de um esferóide oblato, sem rotação, com seu eixo menor paralelo ao campo magnético. A estrutura geral do campo se assemelharia a uma ampulheta, onde a constrição seria na nuvem, e o campo ficaria uniforme a longa distância desta, na direção dos pólos da “ampulheta” (McKee et al. 1993).

Nuvens grandes, como já foi mencionado, são magneticamente supercríticas, e a turbulência é essencial para seu suporte. Um dos problemas atualmente em discussão, é o papel do campo magnético na dissipação dos movimentos internos da nuvem. Os campos magnéticos observados em nuvens são fortes o suficiente para podermos comparar a velocidade de Alfvén às velocidades de dispersão observadas. O mecanismo pelo qual as velocidades aleatórias internas se mantêm durante vários tempos de queda livre é um mistério, e o ponto aqui é: o campo magnético em larga escala aumenta ou reduz essa dissipação? Cálculos feitos, tanto considerando a energia interna dos movimentos da nuvem como ondas Alfvén, quanto considerando colisões remotas da nuvem (onde a interação das nuvens se dá sem contato direto, apenas pelos efeitos dos campos magnéticos mútuos), mostram que nesses dois processos a dissipação aumenta. De qualquer modo, as condições onde o campo aumenta ou diminui a dissipação ainda não estão claros (McKee et al. 1993). Em princípio nossa

subrotina Newcloud poderia ser usada, em um futuro próximo, para gerar resultados que contribuam para solucionar mais esse processo. Nosso interesse imediato consiste em colisões com contato direto (i.e., com parâmetro de impacto zero ou próximo de zero), mas o caminho será virtualmente parecido, apenas enfocando parâmetros diferentes, se quisermos simular um choque remoto.

A existência dessas ondas Alfvén em condensações não são suficientes, porém, para suportá-las contra o colapso gravitacional. Contudo, as condensações serão suportadas se sua massa for  $M \ll M_B$ , para uma condensação típica (por exemplo:  $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 \text{ K}$ ). Temos de tomar certo cuidado nessas pequenas escalas, pois “se a turbulência for a fonte primária de suporte contra o colapso gravitacional, o critério de Jeans pode ser modificado substancialmente” (McKee et al. 1993). Se essa predominância na turbulência se verificar, isso pode aumentar a desconfiança que já se tem de que pequenas escalas são menos estáveis que as grandes.

### 2.1.3 Nuvem em Relação ao Campo Magnético (Observação)

Primeiramente devemos notar que as características da nuvem não estão vinculadas diretamente ao campo magnético. Com isso chamamos a atenção para o fato de que uma nuvem, com partículas orientadas em uma direção preferencial do espaço, não é garantia de que o campo magnético esteja orientado nesta mesma direção.

Mapas de polarização de nuvens densas, próximas ao infravermelho, mostram que os campos magnéticos no interior destas não apresentam direções diferentes do campo do meio que as envolve (indicados pela polarização ótica). “Em Órion, as direções são similares. Na parte mais densa da nuvem molecular  $\rho$ -Ophiucus, (...) a polarização próxima ao infravermelho é similar em direção e dispersão à polarização ótica do meio circundante. A mesma situação existe em Taurus” (Heiles et al. 1993).

Os fatos atuais apontam para o quadro visto acima, onde o campo do meio teria a mesma orientação do campo no interior das nuvens moleculares. Chamamos a atenção, contudo, para a fragilidade estatística desses dados. Não se tem dados observacionais suficientes para sustentar a generalidade dessa afirmativa, e nos poucos dados disponíveis pela observação, já se encontra uma exceção: “no interior do glóbulo Bok 2, na nuvem do Saco de Carvão, no hemisfério sul, foi encontrada uma mudança definida no ângulo de posição da polarização no infravermelho ” (Heiles et al. 1993). Podemos considerar que, apesar do que foi discutido no parágrafo anterior, admitir campos das nuvens em direções diferentes dos campos do meio circundante não é um absurdo, sendo inclusive bastante provável sua ocorrência, principalmente em nuvens “dinâmicas”, vindas de outra região do espaço e que então “arrastam” consigo um campo magnético de diferente orientação do daquela região. Pouco se trabalhou nesta possibilidade até hoje, e ela é tão importante no estudo da dinâmica das nuvens, que em nossas simulações de choque entre nuvens moleculares exploramos as mudanças de orientação dos campos, não só entre as nuvens e o meio, mas também entre as próprias nuvens, e tiramos com isso preciosos dados da evolução desses processos.

As nuvens apresentam características morfológicas que não estão diretamente relacionadas aos campos magnéticos, como dissemos já no primeiro parágrafo, mas que apresentam uma certa ligação com eles, de qualquer modo: “muitas nuvens escuras são grandemente alongadas. Modelos teóricos predizem uma orientação dos eixos maiores tanto perpendicular como paralela às linhas de campo, conforme indicado pelas observações óticas do infravermelho, dependendo se a nuvem colapsou ou expandiu-se ao longo das linhas do campo” (Heiles et al. 1993). Contudo, em um estudo abrangendo muitas nuvens, constatou-se que nenhuma orientação predominante é observada.



### 2.1.4 Resultados Gerais das Observações

Até agora, podemos afirmar que temos um quadro bastante completo do campo magnético em Órion, e temos também um bom quadro da L204, situada na MG91. Nas regiões estudadas as densidades variam entre  $10 \text{ cm}^{-3}$  e  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  e as intensidades dos campos magnéticos vão desde poucos  $\mu G$  até várias dezenas de  $mG$ . Os dados existentes permitem inferir a relação (Heiles et al. 1993):

$$B = An^k \quad (2.3)$$

onde  $k = 0,5$  e  $A \approx 1,5$  ( $B$  está em  $\mu G$  e  $n$  em  $\text{cm}^{-3}$ ). Com  $k = 0,5$ ,  $A$  nos dá uma velocidade de Alfvén “típica” (2,1 km/s).

## 2.2 A Formação Estelar

### 2.2.1 Condições Iniciais

O valor absoluto da energia gravitacional deve exceder o das energias térmica, rotacional, magnética e de turbulência, se quisermos ter a condição inicial mínima para a ocorrência da formação estelar. Esses pré-requisitos definem a massa de gás que será gravitacionalmente ligada. A chamada massa de Jeans é a massa mínima que uma nuvem deve possuir para conseguir ser instável gravitacionalmente (Bodenheimer 1992). Considerando apenas os efeitos térmicos, teremos para a massa de Jeans térmica (Lang 1978):

$$M_J = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{\frac{5}{2}} \cdot 5^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{K \cdot T_{cl}}{G}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot n_{cl}^{-\frac{1}{2}} \cdot (2m_H)^{-2} g \quad (2.4)$$

onde  $K$  é a constante de Boltzmann,  $T_{cl}$  é a temperatura da nuvem,  $G$  é a constante gravitacional,  $n_{cl}$  é a densidade numérica da nuvem, e  $m_H$  é a massa de hidrogênio, em gramas (multiplicada pelo fator 2, pois estamos tratando da nuvem de hidrogênio molecular).

Se considerarmos os efeitos magnéticos, temos que utilizar a massa de Jeans magnética (Bodenheimer 1992) :

$$M_B = \frac{B^3}{(3,6G)^{\frac{3}{2}} \cdot (\frac{4}{3}\pi\rho)^2} \quad (2.5)$$

onde  $B$  é o campo magnético, e  $\rho$  é a densidade, sendo

$$\rho = 2m_H \cdot n_{cl} \quad (2.6)$$

“Sob condições interestelares típicas, com  $T \approx 100K$ ,  $n \approx 10 \text{ cm}^{-3}$  e  $B \approx 3 \cdot 10^{-6}$  gauss, a massa térmica de Jeans é  $10^4 M_\odot$ . Contudo, a massa de Jeans magnética é ainda mais restritiva, tendo um valor em torno de  $2 \cdot 10^4 M_\odot$ . Assim nós devemos olhar para regiões no espaço interestelar que são mais densas e frias que a média, por exemplo, nas nuvens moleculares. As nuvens são em geral subdivididas em condensações, que são observadas em CO, cujas massas características  $10^3 - 10^4 M_\odot$ , raio de 2 – 5 pc, temperatura de 10 K, significa densidade numérica de  $H_2$  de  $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , e campo magnético de  $3 \cdot 10^{-5}$  gauss. A largura das linhas mostra velocidades supersônicas, indicando que algum outro mecanismo além da pressão térmica provê o suporte contra o colapso gravitacional. Tal mecanismo pode ser uma combinação dos efeitos turbulentos e magnéticos. A massa térmica de Jeans, sob essas condições, é de apenas  $10 M_\odot$ , enquanto que a massa de Jeans magnética é comparável à massa

da condensação, em torno de  $2 \cdot 10^3 M_{\odot}$ ” (Bodenheimer 1992).

Dentro das condensações estão os núcleos destas. Suas massas são em torno de  $1 M_{\odot}$ , o tamanho  $0,05 - 0,1$  pc, temperatura de 10 K, e densidade  $> 10^4 \text{cm}^{-3}$ . A massa térmica de Jeans cai, no núcleo, para um valor da ordem de  $1 M_{\odot}$ . As larguras de linha de amônia são aproximadamente térmicas, indicando que o suporte magnético e de turbulência não são mais importantes. O campo magnético está agora bem pouco acoplado às partículas. Há indícios de que essas regiões do núcleo representam as condições iniciais para a formação de estrelas de baixa massa (Bodenheimer 1992).

### 2.2.2 A Evolução do Colapso

A formação estelar pode ser dividida em três fases, segundo Bodenheimer (1992):

- a) A primeira chama-se “formação estelar”, quando temos nuvens interestelares ou fragmentos de nuvens, que se resfriaram, mas não podem colapsar devido ao excesso de uma ou mais das energias térmica, magnética, rotacional e de turbulência em relação à energia gravitacional. Nessa fase, que dura cerca de  $10^7$  anos, ocorre a dissipação de grande parte dessa energia.
- b) A segunda fase chama-se “colapso proto-estelar”, e se inicia quando fragmentos de  $\sim 1 M_{\odot}$  tornam-se gravitacionalmente instáveis. O colapso começa. Essa fase dura de  $10^5 - 10^6$  anos.
- c) A terceira fase chama-se “contração pré-seqüência-principal”, e surge ao final do colapso instável, quando então a pressão do gás começa a contrabalançar a gravidade. A massa tem então propriedades de estrela, e ela inicia uma lenta contração próxima ao equilíbrio hidrostático. Para  $1 M_{\odot}$ , da contração até a

ocorrência das reações nucleares no interior, essa última fase dura cerca de  $4 \cdot 10^7$  anos.

É importante neste ponto deixar claro que, neste trabalho, estudamos as etapas da formação estelar que, segundo a divisão acima, poderiam ser classificadas como correspondentes à primeira fase e do início da passagem da primeira para a segunda fase, quando, devido à colisão entre as nuvens, a condição de instabilidade gravitacional é atingida em alguns fragmentos das nuvens.

Atualmente especula-se que as estrelas se formam de duas formas. Recentemente isso tem sido atribuído à grande influência do campo magnético nos núcleos das nuvens (Nakano 1998).

Os núcleos das nuvens são porções das nuvens moleculares cuja densidade é maior que a do meio onde se encontram, e eles apresentam velocidades de dispersão não-térmicas. Estrelas massivas se formariam, pela contração dinâmica, em núcleos magneticamente supercríticos, onde o fluxo magnético é menor que o fluxo magnético crítico. Já estrelas de baixa massa se formariam em núcleos magneticamente subcríticos, onde o fluxo magnético será maior que o crítico; eles se contraem por difusão ambipolar no início, e mudam para a contração dinâmica após ele se tornar magneticamente supercrítico (Nakano 1998).

Em resumo, como já vimos: nuvens magneticamente subcríticas ( $M_{cl} < M_B$ ) não irão colapsar gravitacionalmente, ao passo que nuvens magneticamente supercríticas ( $M_{cl} > M_B$ ) não serão contidas pelo campo magnético, e irão colapsar; nuvens subcríticas são associadas à formação de estrelas de baixa massa, que ocorre com baixa eficiência; e nuvens supercríticas, no entanto, formam geralmente estrelas de massas altas, com grande eficiência. Podemos, claro, refinar esse quadro (McKee et

al. 1993).

Condensações magneticamente subcríticas típicas (e.g.,  $B \sim 30\mu G$ ,  $n \sim 10^3 cm^{-3}$ ) evoluem através da difusão ambipolar até seus núcleos se tornarem magneticamente supercríticos; o colapso subsequente ocorrerá no núcleo e arredores. Como tal núcleo possui momento angular, ele forma um disco no colapso, ao mesmo tempo que a estrela se forma. Se supusermos que a condensação inicialmente não está girando, devido à grande eficiência da quebra das linhas de campo magnético, ela irá evoluir através da difusão ambipolar, aumentando sua densidade, até assumir uma configuração de pressão estável (se  $M < M_T$ ), ou então começar um colapso supercrítico, que levará à formação da estrela. A formação estelar subcrítica é tida como o modo dominante de formação estelar na galáxia (McKee et al. 1993).

Condensações magneticamente supercríticas, no entanto, colapsam de forma diferente. A condensação primeiro colapsa em uma camada (uma “panqueca”) e então se fragmenta. Ou seja, a formação do disco precede a formação da estrela, nesse caso. A formação de um anel de estrelas massivas em W49A é um exemplo de formação estelar supercrítica em grande escala (McKee et al. 1993).

Pode-se ter a formação de uma estrela simples, eventualmente com um sistema planetário a partir da massa do disco, como nos casos acima; mas pode-se igualmente ter a formação de muitas estrelas em uma região (Bodenheimer 1992). Na verdade, a maioria das estrelas jovens observadas são membros de sistemas estelares binários ou múltiplos (e.g., Hartmann 1998, p.4, e referências ali citadas). Nossas simulações apontam também nessa direção, uma vez que as células onde a condição de Jeans magnética é atingida contêm várias massas estelares (até umas dezenas de  $M_\odot$ ) que, no subsequente processo de fragmentação e colapso, poderão naturalmente

gerar sistemas estelares múltiplos.

### 2.2.3 O Problema do Fluxo Magnético e do Momento Angular

O campo magnético tem imensa importância em dois problemas clássicos concernentes à formação estelar: O problema do fluxo magnético e o problema do momento angular (McKee et al. 1993).

As nuvens moleculares e seus núcleos têm muito mais momento angular do que as estrelas que se formam delas. O campo magnético é o mecanismo mais aceitável para transportar momento angular para fora dos núcleos densos das nuvens moleculares. Processos como quebra das linhas do campo magnético, perda de momento angular em ventos estelares, formação dos discos e fragmentação em sistemas binários ainda estão sendo analisados para compor uma solução aceitável para esse problema.

O fluxo magnético deveria ser conservado na formação estelar, mas o que realmente observamos é uma perda desse fluxo no processo (por exemplo, para uma condensação de nuvem molecular de 1 pc de raio, o fluxo  $BR^2 \approx 3 \cdot 10^{32}$  gauss $\cdot$ cm $^2$ , enquanto que, para uma estrela de campo médio de 100 gauss, o fluxo magnético é de apenas  $10^{24}$  gauss $\cdot$ cm $^2$ ), e isso ainda está para ser explicado. Contudo, o “congelamento” das partículas ao campo se quebra durante as fases de formação estelar, e, como resultado, a difusão do gás relativa ao campo (leia-se “difusão ambipolar”) resulta na perda de fluxo magnético e isso alivia de certa forma o problema (Bodenheimer 1992).

Se as nuvens não são massivas o suficiente para colapsarem com o campo magnético, então a formação estelar só ocorrerá se o fluxo magnético for reduzido; e isso se dá através principalmente da difusão ambipolar (Bodenheimer 1992; vide também seção “análise temporal”), embora o processo de reconexão magnética também possa ser

importante nesse sentido. Na verdade, a reconexão magnética é um mecanismo que deve desempenhar um papel fundamental no processo de formação de estrelas, mas cujo estudo ainda não está sendo feito a contento (McKee et al. 1993).

Quando a estrela se forma, virtualmente todo o fluxo magnético da nuvem molecular inicial se perde, por isso a energia magnética após a formação estelar é desprezível. A difusão ambipolar e a reconexão magnética são considerados os dois processos principais responsáveis por essa perda de fluxo. Determinar quando essa perda ocorre, ou seja, em que fase da formação estelar ela se dá, será crucial para respondermos ao problema da perda do momento angular, uma vez que ela determinará a eficiência na qual o campo pode remover momento angular (da nuvem em contração) através da quebra das linhas de campo magnético. Modelos teóricos de colapso em três dimensões mostraram que o problema do fluxo magnético deve ser resolvido em altas densidades ( $\geq 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) (McKee et al. 1993).

#### **2.2.4 Análise Temporal na Formação Estelar**

O tempo de vida dos núcleos das nuvens é aproximadamente igual ao tempo de dissipação da turbulência, que é muitas vezes o tempo de queda livre dos núcleos. Análises estatísticas, na nuvem molecular de Touro, estimam esse tempo de vida em  $2 \cdot 10^5$  anos (que é realmente várias vezes o tempo de queda livre, que é da ordem de  $8 \cdot 10^4$  anos para um núcleo de densidade média  $n_{H_2} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) (Nakano 1998).

O tempo de vida de uma nuvem molecular, que contém muitos núcleos, deve ser muito maior que o desses mesmos núcleos. Já foi verificado que a eficiência na formação estelar, em cada núcleo, é muito baixa; pois muito da matéria do núcleo é retirada pela saída de massa, impulsionada pelas estrelas formadas no núcleo e pelas regiões compactas HII desenvolvidas por elas. Essa matéria permanece na nuvem,

e excita a turbulência nesta. A turbulência prolongada gera a formação de novos núcleos, que mantém o processo de retro-alimentação da turbulência. É por esse motivo que o tempo de vida da nuvem é bem maior do que aquele para um único núcleo individual (Nakano 1998).

O tempo de formação estelar, para certas condições na Galáxia, em uma nuvem molecular com extinção visual média  $A_v$  é (McKee et al. 1993):

$$t_{g_*} \equiv \frac{M}{M_*} \simeq \frac{2 \cdot 10^7}{n_3^{\frac{1}{2}}} \exp\left(\frac{16}{A_v}\right), \text{ anos} \quad (2.7)$$

onde  $M_*$  é a taxa na qual a massa na nuvem é convertida em estrelas. Nuvens moleculares frias com  $A_v \sim 2$  devem ter menos formação estelar. Por outro lado, nuvens quentes com  $A_v \sim 5 - 7$  devem ter  $t_{g_*} \sim 3 \cdot 10^8$  anos (McKee et al. 1993).

A difusão ambipolar pode ser a solução para o problema do fluxo magnético, conforme já mencionado. O tempo estimado de difusão do campo, que é de  $10^7$  anos, é consistente com as idades das estrelas em condensações jovens (Bodenheimer 1992). E esse mesmo tempo se ajusta bem ao tempo estimado de formação estelar em nuvens quentes.

A quebra das linhas do campo magnético pode ser a solução para o problema do momento angular. Cálculos feitos para massas próximas da massa crítica mostram que o tempo de quebra do campo seria maior que o tempo de queda livre da nuvem, de 5-10 vezes. Contudo, simulações tridimensionais hidrodinâmicas, considerando uma nuvem com densidade de  $10 \text{ cm}^{-3}$ , raio de 20 pc, temperatura de 100 K, velocidade de rotação de  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$ , e um campo de  $3 \mu\text{G}$ , em um meio com densidade  $1 \text{ cm}^{-3}$ , acharam um tempo de queda livre de  $1,6 \cdot 10^7$  anos, e com o campo alinhado com o momento angular, quase todo o momento angular foi removido em  $10^7$  anos (ou



seja, menos que o tempo de queda livre). O tempo de quebra foi menor que o de queda livre nesse último caso, pois a massa da nuvem utilizada foi significativamente menor que a massa crítica (Bodenheimer 1992). A quebra do campo tende a produzir alinhamento do campo na direção do momento angular, e essa conclusão é respaldada pelas observações realizadas até agora.

### 2.2.5 Mecanismos de Indução Externa de Formação Estelar

A formação estelar pode, claro, ser induzida por um mecanismo externo à condensação, como os choques, tanto ocasionados por supernovas quanto por colisões nuvem-nuvem, ventos, ondas espirais, entre outros (McKee et al. 1993; Elmegreen 1992).

Pode o campo magnético inibir esse processo de indução da formação estelar? Para condensações magneticamente subcríticas é demonstrado que sim. Mas para as supercríticas temos que as contrações tridimensionais levam ao colapso gravitacional; contudo se a compressão do choque é unidimensional, o colapso geralmente não ocorre (McKee et al. 1993). Contudo quem mais aprofundou o estudo de formação estelar induzida, Elmegreen (1992, e referências ali contidas), nos mostra um quadro muito claro sobre os vários casos esperados.

Elmegreen (1992) analisa em detalhe duas situações extremas: duas nuvens magnetizadas formadoras de estrelas colidem tendo, em um caso, seus campos magnéticos intrínsecos ( $B_{nuvem}$ ) paralelos à direção do movimento relativo e, em outro caso, seus campos magnéticos são ortogonais à direção do movimento. Ele analisa também tal colisão na ausência de campos magnéticos. Suas conclusões podem ser assim resumidas:

- a) A colisão intensifica o processo de colapso (o qual deve levar à formação estelar) significativamente quando  $B_{nuvem} = 0$ ;
- b) A colisão induz o colapso diretamente quando  $B_{nuvem} \neq 0$  e é paralelo à direção do movimento relativo (embora com eficiência menor que quando  $B_{nuvem} = 0$ );
- c) O colapso é induzido indiretamente quando  $B_{nuvem} \neq 0$  e é ortogonal à direção do movimento, porque a taxa de difusão magnética é intensificada, devido à compressão perpendicular à direção do campo; e
- d) O colapso é inibido na situação do caso anterior se a condutividade elétrica for suficientemente alta para que a difusão magnética seja desprezível.

Dos resultados acima podemos depreender uma certa ordenação na eficiência de formação estelar devido à colisão entre nuvens moleculares. De fato, desses estudos teóricos espera-se que a ordem de eficiência de formação estelar devido à colisão, indo do processo mais eficiente para o menos eficiente, seria colisão envolvendo, respectivamente, os casos a, b, c e d acima.

Neste trabalho analisamos numericamente, através do uso do código ZEUS 3D, ainda numa aproximação de MHD ideal, os casos b e d, e incluímos um caso intermediário, no qual uma das nuvens tem campo paralelo e a outra tem campo perpendicular à direção do movimento.

Pudemos comprovar de modo notável, através de nossas simulações, as previsões teórico-analíticas de Elmegreen (1992), com as vantagens de que pudemos ampliar as configurações de campo estudadas, explorar o espaço de parâmetros de modo mais variado, e inferir quantitativamente vários fatores, em particular as possíveis eficiências de formação estelar em cada situação.

Existem certos mecanismos teóricos que mostram as condições nas quais as estrelas se formariam, por indução. Um conhecido processo menciona frentes de choque ionizadas, formadas por estrelas massivas já formadas, que se arrastam na direção do campo magnético, até que, com o acúmulo das frentes, o meio se torna supercrítico, formando nova geração de estrelas massivas, e o processo prossegue, em uma relação de retro-alimentação. Esse processo tem base observacional confirmada em Órion, mas a sua aplicação em grande escala ainda está para ser confirmada. Outro processo menciona a interação entre regiões HII com nuvens moleculares gigantes, processo esse que geraria também diversas estrelas massivas, que se afastariam da nuvem, mas continuariam a ionizar o meio (garantindo a estabilidade da região HII), formando mais frentes de choque, que ao interagirem com a nuvem formariam mais estrelas, e a relação de retro-alimentação se perpetuaria também nesse mecanismo (Elmegreen e Lada 1977; Elmegreen 1992, e referências ali contidas). Os conhecidos choques, tanto ocasionados por supernovas quanto por colisões nuvem-nuvem, são contudo os mecanismos mais comuns de indução, gerando estrelas massivas nas condensações da nuvem, através desses processos externos de colisão (Scoville et al. 1986), como já foi mencionado anteriormente.

A compressão, por si só, não garante a aceleração da taxa de formação estelar (o tempo hidromagnético de expansão é mais curto que o tempo de contração gravitacional). A colisão (ou gerada por frentes de choque, ou entre frentes HII e nuvens, ou nuvem-nuvem), no entanto, aumenta dramaticamente a massa da região (o gás é dirigido ao longo do campo), e no caso particular das nuvens, ou no caso da formação de condensações no meio das frentes de choque, gera mais massa interna, protegida contra a radiação do meio, o que aumenta a taxa de difusão ambipolar, e isso fatalmente

aumentará a taxa de formação estelar (McKee et al. 1993).

### **2.2.6 O Problema Topológico do Campo Magnético**

Existe um último problema, que chamaremos de problema topológico do campo magnético. Como o campo magnético evolui à medida que a nuvem molecular se movimenta no meio interestelar e à medida que as condensações internas desta contraem-se para formar estrelas? Um tópico importante, também, consiste na determinação de quando é que o campo de uma condensação protoestelar desconecta-se do campo externo local da nuvem. Enfim, a topologia do campo da nuvem como um todo é também incerta (McKee et al., 1993). Nas nossas simulações, temos meios de tirar graficamente o campo magnético de uma fatia 2-D específica a partir da simulação tridimensional feita. A evolução temporal da topologia geral do campo, na nuvem, durante a colisão nuvem-nuvem, poderia ser obtida, em princípio, diretamente dos gráficos citados. Contudo, como nestes estudos nós ainda lidamos com a aproximação de MHD ideal, não é possível de fato acompanhar uma evolução real de tais campos, uma vez que esta certamente envolverá reconexão magnética em alguma (ou várias) etapa(s) do processo.

### **2.2.7 Problemas Ainda a Serem Resolvidos**

A evolução da formação estelar possui vários problemas ainda em aberto atualmente. Citaremos apenas aqueles mais relevantes e clássicos, retirados de Bodenheimer (1992):

Não sabemos ainda qual a taxa ou qual a eficiência que a formação estelar possui nas galáxias. Como eficiência entendemos a fração de massa da nuvem molecular transformada em estrelas (atualmente estipulada em menos de 5%).

Sob que condições um mecanismo disparador, como um choque externo ou uma colisão nuvem-nuvem, é necessário para desencadear a formação estelar? Isso é necessário apenas para gerar estrelas massivas, ou isso seria um mecanismo usado apenas indiretamente (ou seja, para que uma região da nuvem molecular fique em um estado tal, que permita gerar estrelas de forma gradual e espontânea)?

Estrelas de alta massa e de baixa massa se formam por processos diferentes? (Por “alta massa” entende-se estrelas com massas da ordem de  $10M_{\odot}$  ou mais, enquanto que considera-se de “baixa massa” estrelas com massas de cerca de  $1M_{\odot}$ ). Conforme discutimos na seção “A Evolução do Colapso”, uma proposta mostra que as estrelas de baixa massa se formariam por uma difusão gradual do campo magnético através do gás em regiões da nuvem controladas magneticamente, enquanto que as de alta massa se formariam onde a energia gravitacional supera a magnética, de modo a ocorrer colapso mesmo na presença do campo magnético.

Até hoje não se detectou efetivamente uma protoestrela. Uma protoestrela é uma estrela que já se formou, mas que não se encontra ainda em equilíbrio hidrostático. Observações de uma protoestrela são muito difíceis, pois a fase de colapso é muito curta ( $10^5$  anos) e as regiões de formação estelar são altamente obscurecidas pela poeira.

Os efeitos da rotação e do campo magnético na formação estelar não foram até hoje eficazmente abordados. Cálculos hidrodinâmicos e magneto-hidrodinâmicos, em duas e três dimensões, são necessários para acompanhar tais efeitos e suas evoluções temporais.

## 2.3 Nossa Simulação

Como será abordado no capítulo 4, sobre o código ZEUS, empregado em nossa simulação, nós supusemos que o campo magnético está “congelado” às partículas do meio, o que é uma boa aproximação para a etapa que estamos analisando do processo (McKee et al. 1993). Utilizamos as equações da MHD ideal, e portanto não podemos tratar o processo de reconexão magnética. É também considerada a abordagem de um fluido, onde todas as partículas do meio sofrem influência do campo magnético local (conseqüentemente o processo de difusão ambipolar não é, tampouco, tratado). Tudo isso consiste em idealizações plenamente justificáveis, para a etapa do processo, as escalas e o tipo de simulação que pretendemos realizar. A não ocorrência de difusão ambipolar é plenamente justificada, em uma primeira aproximação da análise de nosso problema, pelo fato de ser um processo que não afetará a evolução das ondas de choque que a colisão nuvem-nuvem fatalmente produzirá. E a reconexão magnética será desprezível, mesmo quando comparada à própria difusão ambipolar, pois para que a reconexão seja competitiva com a difusão ambipolar, a densidade deve ser muito alta, acima da ordem de  $10^{12} \text{cm}^{-3}$  (McKee et al. 1993), ou seja, diversas ordens de grandeza acima da maior densidade que esperamos, mesmo durante a compressão natural, originada pelo choque. No entanto, ressaltamos que a difusão ambipolar, e mesmo o processo de reconexão, não devem ser esquecidos ao estudarmos problemas onde os parâmetros utilizados sejam tais, que esses dois fenômenos já não possam mais ser ignorados (isso pode ocorrer em certas condensações de nuvens, onde o campo e a densidade são grandes demais, e o processo de reconexão, em particular, pode ocorrer a uma taxa elevada, modificando a topologia local, com várias implicações na redistribuição do momento angular da nuvem colapsante, como

já mencionamos, na dissipação da energia magnética e mesmo nas propriedades de transporte com conseqüências globais).

Nossas simulações ignoram o efeito da rotação das nuvens durante o choque. Essa simplificação encontra amparo nas observações realizadas sobre as nuvens, até o momento: “Não parece haver correlação entre a estrutura e a rotação, para os núcleos das nuvens. (...) Nuvens moleculares parecem exibir pouca rotação. Isso está de acordo com as previsões teóricas.” (Heiles et al. 1993). A rotação é, de fato, considerada um fenômeno de pouca importância para nuvens moleculares (McKee et al. 1993). Considerando, ainda, que o processo de choque entre duas nuvens moleculares leva um tempo bem menor que a evolução isolada de uma nuvem, em um processo normal de contração, concluímos que o período da já bem reduzida rotação da nuvem será grande, em relação ao tempo considerado de nosso choque. De fato, uma comparação de escalas de tempo envolvidas talvez justifique ainda mais porque a rotação pode ser desprezada sem maiores problemas em nossas simulações: se tivermos  $t_{rot} \sim \frac{\Delta\theta}{\Omega}$  e  $t_{col} \sim \frac{R_{nuvem}}{v_{col}}$ , onde  $\Omega$  é a velocidade angular da nuvem e  $\Delta\theta$  o ângulo varrido durante  $t_{rot}$ . Portanto, durante o tempo dinâmico da colisão ter-se-á:

$$\Delta\theta \sim \frac{R_{nuvem} \cdot \Omega}{v_{col}} \quad (2.8)$$

Em nosso caso,  $R_{nuvem} \simeq 20 \text{ pc}$ , e a velocidade relativa de colisão será  $v_{col} \simeq 32 \text{ km/s}$ . As velocidades angulares típicas para núcleos de nuvens moleculares são  $\Omega \sim 10^{-14} - 10^{-13} \text{ rad/s}$  (Hartmann 1998, p.18). Portanto, durante o tempo dinâmico da colisão, teremos  $\Delta\theta \sim 0,1875 \text{ rad} \sim 10,74^\circ$ , e portanto desprezível em primeira aproximação.

Não consideramos gravidade em nossa simulação. Consideramos que o intervalo

de tempo do choque é pequeno o suficiente, em relação ao tempo de queda livre. O emprego de campos magnéticos em nossa simulação garante um tempo de queda gravitacional muito maior, devido aos efeitos da tensão magnética sobre as partículas da nuvem.

A aproximação das nuvens esféricas e com campos magnéticos intrínsecos sem curvatura, no instante inicial das simulações, encontra amparo em diversos trabalhos numéricos sobre nuvens moleculares, entre eles o de Marinho et al. (1999) e Rawlings (1996), que apontam estas condições como simplificações aceitáveis, nos primeiros estágios da contração da nuvem molecular. Se ela é uma boa aproximação para esses estágios, ela é mais válida ainda se levarmos em conta que não estamos estudando a contração desta nuvem em si mesma, mas sim o choque desta com outra nuvem, ambas com as mesmas condições iniciais.

Uma vez efetuadas as simplificações acima simulamos a colisão nuvem-nuvem, levando em conta, conforme já mencionamos, diversas orientações relativas direntes do campo, tanto o campo do meio quanto o campo intrínseco de cada nuvem. Para cada variação na direção do campo magnético simulamos todo o processo da colisão, e a isso chamamos um “estudo de caso”, pois consideramos diversos casos diferentes de campo magnético, mantendo todo o restante do sistema inicial inalterado, a cada novo caso. Isso permite uma comparação direta dos casos, o que nos possibilita análises quantitativas e qualitativas sobre o papel do campo magnético na evolução da colisão.



# Capítulo 3

## O PROBLEMA

Nesse capítulo explicaremos detalhes do problema que iremos tratar.

Também é nossa intenção mostrar um pouco do que outros autores fazem, em termos de simulação computacional, em áreas afins, de modo a termos uma noção geral sobre o processo desse tipo de simulação. Assim teremos mais base para julgar os nossos próprios resultados.

Por fim, daremos uma olhada geral em trabalhos observacionais, com o único intuito de obter dados sobre as nuvens moleculares, de modo a auxiliar-nos quando tivermos que escolher os parâmetros iniciais de nossa simulação (é claro que, além de respeitarmos os dados observacionais, temos de respeitar, na escolha desses parâmetros, diversos fatores mais - veja o final do capítulo cinco para mais detalhes).

### 3.1 A Colisão Nuvem-Nuvem

O problema em si, pragmaticamente falando, é bem simples : queremos estudar a evolução da colisão entre duas nuvens moleculares magnetizadas, dando ênfase na taxa de formação estelar durante o processo.

### 3.1.1 Simplificações Efetuadas

É claro que, para fazer essa simulação, adotamos diversas simplificações do problema real. Contudo, todas essas simplificações são bem justificadas no final do capítulo anterior. Elas são procedentes devido tanto ao problema a ser tratado como às escalas que adotamos. Em síntese, temos:

- a) O campo “congelado” às partículas do meio (sem difusão ambipolar).
- b) Equações da MHD ideal (sem reconexão magnética).
- c) A rotação da nuvem é desconsiderada.
- d) Nuvens esféricas e com densidade homogênea, inicialmente.
- e) Campos magnéticos intrínsecos uniformes, sem curvatura, inicialmente.
- f) Campos magnéticos externos uniformes, inicialmente.
- g) Ausência de gravidade ou de auto-gravidade.
- h) Tratamento adiabático.

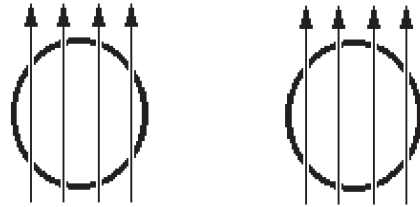
### 3.1.2 As Configurações Simuladas

Não fizemos apenas uma simulação, e sim diversas simulações enfocando configurações iniciais diferentes. Fizemos desse modo para podermos comparar, diretamente, as alterações que poucas mudanças, na condição inicial do problema, provocam na evolução temporal do mesmo.

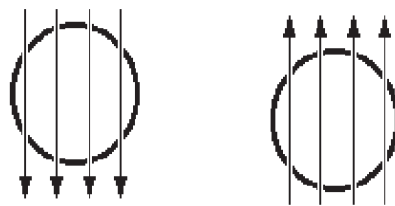
Na verdade, os principais parâmetros que são alterados de um caso para outro são a direção e o sentido do campo magnético inicial intrínseco à nuvem. Contudo,

rodamos também casos com diferentes valores iniciais nos outros parâmetros físicos (como densidades, temperaturas, velocidades e intensidades de campos magnéticos) a fim de compará-los entre si e com resultados observacionais.

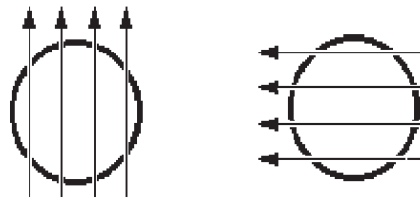
Imagine uma simulação tridimensional do choque entre duas nuvens moleculares, uniformemente magnetizadas, praticamente esféricas. Imagine agora um corte, no plano  $xy$ , bem no meio das esferas. O eixo  $x$  é a abscissa e o eixo  $y$  é a ordenada. Imagine ainda que o campo externo está sempre na direção do eixo crescente de  $y$ . Desse modo, para cada conjunto dos parâmetros iniciais já citados, procuramos simular os 6 casos da próxima página (onde  $V_r$  é a velocidade relativa entre as nuvens e as setas representam a direção e sentido do campo magnético da nuvem):



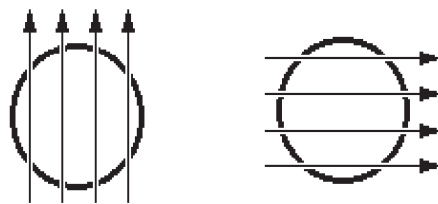
CASOS A1 OU A2



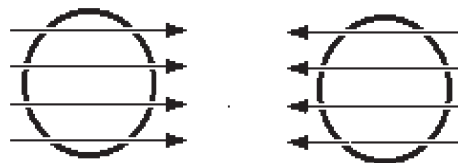
CASOS B1 OU B2



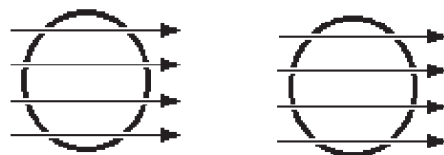
CASOS C1 OU C2



CASOS D1 OU D2



CASOS E1 OU E2



CASOS F1 OU F2

### 3.1.3 Observações sobre os casos mostrados nas imagens da página anterior :

**Obs. 1)** As grandes setas horizontais, no centro das nuvens, representam (cada uma) metade da velocidade relativa do choque ( $\frac{V_r}{2}$ ).

**Obs. 2)** Os casos “1” correspondem ao seguinte conjunto de valores:

Densidade numérica da nuvem ( $n_{cl}$ ) =  $6 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura da nuvem ( $T_{cl}$ ) = 881 K.

Campo Magnético da nuvem ( $B_{cl}$ ) =  $5,89 \mu\text{G}$ .

Densidade numérica do meio ( $n_m$ ) =  $1 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura do meio ( $T_m$ ) =  $1,5 \cdot 10^4$  K.

Campo Magnético do meio ( $B_m$ ) =  $1 \mu\text{G}$ .

**Obs. 3)** E os casos “2” correspondem ao seguinte conjunto de valores:

Densidade numérica da nuvem ( $n_{cl}$ ) =  $40 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura da nuvem ( $T_{cl}$ ) = 130 K.

Campo Magnético da nuvem ( $B_{cl}$ ) =  $4 \mu\text{G}$ .

Densidade numérica do meio ( $n_m$ ) =  $1 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura do meio ( $T_m$ ) =  $10^4$  K.

Campo Magnético do meio ( $B_m$ ) =  $1 \mu\text{G}$ .

**Obs. 4)** Os casos C e D fizeram parte de nosso grupo de testes numéricos. Teoricamente não esperávamos qualquer diferença na evolução das simulações entre os

casos C e D, e de fato foi isso que observamos numericamente (isso foi um teste para reforçar a validade física de nossas simulações). De modo que o caso D só foi citado anteriormente com propósitos didáticos. Não faremos no entanto qualquer referência futura a este caso, uma vez que ele é idêntico ao caso C.

Comparando a evolução do choque para cada configuração inicial dando, contudo, ênfase na formação de estrelas no processo, podemos tirar conclusões importantíssimas sobre como o campo magnético afeta o problema, em especial a taxa de formação estelar, em cada caso. A topologia geral do campo será obtida diretamente, na evolução temporal, e o mais importante, qualquer análise pode então ser comparada entre as seis configurações da página anterior.

### 3.1.4 Objetivos Possíveis

Nossa simulação, no atual estágio, mesmo com as simplificações e restrições aos dados iniciais (veja a parte final do capítulo cinco), já nos permite vislumbrar respostas para várias indagações feitas no capítulo dois.

Os principais objetivos de nossas simulações, até o presente momento, são os seguintes :

1) *Obter a taxa de formação estelar.*

A taxa de formação de estrelas na nuvem molecular é regida pela relação  $\frac{M_\star}{M_n}$ , onde  $M_\star$  é a massa de estrelas formadas na nuvem, e  $M_n$  é a massa da nuvem. Teoricamente é esperado uma taxa em torno de 5% (Bodenheimer 1992) .

2) *Quantificar a relação entre as direções relativas dos campos magnéticos das nuvens, e a eficiência de formação estelar induzida.*

Como já foi visto, Elmegreen (1992) fez previsões teóricas nas quais, em uma colisão nuvem-nuvem com campos magnéticos como os das figuras (1-A) e (2-A) acima, teríamos uma relativa inibição do processo de formação estelar; já para campos de direções como as das figuras (5-A) e (6-A), teríamos uma taxa de formação estelar

mais alta que a dos dois primeiros casos. Além de simularmos esses dois casos, incluímos um caso intermediário, como pode-se verificar nas figuras (3-A) e (4-A). Nosso objetivo é comprovar as previsões teórico-analíticas de Elmegreen (1992), incluir esse caso intermediário, analisar, em todos os casos, se a variação do sentido do campo (além da direção) pode afetar os resultados, e apresentar dados quantitativos sobre os efeitos do campo na colisão nuvem-nuvem.

## 3.2 Dados Observacionais

### 3.2.1 A Formação Seqüencial

O trabalho de Elmegreen e Lada (1977) trata da formação de estrelas OB através de ondas de choque e de ionização, que se deparam com uma nuvem molecular. As estrelas OB formadas na borda da nuvem criam mais ondas de choque e ionização, as quais se dirigem, em parte, novamente para a nuvem. Uma camada de material denso e neutro forma-se entre as frentes, tornando-se logo instável gravitacionalmente. Novos subgrupos OB então se formariam nessa camada. O processo seria de retro-alimentação, ou seja, geraria uma formação seqüencial durante o tempo de vida de algumas nuvens moleculares.

Nesse mesmo artigo, é apresentada evidência observacional para essa hipótese. Perto de nebulosas densas como a M42 (Órion) ou a M17 já foram verificadas frentes de ionização, precedidas por frentes de choque, contra nuvens moleculares adjacentes. Observações da NGC 7538, M17 e M8, levaram à conclusão de que as frentes de ionização e de choque levariam à indução de formação estelar. As estrelas, formadas na camada colapsante gerada, têm massas maiores que as outras estrelas formadas no restante da nuvem. Isso decorre da dependência da temperatura, pois tal camada



será mais quente que as demais regiões da nuvem (Elmegreen e Lada, 1977).

A M17, M42 e a IC 1795(W3) são três bem conhecidos complexos de nuvens associados com estrelas massivas e emissões no visível de nebulosas, que levam à constatação de formações estelares muito recentes. “Em cada um desses casos, uma região expansiva HII, presumivelmente causada pela ionização por estrelas OB do material da nuvem, é localizada na borda de uma nuvem molecular massiva. Fontes infravermelhas, masers  $\text{H}_2\text{O}$  ou OH, ou fontes compactas contínuas são observadas na nuvem, indicando que a formação estelar está ocorrendo. O ponto importante, contudo, é que essas regiões ativas sempre ocorrem perto da interface entre a região HII e a nuvem”. Esse processo seqüencial foi igualmente verificado em outras associações como as Cep OB3 e Cep OB4, W58 e M8 (Elmegreen e Lada, 1977).

Para os cálculos do artigo de Elmegreen e Lada (1977), foram usados parâmetros para a nuvem, para a camada e para a região de HII : a nuvem teria de 10 a 20 pc de raio, densidade numérica de  $1000 \text{ cm}^{-3}$ , e temperatura de 15 K (o campo magnético não foi mencionado, exceto que sua direção ideal seria a paralela ao plano galático - perpendicular à extensão vertical da camada, formada com as frentes de choque na nuvem). A região HII teria temperatura de 8000 K. A camada do choque teria uma temperatura pequena, em torno de 100 K, e uma densidade numérica alta, de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

Por fim, Elmegreen e Lada (1977) afirmam o que já vimos no capítulo dois, quando dizem que além da formação seqüencial proposta, existem outros mecanismos de indução, para a formação de estrelas de alta massa: choques de supernova, choques de ondas de densidade e colisões nuvem-nuvem. No caso das supernovas, só existe uma observação feita onde uma supernova pode ter iniciado algum tipo de formação

estelar. E observações da NGC 1333 dão bons indícios de formação estelar devida a colisões nuvem-nuvem.

### 3.2.2 Colisões Nuvem-Nuvem Gerando Estrelas OB

O artigo de Scoville et al. (1986) começa negando que o modelo seqüencial, acima formulado, funcione, baseado no fato de que esse modelo deveria ser muito eficiente para grandes nuvens. Após um estudo com 94 NMGs associadas com regiões HII de alta luminosidade, concluiu-se que a eficiência da formação de estrelas OB diminui significativamente com o aumento da massa da nuvem de  $10^5$  para  $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$ . Isso levou à suposição de que mecanismos como a formação seqüencial não seriam a resposta para a formação de estrelas massivas na nuvem.

Scoville et al. (1986) sugerem que as colisões nuvem-nuvem seriam a resposta para a formação das estrelas OB, podendo ser as responsáveis pela alta taxa de formação de estrelas massivas no núcleo de galáxias de alta luminosidade infravermelha. Muitas dessas galáxias têm altíssimas concentrações de gás molecular, o que permitirá uma alta taxa de colisões nuvem-nuvem. “Amostras das linhas de CO no disco de nossa galáxia mostraram que 90% do gás de formação estelar (...) residem em nuvens moleculares gigantes (NMG) de massa  $10^5 - 10^6 M_{\odot}$  e tamanho típico de 10-80 pc”.

O trabalho de Scoville et al. (1986) apresenta, então, esse método já tão discutido em nossa tese, como uma alternativa para a formação estelar na galáxia : a compressão de gás molecular na interface entre nuvens que colidem entre si. Não apenas isso, tenta-se ainda sustentar que este é o modo dominante para a formação de estrelas massivas nas galáxias. Tais NMGs existem em grande número nos braços das galáxias, mas na região entre os braços, embora possam ainda ser vistas (recentes mapeamentos de alta resolução em CO e HI em várias galáxias, como a M51 ou a M83, detectaram

a presença de NMGs na região entre os braços destas), sua incidência é reduzida, devido ao relativamente grande caminho livre médio entre as nuvens.

Estudos observacionais mostraram indícios de que, nas NMGs observadas em regiões de HII, foram detectadas fontes no centro destas. Isso mostra que um modelo consistente, para explicar a formação das estrelas OB, deve poder esclarecer por que se observa a baixa eficiência de formação estelar das nuvens de alta massa (que já citamos anteriormente), e ainda mostrar por que estrelas se formam bem no interior das nuvens. O modelo de formação seqüencial não explica nenhum desses dois tópicos. Contudo, o modelo onde a formação de estrelas massivas é induzida na interface entre NMGs em colisão explicaria isso. Estrelas OB apareceriam na borda, mas elas iriam se formar principalmente no centro da “mistura ” gerada da colisão. Ao mesmo tempo as NMGs de baixa massa teriam alta formação de estrelas OB devidas à grande área de contato que possuiriam na colisão, em relação ao seu volume (Scoville et al., 1986).

Para o modelo defendido aqui, viria a explicação para existirem dois modos de formação estelar : “estrelas massivas se formariam onde a frequência de colisão é alta, e estrelas de baixa massa se formariam de nuvens individuais, a uma taxa proporcional à massa da nuvem” (Scoville et al., 1986). A formação de estrelas de baixa massa seria menos concentrada nos braços, se existir uma fração significativa de  $H_2$  nas regiões entre os braços (Scoville et al., 1986).

Poucas simulações sobre colisões de nuvens, contudo, têm sido feitas até o momento. Scoville et al. (1986) cita uma simulação de Hausman, restrita à nuvens de hidrogênio atômico, de pouca massa e muita velocidade relativa (o que não se aplicaria a uma GMC, que possui muita massa e pouca velocidade de dispersão).

Análises observacionais também apontaram que a formação estelar nas galáxias

M82 e NGC 253 deve ser dominada por estrelas mais massivas que  $3 M_{\odot}$ . Observações em CO em ambas, sugerem uma densidade média de massa de nuvens moleculares muito mais alta do que nas regiões centrais de nossa galáxia. Metade das galáxias exibem morfologia ótica sugestiva de fusão entre componentes internos destas. Se a alta saída de energia destas for devida a estrelas jovens, a eficiência de formação estelar terá de ser muito maior, talvez um resultado da alta frequência de colisões nuvem-nuvem em galáxias com alta abundância molecular e campos caóticos de velocidade (Scoville et al., 1986).

### 3.2.3 Dados Observacionais Gerais

O artigo de Morras e Bajaja (1983) mostra alguns resultados de observações em nuvens de alta velocidade (HVC, na abreviação em inglês). São analisados o complexo HVC 287.5+22.5+240 e as nuvens HVC 271+11+258 e HVC 273+9.5+258, através do radiotelescópio IAR. Essas nuvens mostram, em geral, uma estrutura complexa, na qual pequenas concentrações de brilho, com pouca velocidade de dispersão (largura média do perfil de velocidades, de 6 a 8 km/s), estão imersas em regiões com grande velocidade de dispersão (largura média de 20 a 25 km/s). As nuvens mostraram, em certos locais, gradientes de velocidade; corrigidas para a rotação galáctica, as velocidades máximas e mínimas são 50 e 5 km/s, respectivamente, as quais ainda deixam um gradiente de  $3,2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-1}$ . Todo o material das nuvens, contudo, tem velocidades altas, de cerca de +230 km/s.

O trabalho de Meyerdierks (1992) estuda uma evidência observacional de colisão de nuvens. Observações HI são realizadas para três nuvens; uma de velocidade baixa ( $|v| < 25 \text{ km/s}$ , chamada LVC 127), uma de velocidade intermediária ( $100 \text{ km/s} < |v| < 25 \text{ km/s}$ ), e uma de velocidade alta ( $|v| < 100 \text{ km/s}$ , pertencente ao

complexo Chain A ). A nuvem de baixa velocidade apresenta uma grande gradiente de velocidades. A nuvem de alta velocidade exibe um núcleo envolto e estrutura de cabeça e cauda, indicando interação com o meio, porque isso pode ser interpretado como sinais de fragmentação pós-choque, seguida de uma desaceleração. A nuvem de velocidade intermediária se encontra justaposta sobre a de velocidade alta, e o mapa posição-velocidade mostra isso, além da possibilidade de haver mesmo conexão direta entre essas duas nuvens, à velocidades de 55 km/s e 210 km/s, respectivamente. É possível, inclusive, que a nuvem de velocidade intermediária seja resultado da colisão da nuvem de alta velocidade com a de baixa velocidade. O artigo diz que foram utilizadas justamente observações de HI 21 cm, com o telescópio Effelsberg de 100m, para analisar essas três nuvens já citadas.

No artigo de Pound (1998), são apresentadas as primeiras imagens do gás molecular na nebulosa da Águia (M16). Os mapas de emissão mostram uma nuvem molecular sendo “demolida ” pela intensa atividade de estrelas tipo O próximas. Os gradientes de velocidade detectados são enormes (acima de  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-1}$ ), em relação a nuvens típicas. Os mapas analisados supuseram uma temperatura cinética de 40 K, baseados nas temperaturas das emissões de CO. Essas correspondem a uma extinção visual de  $A_v = 1 - 60$ . A densidade média da nuvem foi considerada como sendo  $n_{H_2} \sim 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , contudo, nas cabeças das colunas formadas pela nuvem, onde o raio de curvatura é menor mas a densidade continua alta, temos até mesmo  $n_{H_2} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . O fundo da nuvem tem  $n_{H_2} \sim 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , correspondendo a  $A_v \sim 3$ . Pode-se estimar também o tempo para que uma das colunas da nuvem se evapore pela fotoionização, e isso dá um  $t_{ev} \sim 2 \cdot 10^7$  anos. Uma vez que esse tempo é dez vezes maior do que o tempo de vida de uma estrela O5, a ionização não irá

destruir completamente as colunas. Considerando um núcleo dentro dessa nuvem, e considerando que inicialmente este terá densidade uniforme, vê-se que a frente de ionização comprime o núcleo, aumentando a densidade e a velocidade de dispersão neste. À medida que o núcleo é comprimido, o campo magnético deste cresce, uma vez que seu fluxo estará “congelado” às partículas do meio. Supondo-se equi-partição entre as energias térmica e magnética, o campo inicial seria cerca de  $25 \mu G$ . Sob compressão, o campo crescerá, resultando em um campo final de  $415 \mu G$ , para  $n_{H_2} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Tais campos, por serem bem fortes, são certamente detectáveis pelos equipamentos atuais. A velocidade de Alfvén esperada é de  $v_A = 1,4 \text{ km/s}$ , o que será comparável à velocidade de dispersão que já foi medida, que possui o valor de  $\sigma_v = 1,2 \text{ km/s}$ .

O trabalho de Zhang et al. (1998) estuda o colapso dinâmico nos núcleos massivos, em W51 (uma região HII no braço espiral de Sagitário). A temperatura rotacional em cada núcleo é maior que 100 K (similar aos núcleos quentes em Órion e outras regiões HII), contudo podemos chegar até a uma temperatura rotacional mínima uns 40 K. O  $\text{CH}_3\text{CN}$  também traça gás de alta densidade ( $n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ); e análises experimentais concordam que o  $\text{CH}_3\text{CN}$  é realmente um ótimo traçador para a primeira fase da formação das estrelas OB. As velocidades dos núcleos e2 e e8 são 55 km/s e 59 km/s, respectivamente, em relação ao sistema da nuvem. A emissão do desvio para o vermelho (redshift) é de cerca de 57 km/s para o e2 e de 62 km/s para o e8. O restante da região W51 possui temperaturas maiores que 5000 K, com valores típicos em torno de 7800 K. A região ultra compacta (UC) HII e1, que é associada com a mesma nuvem molecular na qual encontramos e2, tem uma temperatura de 8300 K. Para uma região HII completamente ionizada, podemos até assumir uma temperatura mínima de 3000 K. A região onde e2 está tem temperatura da UC HII de  $4 \cdot 10^3 \text{ K}$ .

Ladd et al. (1998) realizam um estudo sobre a observação das 20 estrelas jovens mais internas na nuvem molecular de Taurus. Eles afirmam que as estrelas iniciam suas vidas imersas profundamente em densas porções de gás e poeira nas nuvens moleculares. A escala de tempo na qual as estrelas realizam a acreção, a partir da massa dos densos núcleos, não será maior que  $10^6$  anos. O artigo reforça que as temperaturas das nuvens escuras são baixas (da ordem de 10 K), e estima um tamanho típico para um núcleo de cerca de 0,05 pc.

O artigo de Garay et al. (1998) apresenta observações VLA de gases ionizados e de gases moleculares., através da região de formação estelar conhecida como G19.6-0.2. Essas observações confirmam indicações recentes de que regiões compactas de gás ionizado são freqüentemente associados com condensações moleculares quentes e densas. Para investigar a dinâmica dessas regiões, é essencial medir o campo de velocidades das regiões ionizadas e moleculares. A temperatura cinética da condensação do meio será  $T_{cin} > 23$  K, e a densidade molecular dessa condensação é de  $9 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Supondo-se que essa condensação tem geometria esférica, com raio de 0,023 pc, deriva-se a massa molecular dessa condensação do meio, que será  $\sim 25 M_{\odot}$ . Foi derivada uma temperatura para a poeira da região de G19.6-0.2 de 25 K. A condensação norte teria a temperatura de 38,3 K e densidade de  $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . A condensação sudoeste teria temperatura de 30 K e densidade molecular de  $\sim 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , e deriva-se para essa última condensação uma massa  $\sim 4 M_{\odot}$ .

### 3.3 Abordagens Numéricas

Marinho e Lépine (1999) analisam a formação estelar na colisão de duas nuvens moleculares, com um novo código SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics). A dinâmica

do gás é analisada, levando em conta a auto-gravidade. É usado o critério de Jeans para a formação estelar induzida na colisão. Eles tratam duas nuvens perfeitamente esféricas, de 20 pc de diâmetro cada, que colidem uma com a outra com uma velocidade relativa inicial de aproximação de 10 km/s. Dois casos são explorados: um com colisão frontal, e outro com colisão 50% fora do centro. As principais conclusões foram a verificação de que a colisão realmente desencadeia formação estelar induzida, e que a taxa de formação estelar é duas ordens de grandeza maior, na colisão frontal, do que no outro caso. Na simulação apresentada não foram considerados nem o campo magnético, nem diferentes tamanhos ou densidades de nuvens (as duas seriam idênticas e com densidade uniforme). As esferas têm raio de 10 pc e massa total de  $2222,5 M_{\odot}$ , e temperatura de 20 K. O pico de densidade no choque, para ambos os casos, foi de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , e, depois, ele chega a  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  nas condensações. A temperatura mais elevada atinge  $\sim 5000 \text{ K}$ . Após  $3 \cdot 10^6$  anos a região do choque se torna mais fria do que o gás circundante. A formação estelar nas partes centrais é uma consequência da rápida contração e alto grau de resfriamento daquela região, e isso não é devido à colisão. A colisão frente a frente exaure 83% da energia total, contra 38% do caso fora do centro. A formação estelar, nos dois casos, é estimulada pela colisão supersônica das nuvens, principalmente devido às instabilidades térmicas e de Raleigh-Taylor. Durante a colisão, a camada de choque, em vez de virar uma zona quente, como se esperaria, se torna mais fria que as regiões circundantes. Como consequência, o gás continuamente se junta, em acreção, em ambos os lados da camada de choque. As estrelas formam-se preferencialmente na região central, a do choque, mas ocorrem estrelas nas bordas também. A simulação, contudo, detetou estrelas formadas antes do encontro físico entre as nuvens, o que representa um problema,



pois as estrelas subseqüentes poderão ou não ser originadas do choque (não foi feito um estudo de como tal separação entre estrelas espúrias, geradas eventualmente por flutuações numéricas de código, e estrelas induzidas pelo choque poderia ser feita). Após  $10^7$  anos, a colisão inicial transforma-se em uma massa de gás difuso e amorfo, com temperaturas baixas ( $\sim 10$  K). Neste estágio as densidades são proibitivamente baixas para permitir qualquer formação estelar.

No trabalho de Pongracic et al. (1992), são realizadas simulações de formação de protoestrelas massivas, usando uma combinação do “tree-code gravity” com o código SPH. “A transformação do gás interestelar em gás protoestelar ocorre na camada de choque do gás denso, que forma-se onde duas sub-núvens, de uma nuvem molecular gigante, colidem supersonicamente. Devido ao esfriamento radiativo, a compressão do choque é forte. Porções do gás comprimido se tornam gravitacionalmente instáveis e colapsam ”(Pongracic et al. 1992). As protoestrelas formadas têm massas entre 1 e  $20 M_{\odot}$ , diâmetros entre 100-400 UA (unidades astronômicas), e densidades acima de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , ou seja,  $10^{10}$  vezes a densidade inicial do gás. Apesar da sua importância na astrofísica, a formação estelar é difícil de ser simulada, e por isso é muito pouco compreendida. Isso se deve às grandes variações de densidade e temperatura e efeitos físicos envolvidos no processo, bem como à complexidade das condições iniciais e de contorno envolvidas. A formação estelar encontra-se concentrada nas NMGs, que têm dezenas de parsecs de comprimento, e massas entre  $10^5$  e  $10^7 M_{\odot}$ . Em grandes escalas, as NMGs parecem ser estáveis em relação à contração gravitacional, ou pela turbulência supersônica, ou pelo estresse magnético, ou uma combinação desses dois fatores. Contudo, existem diversos mecanismos que disparam a contração gravitacional, como já discutimos. Um desses mecanismos é a compressão pelo choque entre

duas sub-nuvens supersônicas, que é justamente o caso tratado nesta simulação. Uma vez que a taxa de esfriamento radiativo do gás interestelar aumenta com a densidade, o gás nas NMGs são normalmente muito frios ( $\sim 10 - 100 K$ ) e choques com velocidades relativamente modestas produzem grandes fatores de compressão. Segue-se então que um possível efeito do choque de alta compressão é desestabilizar nuvens que, antes, eram estáveis à contração gravitacional. A simulação conta com duas nuvens idênticas, esféricas, homogêneas e de mesma temperatura, que, individualmente, são estáveis à contração. Elas são porções menores de uma NMG. As protoestrelas se condensam fora da camada de choque do gás denso, formada na colisão. Colisões feitas com pequeno parâmetro de impacto geraram uma única protoestrela, perto do centro da colisão; colisões com parâmetros de impacto maiores produziram um sistema binário, ou seja, duas protoestrelas em órbita mútua. Colisões com grandes parâmetros de impacto geraram duas protoestrelas não-ligadas gravitacionalmente. Se aumentamos ainda mais o parâmetro de impacto, gerando colisões de “raspão”, não ocorre mais produção protoestelar. As nuvens têm velocidade relativa de 1,62 km/s, massa de  $75 M_{\odot}$  (cada), e raio de 1 parsec. Foram realizadas simulações para parâmetros de impacto de (0,0), (0,2), (0,4), (1,0), e (2,0) pc. Tais simulações não consideraram as sub-nuvens com balanço hidrostático, mas foi citado que simulações de terceiros, tomando os cuidados que neste artigo foram desconsiderados, mostraram resultados muito semelhantes.

Klein e Woods (1998) também desenvolveram um trabalho sobre colisões entre duas nuvens interestelares. Eles realizaram colisões entre nuvens homogêneas, com o uso de equações de estado adiabáticas e isotérmicas, utilizando depois resfriamento radiativo e até perturbações iniciais de superfície. O grau de detalhamento do sistema

foi alto, resultando em uma colisão complexa, onde se analisou principalmente as instabilidades de Kelvin-Helmholtz e Rayleigh-Taylor. Tais instabilidades ocorreram nos choques isotérmicos e nos de resfriamento radiativo. Nos choques adiabáticos elas só foram detectadas para compressões muito grandes (fortes). Os cálculos realizados sobre as instabilidades provêm um novo mecanismo para gerar estruturas filamentosas inhomogêneas, que parecem ser comuns no meio interestelar. Nas simulações foram usadas os seguintes dados: para a nuvem,  $n = 20 \text{ cm}^{-3}$ ,  $v_{colisão} = 10 \text{ km/s}$ ,  $B = 0,7 \text{ } \mu\text{G}$  e o meio tem  $n_m = 0,13 \text{ cm}^{-3}$ , e temperatura de  $8,5 \cdot 10^3 \text{ K}$ . Um ponto importante a salientar é sobre a simulação adiabática feita. Mais precisamente, sobre a análise que o artigo faz dessa simulação. Uma das maiores diferenças entre colisões adiabáticas e as que envolvem equações isotérmicas ou de perda radiativa, é que colisões adiabáticas não permitem que a energia cinética da colisão seja dissipada por perdas radiativas, o que leva a uma menor compressão do gás durante o processo de colisão nuvem-nuvem. Isso reduz o tempo sob o qual as instabilidades podem se desenvolver. A conclusão final é que, mesmo produzindo instabilidades na superfície das nuvens, no tratamento adiabático foram detectadas poucas instabilidades, e quase apenas na superfície; o interior das nuvens era homogêneo. A mesma simulação foi feita sem as perturbações na borda das nuvens, e resultado semelhante foi obtido, o que mostra que a memória das perturbações iniciais é essencialmente perdida na colisão adiabática.

O trabalho de Raga et al. (1996) descreve um possível mecanismo de acoplamento entre as ejeções de matéria e os movimentos turbulentos. Houve muita especulação sobre o fato de que injeções de momentum, devido às ejeções bipolares de matéria de estrelas jovens no meio, poderiam alimentar o processo de turbulência

em nuvens moleculares, contrabalançando os efeitos da dissipação da turbulência interna. Os movimentos de turbulência têm uma estimativa de duração de  $\sim 10^7 - 10^8$  anos nas nuvens moleculares. Para durar tanto tempo, é claro que um mecanismo de alimentação dessa turbulência precisava existir, conforme já havíamos comentado. Tal turbulência poderia levar à formação de estrelas de baixa massa. Para que essa hipótese seja aceita, um mecanismo de acoplamento eficiente, entre a turbulência e as ejeções de matéria bipolares, precisava ser encontrado. Raga et al. (1996) descrevem um mecanismo no qual um jato, gerado teoricamente como uma ejeção de uma estrela jovem do meio, colide com condensações de alta densidade, o que geraria movimentos complexos tais que o mecanismo de turbulência seria enfim alimentado a contento, dentro da nuvem molecular. Para esse fim foram realizadas simulações numéricas em duas dimensões, cujos parâmetros do jato são  $n_j = 0,1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_j = 1000 \text{ K}$ , diâmetro  $d_j = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}$  e velocidade  $v_j = 100 \text{ km/s}$ ; o jato foi injetado em um ambiente composto por um meio difuso de  $n_m = 0,01 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura  $T_m = 10^4 \text{ K}$ , contudo quatro condensações de  $n_c = 100 \text{ cm}^{-3}$  e temperatura  $T_c = 10 \text{ K}$ . Um alerta é feito, contudo, devido ao fato desses parâmetros não representarem nem os encontrados em ejeções de matéria em forma de jato, nem os do meio de uma nuvem molecular típica. Foi deixado explícito também que as distâncias entre os elementos foram escolhidas de modo a permitir a simulação, na escala adotada. A simulação detectou estruturas topológicas que seriam facilmente enclausuradas dentro da nuvem molecular, podendo a partir daí alimentar a turbulência do meio.

Hetem Jr. (1996), analisa a estrutura e evolução das nuvens moleculares em sua tese de doutorado. A origem das nuvens moleculares situadas a mais de 100 pc acima

(ou abaixo) do plano galático é abordada. A colisão entre uma nuvem de alta velocidade (NAV) e o plano galático gera compressões e instabilidades gravitacionais na região do choque, o que levaria à formação de alguns complexos estelares localizados fora do plano galático. As regiões de formação estelar mais estudadas estão situadas nessas regiões especiais, onde existem nuvens moleculares longe do plano galático. Hetem Jr. usa o código ZEUS 3D para simular essa colisão entre uma NAV e o plano galático, enfocando também a formação estelar no processo. Como em nossa simulação, Hetem Jr. usou o critério de Jeans para estabelecer a formação estelar: a célula que apresentasse massa maior que a massa limite de Jeans geraria estrela. Ele utilizou a massa de Jeans térmica como a massa crítica, uma vez que ele não inclui campo magnético em sua simulação. Assim como nós, ele também não pôde acompanhar a evolução da referida célula crítica até a efetiva formação das estrelas, devido ao volume físico excessivamente elevado de cada célula da grade computacional.

# Capítulo 4

## O CÓDIGO NUMÉRICO ZEUS-3D

### 4.1 Síntese do Código

A importância da dinâmica dos fluidos como ferramenta para a modelagem de problemas astrofísicos é incontestável. Em particular, quando incluímos o campo magnético nesses problemas, temos a magnetohidrodinâmica (MHD) como nossa base central. Uma vez que as equações da MHD geralmente não podem ser resolvidas analiticamente, sem adotarmos severas restrições ao problema proposto, as soluções numéricas dessas equações é o caminho mais natural nos modelos teóricos atuais.

As equações da MHD formam um conjunto de equações diferenciais parciais e hiperbólicas. Algoritmos numéricos diversos foram elaborados para a resolução dessas equações, e foram implementados em uma variedade de códigos numéricos. Um desses códigos, desenvolvido especialmente para a resolução de problemas astrofísicos, é o ZEUS.

O código ZEUS começou a ser desenvolvido como projeto de tese de M. Norman para estudar o colapso e evolução de nuvens de gás interestelar em rotação durante a formação estelar. Ao longo dos anos, o algoritmo foi melhorado e expandido, e o

código foi usado extensivamente para modelar jatos em rádio galáxias. Mais recentemente, David Clarke incorporou um algoritmo MHD para modelar jatos confinados magneticamente em radiogaláxias (vide comentários e referências em Stone & Norman, 1992a).

De todos os métodos numéricos para resolução das equações MHD já desenvolvidos, um dos mais bem construídos e diretos é o método das diferenças finitas. Tal método é atrativo por muitas razões: é robusto, fácil de codificar, eficiente, e pode ser facilmente modificado e estendido com novos algoritmos (Stone & Norman, 1992a). O código ZEUS-3D é um código simples, que usa um algoritmo euleriano MHD baseado no método de diferenças finitas. O ZEUS, além disso, implementa um formalismo covariante, que possibilita uma mudança direta do sistema de coordenadas ortogonais; tal formalismo será descrito mais adiante. Em nosso problema optamos por adotar matrizes cartesianas, e um sistema de integração monotônico (ou seja, são considerados apenas incrementos positivos de tempo) acurado até segunda ordem (Hetem Jr., 1996).

O ZEUS permite simulações de uma gama muito vasta de problemas astrofísicos, permitindo a inclusão de detalhes físicos novos e complexos, garantindo um tratamento auto-consistente dos efeitos do campo magnético e de transferência de radiação. A dinâmica dos fluidos em simulações HD e MHD pode ser desenvolvida no ZEUS de uma forma macroscópica, uma vez que esse código evolui as equações de conservação de massa, momento e energia explicitamente ao longo do tempo (Clarke et al., 1994); englobando uma variedade imensa de problemas astrofísicos, como ventos e jatos de núcleos ativos de galáxias, dinâmica do meio interestelar, acreção em objetos compactos, explosões de supernovas, e até formação de estrelas devido a choques entre

nuvens moleculares magnetizadas (como é o nosso caso).

Para suportar uma versatilidade tão grande, o ZEUS precisava ser robusto, conseqüentemente o código está baseado em métodos de diferenças finitas e volumes finitos, uma vez que essas técnicas estão suficientemente evoluídas e suas propriedades são bem compreendidas (Hetem Jr., 1996).

O tratamento numérico do ZEUS supõe o “congelamento” das linhas de campo ( “flux-freezing” ), que é, por outro lado, geral. Um cuidado excepcional tem sido dado para que o problema do divergente do campo magnético não interfira de modo algum com a simulação. Em todos os testes que fizemos, o divergente do campo magnético sempre foi nulo. Essa maravilhosa propriedade do código foi garantida com o uso do algoritmo CT ( “constrained transport” ) na evolução das componentes do campo magnético nas simulações (Stone & Norman, 1992b).

Resumindo, o programa ZEUS usado para as simulações soluciona as equações de um fluido MHD em 3 dimensões, para o caso não-relativístico, através da integração numérica das equações diferenciais como função do tempo e do espaço feita com um código euleriano de diferenças finitas. Os valores das variáveis a cada novo passo de tempo são calculadas segundo o esquema PPA ( “Parabolic Piecewise Advection” ), que é comprovadamente robusto e estável (Hetem Jr., 1996).

Uma detalhada descrição do código ZEUS, dos algoritmos, dos métodos numéricos e dos problemas físicos usados para testar o código encontra-se em Stone & Norman (1992a), Stone & Norman (1992b) e Stone et al. (1992).

## 4.2 Aspectos Gerais e Computacionais



### 4.2.1 As Equações

Transcrevendo a síntese das equações utilizadas no Zeus, do apêndice B da tese de Hetem Jr. (1996), as equações MHD não-relativísticas, incluindo auto-gravidade, são:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \Phi + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} \quad (4.2)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( \frac{e}{\rho} \right) = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (4.4)$$

onde  $\rho$ ,  $e$  e  $\vec{v}$  são a densidade do fluido, a energia interna e a velocidade, respectivamente.  $\vec{B}$  é o campo magnético,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, e  $\Phi$  é o potencial gravitacional. O operador  $\frac{D}{Dt}$  representa a derivada lagrangeana, ou convectiva,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \quad (4.5)$$

O campo elétrico  $\vec{E}$  é definido pela Lei de Ohm :

$$c \vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} + \frac{\vec{J}}{\sigma} \quad (4.6)$$

onde  $\sigma$  é a condutividade elétrica do fluido; e a derivada de corrente elétrica  $\vec{J}$  é dada por

$$\frac{4\pi}{c} \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad (4.7)$$

O sistema de equações do fluido é fechado por uma equação de estado  $p = p(\rho, e)$ , onde  $p$  é a pressão,  $\rho$  é a densidade de massa e  $e$  é a energia interna, e pela equação de Poisson,

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (4.8)$$

onde  $G$  é a constante de gravitação universal.

As equações (4.2.1) a (4.2.4) descrevem a conservação da massa, momento, energia, e fluxo magnético de um fluido auto-gravitante, respectivamente. Com o intuito de evitar erros numéricos de truncagem, optou-se por escrever as aproximações de diferenças finitas para a forma forte das leis de conservação, que significa integrar-se as equações (4.2.1) a (4.2.4) sobre um volume arbitrário e sua superfície. Esse volume corresponderá a uma célula individual da matriz onde ocorrerão as simulações.

Considere-se um volume finito  $V(t)$  não estacionário e sua superfície  $S(t)$ . Integrando-se as equações (4.2.1) a (4.2.3) em  $V(t)$  e utilizando-se o teorema de transporte em matriz adaptativa apresentado por Winkler et al. (1984), obtém-se

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \oint_S \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \vec{dS} \quad (4.9)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S \rho \vec{v} (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \vec{dS} - \int_V (\vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \Phi - \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c}) dV \quad (4.10)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V e \vec{v} dV = - \oint_S e (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \vec{dS} - \int_V p (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) dV \quad (4.11)$$

onde  $\vec{v}_g$  é a velocidade da matriz (“g” de grid) medida com relação ao padrão euleriano (estacionário). O operador  $\frac{d}{dt}$  denota a derivada temporal total com relação ao referencial em movimento,

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \nabla \quad (4.12)$$

Essas expressões estabelecem as taxas de troca de massa, momento e energia contidas em  $V(t)$  como função do fluxo total destas grandezas através da superfície  $S(t)$ , somada à integral no volume das forças e outros termos externos.

Usando-se o mesmo processo, integra-se a equação (4.2.4) sobre um elemento móvel de superfície  $S(t)$  limitado por um circuito móvel  $C(t)$  (o perímetro de  $S$ ). O resultado é a forma geral da lei de Faraday,

$$\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot \vec{dS} = -c \oint \vec{E}' \cdot \vec{dl} \quad (4.13)$$

onde  $\vec{E}'$  é o campo elétrico medido no referencial em movimento. Entretanto,  $\vec{E}'$  deve ser expresso em termos das grandezas estáticas  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  e  $\vec{J}$ . Assim, denota-se  $\vec{E}_0$  como a aproximação de primeira ordem do campo elétrico medido no referencial do fluido.  $\vec{E}' = \vec{E} + \frac{(\vec{v}_g \nabla \times \vec{B})}{c}$  e  $\vec{E}_0 = \vec{E} + \frac{(\vec{v} \nabla \times \vec{B})}{c}$ . A corrente no referencial do fluido

$\vec{J}_0$  relaciona-se com o campo elétrico no referencial do fluido através da lei de Ohm  $\vec{J}_0 = \sigma \vec{E}_0$ . Usando-se estas relações e supondo-se neutralidade de carga elétrica total (o que equivale a  $\vec{J} = \vec{J}_0$ ) e um fluido perfeitamente condutor ( $\sigma = \infty$ ), a equação (4.2.13) transforma-se em

$$\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = -c \oint_c (\vec{v} - \vec{v}_g) \times \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (4.14)$$

O código ZEUS soluciona as equações (4.2.9) a (4.2.11) e (4.2.14) em duas fases, identificadas como fonte e transporte. Na fase fonte, as velocidades do fluido são aceleradas devido à ação conjunta da pressão, gravidade e força de Lorentz. Nessa fase, o trabalho devido à pressão (que contribui junto à energia interna do gás) é calculado através da aproximação de diferenças finitas

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -(\vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \Phi) - \vec{\nabla} \cdot Q + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} \quad (4.15)$$

$$\frac{de}{dt} = -p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - Q \cdot \vec{\nabla} \vec{v} \quad (4.16)$$

onde foi utilizada a notação em gradientes e introduz-se o tensor de dissipação viscosa  $Q$  para o tratamento de ondas de choque. Na fase de transporte, o fluxo e a densidade de campo magnético são transportados através da matriz numérica via aproximações de diferenças finitas para as expressões

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \oint_S \rho (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot d\vec{S} \quad (4.17)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S \rho \vec{v} (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \vec{dS} \quad (4.18)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V e dV = - \oint_S e (\vec{v} - \vec{v}_g) \cdot \vec{dS} \quad (4.19)$$

$$\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot \vec{dS} = -c \oint_c (\vec{v} - \vec{v}_g) \times \vec{B} \cdot \vec{dl} \quad (4.20)$$

As equações de diferenças finitas são derivadas após a transformação das expressões (4.2.8) e (4.2.15) a (4.2.20) em uma forma covariante para um sistema arbitrário de coordenadas ortogonais. O esquema covariante do ZEUS será descrito na próxima seção.

## 4.2.2 O Formalismo Covariante

O formalismo covariante do ZEUS, que diferencia as equações dinâmicas, evita o tedioso processo de se alterar tais equações (e assim também o código numérico) sempre que se deseja resolver o mesmo problema em outro sistema de coordenadas. Usando fatores de escala de um tensor métrico diagonal, que descreve o sistema de coordenadas ortogonais particular que se deseja utilizar, podemos escrever todos os operadores vetoriais e tensoriais que aparecem nas equações em uma forma independente de coordenadas (Stone & Norman, 1992a).

Em coordenadas cartesianas teremos:

$$(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z), \quad , (h_1, h_2, h_3) = (1, 1, 1) \quad (4.21)$$

Em coordenadas cilíndricas teremos:

$$(x_1, x_2, x_3) = (z, r, \phi), \quad (h_1, h_2, h_3) = (1, 1, r) \quad (4.22)$$

Em coordenadas esféricas teremos:

$$(x_1, x_2, x_3) = (r, \theta, \phi), \quad (h_1, h_2, h_3) = (1, r, r \sin \theta) \quad (4.23)$$

onde o  $h_i$  é o fator de escala métrico. Os fatores de escala são funções simples das coordenadas, tais que:

$$h_1 = 1 \equiv g_1 \quad (4.24)$$

$$h_2 = f(x_1) \equiv g_2 \quad (4.25)$$

$$h_3 = f(x_1)f(x_2) \equiv g_{31}g_{32} \quad (4.26)$$

onde temos então  $g_1, g_2, g_{31}$  e  $g_{32}$  como as verdadeiras variáveis dos fatores de escala no ZEUS (e que aparecem nas equações de diferenças finitas abaixo). Para algumas das equações covariantes, as derivadas dos fatores de escala são necessárias. Assim,

Para o caso cartesiano:

$$\frac{\partial g_2}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial g_{31}}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial g_{32}}{\partial x_2} = 0 \quad (4.27)$$

Para o caso cilíndrico:

$$\frac{\partial g_2}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial g_{31}}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial g_{32}}{\partial x_2} = 1 \quad (4.28)$$

Para o caso esférico:

$$\frac{\partial g_2}{\partial x_1} = 1, \quad \frac{\partial g_{31}}{\partial x_1} = 1, \quad \frac{\partial g_{32}}{\partial x_2} = \cos \theta \quad (4.29)$$

Escrevendo os fatores de escala na forma das equações (4.2.24) a (4.2.29) podemos reduzir a requisição de memória e operações de ponto flutuante do formalismo covariante (Stone & Norman, 1992a). A métrica geral, utilizando esse formalismo, será:

$$ds^2 = h_1 dx_1^2 + h_2 dx_2^2 + h_3 dx_3^2 \quad (4.30)$$

### 4.2.3 A Matriz de Diferenças Finitas

Cada variável das equações será discretizada sobre o espaço da matriz computacional. São então resolvidas aproximações diferenciais finitas (equações algébricas) para cada equação diferencial nessa malha discretizada. Os domínios espaciais da matriz são discretizados em zonas.

As posições espaciais na grade são definidas utilizando-se coordenadas vetoriais. As posições nos limites de cada célula são identificadas pelo índice “a” e nos centros

de cada célula pelo índice “b”. As distâncias entre as zonas podem ser especificadas independentemente, tal que  $dx_1 a_i = x_1 a_{i+1} - x_1 a_i$  e  $dx_1 b_i = x_1 b_i - x_1 b_{i-1}$  e o mesmo processo se faz para  $x_2$  e  $x_3$ .

No caso de singularidade do sistema de coordenadas, faz-se as diferenças com respeito ao volume ao invés da distância, o que reduz erros devidos à discretização. Assim, neste caso, as equações de diferenças finitas são transformadas segundo (Hetem Jr., 1996)

$$\frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial F}{\partial x_1} \rightarrow \frac{1}{g_{32}} \frac{\Delta F}{dv_1}, \quad \frac{1}{h_3} \frac{\partial F}{\partial x_2} \rightarrow \frac{1}{g_{31}} \frac{\Delta F}{dv_2} \quad (4.31)$$

A matriz de coordenadas pode ser movida em relação ao fundo estático usando-se as velocidades de grade. Os vetores de velocidade da grade são definidos na interface das zonas do mesmo modo que os vetores de posição. Em cada passo de tempo as velocidades da grade são usadas para recalculas as posições dos limites (a) e dos centros (b) das zonas. O movimento da grade nas três direções é independente. Desse modo, para tornar o código semi-lagrangeano, podemos igualar a velocidade da grade com a velocidade do fluido ao longo de uma faixa de zonas. Ou, se estamos estudando um problema de colapso, podemos querer que a grade colapse de tal modo que se aproxime do colapso dinâmico do fluido (Stone & Norman, 1992a).

#### 4.2.4 Condições de Borda

Para que se possa calcular as diferenças finitas em zonas próximas dos limites da matriz precisamos dos valores das grandezas além dos domínios estabelecidos. Assim, para cada limite adiciona-se duas zonas “fantasmas”. Os valores das variáveis dependentes nas zonas fantasmas são especificados através de condições de borda



apropriadas para a geometria e o problema que está sendo estudado (Hetem Jr., 1996).

As condições de borda tentam manter os valores das zonas fantasma consistentes com as zonas ativas. Tais condições são as seguintes: condição reflexiva, condição com simetria axial, condição de fluxo para dentro (“inflow”), condição de fluxo para fora (“outflow”) e condição periódica.

Cada condição de borda estabelece valores e direções para os vetores de velocidade do fluido nas zonas fantasmas, de modo a refletirem a física da condição de borda escolhida. Em nossa simulação escolhemos como a ideal a condição de borda de fluxo para fora, que foi uma das mais difíceis de serem implementadas pelo ZEUS. Tal condição coloca todos os valores das variáveis nas zonas fantasma iguais aos valores na correspondente zona ativa (extrapolando o fluxo, para fora, através da borda).

#### **4.2.5 A Estruturação Básica**

Sendo bastante pragmático, o “modo de agir” do ZEUS é relativamente simples. Ele é um código modulado; isso quer dizer que funciona basicamente chamando subrotinas dentro do corpo central do código. Durante o processo de compilação, os módulos são “ligados”, e as subrotinas chamadas pelo programa são incluídas para compôr um arquivo executável denominado “xzeus34”.

O arquivo de macro “zeus34.mac” contém os parâmetros gerais da simulação, como qual geometria será usada (cartesiana, cilíndrica ou esférica), quais equações serão pertinentes (tratamento HD, MHD, ISO (isotérmico), GRAV (auto-gravidade)), quais subrotinas serão chamadas (principalmente as do problema a ser tratado e as subrotinas de saída dos dados, se existir uma), etc. Ele precisa ser editado com os parâmetros concernentes à simulação pretendida, antes da compilação do programa.

As subrotinas novas devem ser colocadas no módulo “chgz34 ” (no problema que estudamos tivemos de incluir não só uma nova subrotina para o problema, como também uma subrotina escrita somente para extrair os dados necessários, para análise gráfica futura, conforme discutimos no capítulo seguinte) (Clarke et al., 1994).

No processo de compilação do programa, o arquivo “zeus34.mac” determina quais subrotinas serão chamadas de dentro do corpo central do ZEUS. Se tal subrotina for nova, ele a incluirá através do módulo “chgz34”. Após a compilação um arquivo executável (“xzeus34”) é criado.

O arquivo “inzeus” interage com o executável “xzeus34”. Através do inzeus podemos alterar muitos parâmetros, que mexem com a simulação em si, sem precisar recompilar o programa novamente (o que é muito útil, sem dúvida). Dentre as possibilidades de alteração, estão: o tamanho da grade computacional, o tipo e a quantidade de arquivos de saída de dados que queremos, as condições iniciais do problema, etc. (Clarke et al., 1994).

Sendo bastante sintético, o processo básico já foi descrito: alteramos o “zeus34.mac” para os parâmetros gerais do problema a ser tratado. Se necessário, incluímos subrotinas novas no “chgz34”. Compilamos o programa, gerando o executável “xzeus34”. Alteramos o “inzeus” sempre que quisermos alterar a grade, as condições de borda, a quantidade e tipo de dados de saída, as condições iniciais do problema, etc. (se a modificação for mais drástica e o “inzeus” não permiti-la, devemos alterar o “zeus34.mac ” e começar tudo de novo) (Clarke et al., 1994).

### 4.3 Vantagens e Desvantagens do ZEUS-3D

Certas capacidades do ZEUS fazem dele um dos melhores códigos para a simulação dinâmica de fluidos astrofísicos magnetizados. O código perfaz uma evolução explícita no tempo, é euleriano e baseado no método das diferenças finitas, caracterizado por um alto grau de simplicidade, robustez e velocidade. Melhoramentos e mudanças nos algoritmos podem ser facilmente incorporados e testados. Novas fenomenologias podem ser incorporadas ao código facilmente (Stone & Norman, 1992a), o que garante um profundo dinamismo e sofisticação dos problemas estudados.

O já citado formalismo covariante garante facilidade de transposição de um mesmo problema para diferentes geometrias, e os algoritmos CT, MOC e recentemente o HSMOC garantem ao ZEUS um acurado tratamento do campo magnético, garantindo respeito à física ao forçar o divergente do campo magnético a zero durante toda a simulação (Clarke et al., 1994).

O código ZEUS incorpora a solução das equações MHD com auto-gravidade, sendo portanto utilizável na modelagem dos estágios últimos da formação de estrelas, jatos e colapso em discos. Uma vez que o método de integração implementado (o PPA) é comprovadamente estável e robusto, o ZEUS pode ser usado para simulações de eventos explosivos como choques muito energéticos ou supernovas, e também em modelos que exijam altos refinamentos numéricos devido à presença de campos magnéticos (por exemplo as instabilidades de Parker em discos galáticos) (Hetem Jr., 1996).

Uma das maiores desvantagens do ZEUS é justamente um dos fatores que fazem dele um código tão “limpo” e estável em relação aos campos: ele é um código de grade. Isso dificulta o estudo da formação estelar, pois devido ao grande tamanho dos elementos gasosos de uma grade média, não é possível seguir em detalhes os

processos hidrodinâmicos nos seus interiores. Mesmo com a aplicação de técnicas de subdivisão de elementos selecionados, o mecanismo de formação estelar exigiria um imenso esforço para ser simulado (Hetem Jr., 1996). Como esse também não é o objetivo de nosso trabalho, a utilização do ZEUS continua muito procedente, até porque nos é fundamental a inclusão do campo magnético, e a maestria com que o ZEUS desenvolve a física da MHD coloca-o em prioridade, acima dos códigos SPH ou até SPMHD padrões (códigos lagrangeanos de partículas suavizadas, que permitem uma visualização de partícula na formação estelar, mas gera muitos problemas como o divergente do campo magnético, por exemplo, e não são códigos “limpos ” como o ZEUS). Estes tipos de códigos ainda estão sendo desenvolvidos e podem ser muito promissores no tratamento de vários problemas em astrofísica (Marinho 1997; Marinho & Lépine 1999).

Mas apesar do mecanismo de formação estelar não ser um dos objetivos do presente trabalho, permanece a advertência da limitação do ZEUS citada no parágrafo anterior. Desse modo, os mecanismos de formação estelar de nosso trabalho são limitados a uma massa crítica, que uma vez ultrapassada no interior de um elemento gasoso (entenda-se elemento de volume da grade computacional, ou célula da grade) leva à geração do que chamaremos de grupo estelar (GE) e, menos provavelmente, de uma estrela isolada (vide capítulo 5 onde comentamos mais em detalhe a que estamos nos referindo quando falamos em formação estelar nesse trabalho).

Outra grande desvantagem do ZEUS é que, em muitos aspectos, ele é uma caixa preta. Ele oferece um tratamento cuidadoso, onde relevantes aspectos físicos e matemáticos são considerados com rigor; porém, na forma de “franquia” a que tivemos acesso ao programa, não nos é possível lidar com todos os detalhes da programação. Na prática

isso implica que, para garantirmos que os resultados obtidos eram físicos, e não meros artefatos do cálculo numérico, tivemos que empreender um número de testes e contra-testes muito maior do que o que normalmente é necessário nesse tipo de abordagem. Os problemas foram contornados mas, muitas vezes, a um custo de energia e tempo bastante grande devido à inacessibilidade a partes mais centrais do programa.

# Capítulo 5

## A SIMULAÇÃO

Este capítulo tratará da simulação em si. Todos os passos serão cuidadosamente explicados; toda a evolução do nosso trabalho será esclarecida, para que façamos assim não apenas uma explanação seca e retórica sobre a simulação feita, mas também um valioso documento que servirá de base, para que os que vierem depois de nós possam encontrar uma fonte de águas cristalinas onde antes só existia um deserto pedregoso.

### 5.1 A subrotina Newcloud

O problema básico que estávamos interessados em estudar relacionava-se com a formação estelar desencadeada por colisão de nuvens moleculares. Tendo em mente aplicações mais abrangentes em futuro próximo, precisávamos de uma subrotina que simulasse duas nuvens em colisão. Os parâmetros físicos, como energia interna, velocidades, campo magnético, densidade, e vários outros mais, deveriam ser aplicados independentemente em cada nuvem e no meio que as circundaria.

Com isso criaríamos a possibilidade de, apenas com uma subrotina, estudar vários tipos de nuvens moleculares, em colisão ou não, em movimento ou não, isoladas, em pares ou em grupos maiores, com diferentes raios e densidades, colisões com diferentes

parâmetros de impacto, etc. Mas o mais interessante é que poderíamos realizar estudos não só das nuvens, mas com o mesmo processo analisar a evolução, colisional ou não, das condensações dentro das nuvens moleculares, ou ainda dos núcleos das nuvens, que estão dentro das condensações e que seriam regiões de formação de estrelas de baixa massa (Bodenheimer, 1992).

A subrotina que realizaria todas as maravilhas acima... não existia. Tivemos que obter, com a ajuda do Annibal Hetem, uma subrotina que somente tinha uma forma redonda bidimensional no centro de um quadrado. Tudo estático, bidimensional e sem nada a não ser a forma redonda; no entanto, apesar da pobreza, ostentava o nome de “cloud”. Mas já era um começo.

A partir de então expandimos o espaço para ter três dimensões, incluímos os campos magnéticos e de velocidades, criamos condições físicas independentes tanto para o meio quanto para as duas nuvens (claro, uma segunda nuvem seria necessária para a análise colisional. Essa segunda nuvem é facilmente retirada do problema, se assim o desejarmos). A posição central de cada nuvem poderia ser introduzida independentemente, assim como seus raios. A energia interna, a densidade, a pressão, velocidades, campos magnéticos e demais parâmetros físicos relevantes poderiam ser introduzidos facilmente como as condições iniciais, tanto do meio como de cada nuvem, a partir do inzeus, que como vimos no Cap.4 é a interface do problema com o arquivo executável do ZEUS.

Apesar de tantas modificações, para não desmerecer o pilar sobre o qual ergue-se nossa construção, decidimos chamar nossa subrotina de Newcloud. Ela é a base de toda simulação, dentro da qual introduzimos os dados teóricos e observacionais existentes e, a partir da estruturação do problema, estudamos sua evolução no tempo

e retiramos valiosas conclusões.

## 5.2 A Subrotina Cloudump

Uma das maiores dificuldades do ZEUS diz respeito à saída dos dados. A simulação é feita, mas a saída padrão, que dá valores dos parâmetros ao longo do tempo (TimeSlice), além de não ser prática, não exibe um formato ideal para ser usada por plotadores gráficos externos.

O ZEUS acena com a possibilidade de saídas dos dados tipo gráfico HDF diretas (Clarke et al., 1994), mas elas exigiam configurações “mágicas” nos arquivos de login da workstation. Além de não ser prática de configurar e utilizar, esse tipo de saída fica fechada às possibilidades do próprio ZEUS. E mais: o pacote HDF é caro e não teríamos possibilidade de adquirí-lo, mesmo institucionalmente.

Outra boa possibilidade do ZEUS são as saídas tipo NCAR (Clarke et al., 1994). São melhores que as HDF, mas todos os plotadores que aceitam esse tipo de saída são comerciais (e portanto inacessíveis para nós). Cientes de que não precisamos gastar milhares de dólares para fazer a mesma imagem, sem perda de qualidade ou precisão, com plotadores freeware, invalidamos as saídas NCAR.

Optamos então por construir uma subrotina personalizada de saída dos dados do ZEUS. Essa subrotina não só daria a saída no formato ideal de tabelas, que seriam lidas com facilidade por qualquer plotador gráfico, como também faria todo o processo de varredura das fatias escolhidas, ou mesmo do sistema completo, calculando em cada varredura tudo o que quiséssemos, e incluindo peculiaridades físicas que detalharemos adiante. Denominamos nossa subrotina de saída de Cloudump.

Além da maleabilidade e do amplo controle conseguidos, os dados calculados na



própria subrotina geram excelentes gráficos, que foram plotados pelos maravilhosos programas Surfer (que gera curvas de nível e gráficos de superfície) e Super Mongo (que gera gráficos de campos vetoriais e de partículas). Poderíamos igualmente ter utilizado o Origin, o Grapher ou semelhantes para a mesma tarefa, e todos são excelentes plotadores gratuitos ou pelo menos amplamente acessíveis a qualquer usuário médio de computador.

A seguir detalharemos o que, exatamente, a subrotina Cloudump faz.

### 5.2.1 As Equações Utilizadas

Os parâmetros dados pelo ZEUS durante a evolução do problema (que é gerado pela subrotina Newcloud), como a energia interna ( $e(i,j,k)$ ) ou a densidade numérica ( $d(i,j,k)$ ), são apenas números que normalizamos em função do tratamento físico dado (vide abaixo o procedimento que adotamos para definir a unidade de tempo, por exemplo). A Cloudump usa esses dados para calcular valores físicos reais.

Poderíamos utilizar os valores físicos diretamente no problema dado, mas os números reais são muito grandes ou muito pequenos, e a capacidade de cálculo da CPU da estação de trabalho iria facilmente estourar com isso. O uso desses números menores normalizados, que chamaremos mais facilmente de “unidades físicas”, é então necessário. A seguir explicaremos como fizemos a transposição dessas unidades para os valores físicos reais.

#### Unidades de Volume e de Massa

O ZEUS é um código baseado em uma grade computacional composta de inúmeras células quadradas (em 2D), e em 3D forma um cubo composto por células cúbicas pequenas. Quanto maior o número de células, maior resolução o espaço 3D terá. O

inzeus determina o número de células que usaremos, ao longo do espaço (cuja extensão também determinamos).

A extensão do espaço será dada em parsecs (pc), nas três direções do espaço (estipulamos isso como base).

Assim, por exemplo, construímos uma grade com 85 pc de extensão (em cada eixo), e decidimos que nesse trecho queremos, por exemplo, apenas 32 células. Teremos então 32 células correspondentes a 85 pc. O volume de cada célula é tirado facilmente da expressão:

$$Vol = \left(\frac{85}{32}\right)^3 [pc^3] \quad (5.1)$$

onde a expressão entre colchetes representa a unidade, que no caso está em parsecs cúbicos. Como temos que  $1pc^3 = 2,95 \cdot 10^{55} cm^3$ , podemos inferir que, para 32 células (ou grade 32, denominação que a partir de agora usaremos):

$$Vol = 5,528 \cdot 10^{56} [cm^3] \quad (5.2)$$

A densidade numérica da célula (número de partículas por centímetro cúbico), é dada pela variável  $d(i,j,k)$  (onde  $i, j, k$  são as três direções do espaço onde a célula se localiza; adotamos coordenadas cartesianas). A massa de cada partícula do sistema é duas vezes o valor da massa do hidrogênio (estamos usando nuvens compostas por hidrogênio molecular). Assim, a massa da partícula multiplicada pelo número de partículas em um centímetro cúbico determina a densidade volumétrica de massa ( $\rho$ ):

$$\rho = 2m_H \cdot d(i, j, k) = (3,34 \cdot 10^{-24}) \cdot d(i, j, k) [g \cdot cm^{-3}] \quad (5.3)$$

Como queremos em unidades de massas solares, e  $1M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}g$  :

$$\rho = (1,678 \cdot 10^{-57}) \cdot d(i, j, k)[M_{\odot} \cdot cm^{-3}] \quad (5.4)$$

A massa da célula ( $dm$ ) será essa densidade de massa ( $\rho$ ) multiplicada pelo volume. Se considerarmos ainda a grade 32, então podemos usar o volume da equação (5-2), e teremos :

$$dm = \rho \cdot Vol = \rho \cdot (5,528 \cdot 10^{56}) = (0,928) \cdot d(i, j, k)[M_{\odot}] \quad (5.5)$$

Vemos então que a massa de cada célula é calculada tomando-se o valor da densidade numérica (que o ZEUS calcula na evolução do problema proposto) e multiplicando este por uma constante (que varia à medida que variamos o número de células na grade computacional estipulada). Desde que consideremos sempre a grade 32, a equação (5-5) sempre será válida, e dará sempre o resultado físico real em massas solares para a correspondente célula ( $i, j, k$ ).

### **Unidade da Densidade de Energia Interna**

A densidade de energia interna será dada pela equação

$$E_i = \frac{3}{2} \cdot n \cdot k \cdot T \quad (5.6)$$

onde  $n$  é a densidade numérica ( $d(i, j, k)$ ),  $k$  é a constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-16}[erg \cdot K^{-1}]$ ) e  $T$  é a temperatura (em Kelvin).

Utilizando os parâmetros iniciais do meio ambiente na equação (5-6), teremos um valor que corresponderá à unidade da densidade de energia interna que utilizaremos.

Ou seja, a saída da densidade de energia interna, dada pelo ZEUS, será multiplicada por essa unidade, para termos um valor físico real em  $ergs \cdot cm^{-3}$ .

Cada vez que alteramos os parâmetros iniciais do meio, devemos refazer as contas e estabelecer o novo valor dessa unidade.

### **Unidades de Espaço, Tempo e Velocidade**

O ZEUS possui uma variável (time) que dá o tempo numérico da evolução da simulação. Esse tempo está sujeito à física do problema tratado, e à evolução do mesmo.

Fazendo cálculos sobre o tempo de colisão esperado, que é a razão entre o raio da nuvem e a velocidade da nuvem,

$$t_{col} = \frac{R_{cl}}{v_{cl}} \quad (5.7)$$

estimamos que, para diversos valores típicos de raios e velocidades de nuvens moleculares, esse tempo sempre é da ordem de  $10^6$  anos. Logo, a unidade de tempo natural em nosso caso será de  $10^6$  anos. Toda saída de tempo do ZEUS terá que ser multiplicada por essa unidade para termos o tempo físico, em mega-anos, do problema.

Cada unidade do espaço terá 1 pc de extensão, como já vimos. Essa é a unidade espacial.

Tendo a unidade do espaço em pc, e a unidade de tempo em mega-anos, a unidade de velocidade será dada diretamente em km/s. Simples assim !

### **5.2.2 A Varredura Geral**

A subrotina Cloudump realiza uma varredura em todas as células do sistema, de onde tira dados prontos do ZEUS, ou calcula outros dados a partir dos existentes.

Durante a varredura geral, é escolhida uma fatia bidimensional, que pode ser tanto xy, xz ou yz, de onde tiramos tabelas de dados para a análise gráfica do corte.

Também durante a varredura será explicado como sabemos quando e onde um grupo estelar (GE) se forma, e como fazemos para retirar esse grupo sem causar muitos “traumas” à posterior evolução do sistema (a retirada do grupo estelar, assim que verificada sua formação, é necessária, caso contrário a massa de nosso “grupo estelar” já formado irá migrar e ajudar na formação de outros, e isso não seria fisicamente esperado. Como não temos como isolar o grupo estelar formado do resto do sistema, o único modo é retirá-lo dele. Este é um procedimento habitual neste tipo de abordagem, como comentaremos no capítulo 6 mais em detalhe.).

### **Energias, Campo Magnético**

Durante a varredura geral, o módulo do campo magnético e o ângulo (calculado em sentido anti-horário, tendo como base o eixo dos cossenos do círculo trigonométrico) são usados para se saber o módulo, a direção e o sentido do campo vetorial magnético em cada célula. O mesmo processo pode ser estendido facilmente ao campo de velocidades. Esses dados serão extraídos na fatia bidimensional escolhida, para que possamos plotar gráficos dos campos vetoriais do corte, através do Super Mongo.

A densidade de energia interna é tirada diretamente do ZEUS, mas sua equação teórica é a mesma da equação (5-6). A densidade de energia magnética será calculada pela equação

$$\varepsilon_B = \frac{B^2}{8\pi} \quad (5.8)$$

onde B é o módulo do campo magnético. A energia cinética é calculada pela

equação

$$E_{\text{cin}} = \frac{1}{2} dm \sqrt{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2} \quad (5.9)$$

onde  $dm$  é a massa de cada célula, e  $v_1, v_2, v_3$  são as velocidades em x, y e z, respectivamente.

### Um Grupo Estelar se Forma.

Durante a varredura geral, é calculada a massa de cada célula em massas solares (equação (5-5)).

A massa mínima que uma porção de massa precisa alcançar para começar a apresentar instabilidade gravitacional é genericamente denominada de massa de Jeans. Acima desta massa limite, qualquer massa apresenta uma energia gravitacional que excede a soma das energias térmica, magnética, rotacional e turbulenta, e isso satisfaz as condições iniciais para a formação estelar (Bodenheimer 1992).

Como no nosso problema consideramos o campo magnético, e partindo do princípio que efeitos térmicos e rotacionais não são importantes na análise atual, calculamos a massa de Jeans magnética para cada célula (e.g., Bodenheimer 1992):

$$M_J = \frac{B^3}{(3,6G)^{\frac{3}{2}}(\frac{4}{3}\pi\rho)^2} = \frac{B^3}{(3,6 \cdot 6,67 \cdot 10^{-7})^{\frac{3}{2}}(\frac{4}{3}\pi \cdot 2m_H \cdot n)^2} = (7 \cdot 10^{20}) \frac{B^3}{n^2} M_{\odot} \quad (5.10)$$

onde  $B$  é o módulo do campo magnético e  $n$  é a densidade numérica. Agora temos, para cada célula, o cálculo de sua massa ( $dm$ ) e o cálculo da massa de Jeans magnética estipulada para ela ( $M_J$ ). Sempre que

$$dm > M_J \quad (5.11)$$

consideramos que a célula formou estrelas, pois, conforme exposto, as condições iniciais para a formação estelar foram satisfeitas ali. Como a célula é uma entidade da grade, e não mostra as partículas no seu interior, e nossas aproximações não nos permitem acompanhar a evolução posterior das células onde o critério de instabilidade de Jeans foi satisfeito, não podemos saber quantas estrelas se formaram nela, nem qual seria a massa de cada uma separadamente. Só podemos saber a massa total de formação estelar naquela célula, e por isso mesmo dizemos então que na célula houve a formação de um Grupo Estelar, como já foi explicado no final do Capítulo 4. (Vide também esclarecimento sobre o que denominamos “formação estelar” ou “taxa de formação estelar” no Capítulo 6.)

### **A Retirada do Grupo Estelar**

A célula que gera um Grupo Estelar é marcada e será mais um dado para os gráficos. Mas logo em seguida devemos retirar a massa estelar formada, para que esta não interfira novamente com o sistema, como já foi explicado. Mas qual a melhor maneira de se fazer essa retirada de massa?

Há diversas propostas para tal em trabalhos anteriores semelhantes ao nosso. Hetten (1996), por exemplo, adota uma prescrição *ad hoc* para definir a fração da densidade do gás que passa para o Grupo Estelar (na célula onde a condição de Jeans foi satisfeita) cuja massa será, então, removida do sistema. A fração definida está relacionada ao volume da célula e a prescrição tenta garantir a conservação da massa total, momentum e energia cinética no processo de remoção do GE, porque naquele

estudo, em particular, o autor está interessado em analisar a distribuição espacial futura dos GE formados. Marinho (1997), como outro exemplo, simplesmente retira a massa da estrela formada, considerando que a massa desta (em comparação à massa total do sistema) é muito pequena, e que portanto sua retirada, mesmo sem outras precauções com certos aspectos físicos envolvidos neste procedimento, apesar de gerar um vácuo temporário na região, como o próprio autor destaca, não causará maiores alterações na evolução do sistema.

Nosso método consistiu em retirar 90 % da massa da célula que forma o Grupo Estelar, mas manter a mesma densidade de energia interna na célula. Mantendo 10% da massa e a mesma densidade de energia, visamos, por um lado, evitar a geração de um vácuo artificial extremado na região e, por outro lado, manter o equilíbrio energético térmico nas redondezas da célula. Assim, procuramos retirar a massa do GE formado do modo mais “suave” possível, para tentar garantir que a evolução física do sistema prossiga sem maiores interferências devido a tal remoção.

### **5.2.3 Passos Computacionais**

O ZEUS lerá a subrotina Cloudump a cada passo computacional feito, durante a evolução do problema da Newcloud. Sempre que ele fizer isso, gerará a cada rodada no tempo um novo arquivo de dados, com tudo o que se calculou acima, e mais um grande número de outros parâmetros interessantes para analisar, mas que para nós, no momento, não são tão importantes quanto os citados neste capítulo.

Após o término da simulação, teremos uma sucessão de arquivos de saída, cada qual mostrando um quadro estático do corte bidimensional, feito durante o processo de varredura da Cloudump. A análise dos quadros, em seqüência, leva a uma visão ao longo do tempo dos processos físicos do problema. Mas criamos um outro arquivo



com a evolução das massas do sistema, da fatia escolhida, e das massas de formação estelar, tanto no sistema todo quanto só no corte bidimensional, ao longo do tempo, e nesse mesmo arquivo consta a evolução das energias cinética, magnética e interna total, ao longo do tempo.

O inzeus controla a quantidade de arquivos que será tirada, e de quanto em quanto tempo um novo arquivo de saída será criado.

## 5.3 Vínculos Físicos

Para todo o sistema temos de estabelecer, como parâmetros iniciais, em cada célula, os valores da densidade numérica, da temperatura e do campo magnético (existem outros mais, mas aqueles são fundamentais para os vínculos físicos).

Esses valores iniciais, para a nuvem e para o meio, não podem ser escolhidos aleatoriamente. Eles têm que ser valores que sejam compatíveis com dados observacionais e que respeitem os vínculos físicos que, no caso tratado, são principalmente os seguintes: equilíbrio de pressão (total, i.e., térmica mais magnética) entre a nuvem e o meio que a circunda e equipartição de energia (traduzida pela expressão  $\beta \sim 1$ , onde a grandeza  $\beta$  é definida logo abaixo).

### 5.3.1 O Equilíbrio de Pressão

Em nossas simulações estudamos a colisão entre nuvens que inicialmente estão em equilíbrio de pressão com o meio circundante. Esta condição garante que elas não estão sofrendo compressão nem expansão nesse instante inicial, o que está de acordo com indicações observacionais para nuvens desse tipo, em geral.

Os termos contribuintes para a pressão total são aqueles definidos pela pressão

cinética ou térmica do meio, também chamada densidade de energia interna, dada por:

$$P_T = n \cdot k \cdot T \quad (5.12)$$

e pela pressão magnética, também chamada densidade de energia magnética, dada por:

$$P_B = \frac{B^2}{8\pi} \quad (5.13)$$

Assim sendo, o equilíbrio de pressão total entre a nuvem e o meio que a circunda existe quando:

$$n_{cl} \cdot k \cdot T_{cl} + \frac{B_{cl}^2}{8\pi} = n_m \cdot k \cdot T_m + \frac{B_m^2}{8\pi} \quad (5.14)$$

onde o subscrito “cl ” refere-se aos valores da nuvem, e o “m ” refere-se ao meio. A equação 5-14 deve ser respeitada, quanto aos valores iniciais de  $n$ ,  $T$  e  $B$  para as nuvens e para o meio.

### 5.3.2 A Equipartição de Energia

Há outra grandeza relevante no tratamento de fluidos magnetizados que é o conhecido parâmetro  $\beta$  do plasma, ou simplesmente parâmetro  $\beta$ , que mede a importância relativa entre as componentes térmica e magnética da pressão. Quando a contribuição de cada uma dessas componentes é da mesma ordem (i.e.,  $\beta \sim 1$ ), diz-se que há equipartição entre as densidades de energia térmica e magnética, ou de modo mais resumido, diz-se que há equipartição de energia.

Para o tipo de nuvem que estudamos, as observações indicam que normalmente se tem equipartição de energia. Por este motivo impomos outro vínculo inicial ao nosso problema, que é o de ter-se o valor de  $\beta$  na nuvem ( $\beta_{cl}$ ) da ordem da unidade.

O parâmetro  $\beta$  é definido como a razão entre as densidades de energia cinética e magnética do meio, que, para o caso dos parâmetros da nuvem, pode ser escrito como:

$$\beta_{cl} = \frac{n_{cl} \cdot k \cdot T_{cl}}{\frac{B_{cl}^2}{8\pi}} \quad (5.15)$$

Para a nuvem, inicialmente, como mencionado, é esperado que esse parâmetro seja  $\sim 1$ . Para o meio externo espera-se que a importância relativa dos campos magnéticos na dinâmica do mesmo seja menor, e portanto deve-se ter, para esse meio,  $\beta_m > 1$ .

### 5.3.3 A Escolha Ideal de Parâmetros

Quando escolhermos os valores iniciais dos parâmetros para nossas simulações, precisamos escolher de tal modo que todos os tópicos abaixo sejam satisfeitos:

- a) Existe base observacional para a escolha.
- b) A escolha não vai contra o que se esperaria teoricamente.
- c) O equilíbrio de pressão é respeitado.
- d) O parâmetro  $\beta$  possui valores aceitáveis (no sentido discutido acima).
- e) A simulação aceita bem os valores (i.e., não ocorre nenhum impedimento computacional, tipo instabilidades numéricas ou parâmetros atingindo valores proibitivamente altos, de rodarmos a simulação até o fim).

f) Gera-se estrelas no processo (i.e., a condição de Jeans é atingida para alguma(s) célula(s) ao longo da simulação; isto implica iniciarmos as simulações com as nuvens numa condição de equilíbrio metaestável, onde o critério de Jeans está próximo de ser atingido; isto está de acordo com indicações observacionais sobre essas nuvens (e.g., Heiles et al. 1993 e referências ali contidas) e é o que normalmente se adota em simulações desses contextos (e.g., McKee et al. 1993, Hartmann 1998, e referências ali contidas)).

Os requisitos a serem respeitados são tantos, que freqüentemente nos sentimos como que amarrados. A busca não é mais apenas para realizarmos uma simulação, que por si só já é muito complexa, mas também para adequarmos essa simulação aos mais rigorosos crivos científicos.

Parece à primeira vista fácil, mas a cada alteração, mesmo que dos menores parâmetros do sistema, torna-se necessário novo estudo para que as condições iniciais sempre respeitem os seis requisitos acima. Nosso único consolo é, no final de tanto trabalho, oferecer como resultado uma simulação bem feita, e a mais realista que nossas condições atuais permitem.

# Capítulo 6

## RESULTADOS

Este capítulo trata essencialmente dos principais resultados de nossa simulação. Para dois conjuntos de valores físicos iniciais, para as nuvens e o meio, são analisados diversos casos diferentes, abrangendo diversas configurações do campo magnético durante a colisão nuvem-nuvem. Os valores físicos iniciais, como a densidade numérica, a temperatura e o campo magnético, tiveram de ser escolhidos de forma tal, que tanto a equação de equilíbrio de pressão entre as nuvens e o meio externo, quanto a exigência de termos  $\beta \sim 1$  para as nuvens, tenham de ser respeitados simultaneamente.

Fizemos a simulação durante um intervalo tempo predeterminado. Esse tempo teve de ser escolhido de forma a ser grande o suficiente para nos permitir uma análise bastante completa da colisão como um todo, mas também não ser tão grande a ponto de prejudicar nossa análise com efeitos físicos que embora sejam desprezíveis numa certa escala de tempo, podem tornar-se importantes para intervalos de tempo maiores (lembramos, por exemplo, que estamos usando a equação de estado adiabática, e portanto não há perda radiativa no processo). Além disso, ele deve ser um tempo pequeno o suficiente para que todas as simplificações feitas na abordagem do problema (e explicitadas no final do capítulo 2 e no começo do capítulo 3) continuem fisicamente

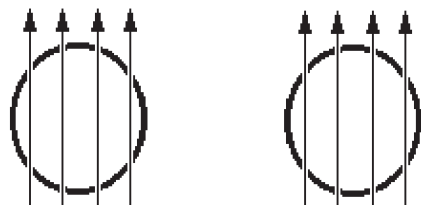
justificáveis durante todo o tempo considerado para a simulação.

Após uma análise cuidadosa dos vários aspectos envolvidos no problema, concluiu-se que o tempo ideal de corte da simulação é o “tempo de colisão” ( $t_{col}$ ). Esse tempo é calculado tomando-se o raio da nuvem e dividindo-o pela velocidade relativa do choque ( $V_r$ ). Para todas as simulações mostradas aqui, usamos para  $V_r$  o valor de 32 km/s (tal valor tem base no trabalho de Elmegreen (1992), que cita nuvens com estas velocidades). O raio de nossas nuvens é de 20 pc. Desse modo:

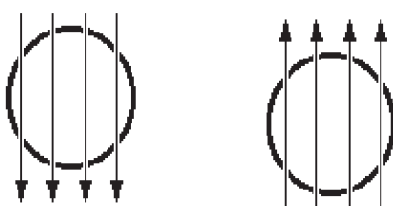
$$t_{col} = \frac{R_{cl}}{v_r} = \frac{20pc}{32km/s} \sim 10^6 \text{ anos} \quad (6.1)$$

Portanto o intervalo de tempo que rodamos cada uma de nossas simulações é da ordem de  $10^6$  anos.

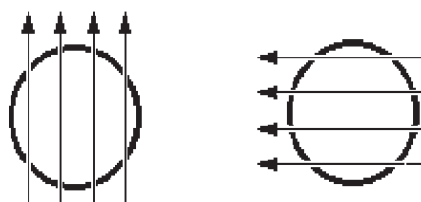
A seguir, mostramos novamente, com o intuito de facilitar a análise dos gráficos, o resumo dos casos tratados, explicitando logo em seguida os dois conjuntos de valores utilizados nas simulações, e por fim os gráficos obtidos, junto com nossas análises e conclusões.



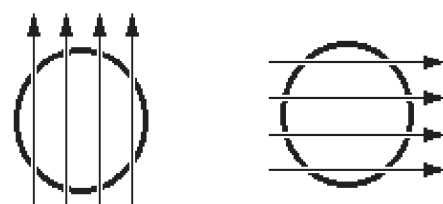
CASOS A1 OU A2



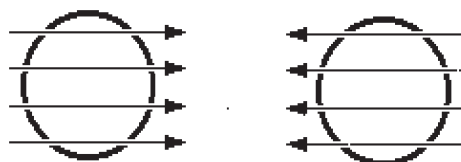
CASOS B1 OU B2



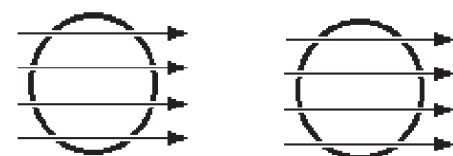
CASOS C1 OU C2



CASOS D1 OU D2



CASOS E1 OU E2



CASOS F1 OU F2

## 6.1 Observações sobre os casos mostrados nas imagens da página anterior :

**Obs. 1)** As grandes setas horizontais, no centro das nuvens, representam (cada uma) metade da velocidade relativa do choque ( $\frac{V_r}{2}$ ).

**Obs. 2)** Os casos “1” correspondem ao seguinte conjunto de valores:

Densidade numérica da nuvem ( $n_{cl}$ ) =  $6 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura da nuvem ( $T_{cl}$ ) = 881 K.

Campo Magnético da nuvem ( $B_{cl}$ ) =  $5,89 \mu\text{G}$ .

Densidade numérica do meio ( $n_m$ ) =  $1 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura do meio ( $T_m$ ) =  $1,5 \cdot 10^4 \text{ K}$ .

Campo Magnético do meio ( $B_m$ ) =  $1 \mu\text{G}$ .

**Obs. 3)** E os casos “2” correspondem ao seguinte conjunto de valores:

Densidade numérica da nuvem ( $n_{cl}$ ) =  $40 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura da nuvem ( $T_{cl}$ ) = 130 K.

Campo Magnético da nuvem ( $B_{cl}$ ) =  $4 \mu\text{G}$ .

Densidade numérica do meio ( $n_m$ ) =  $1 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura do meio ( $T_m$ ) =  $10^4 \text{ K}$ .

Campo Magnético do meio ( $B_m$ ) =  $1 \mu\text{G}$ .

**Obs. 4)** Os casos C e D fizeram parte de nosso grupo de testes numéricos. Teoricamente não esperávamos qualquer diferença na evolução das simulações entre os casos C e D, e de fato foi isso que observamos numericamente (isso foi um teste



para reforçar a validade física de nossas simulações). De modo que o caso D só foi citado anteriormente com propósitos didáticos. Não faremos no entanto qualquer referência futura a este caso, uma vez que ele é idêntico ao caso C.

**Obs. 5)** A seguir será mostrada a evolução temporal das simulações. Os cortes bidimensionais são feitos na camada central das duas nuvens. Serão mostrados os cortes de densidade e de campo magnético. Nos cortes de densidade, adotamos um código simbólico, dado pela legenda abaixo, para que possamos ter uma idéia mais clara da variação da densidade durante o choque nuvem-nuvem.

- L  $\rightarrow$   $dm < 0,1 M_{\odot}$
- X  $\rightarrow$   $0,1 < dm < 1 M_{\odot}$
- #  $\rightarrow$   $1 < dm < 10 M_{\odot}$
- $\Delta$   $\rightarrow$   $dm > 10 M_{\odot}$
- $\rightarrow$   $dm > M_J$

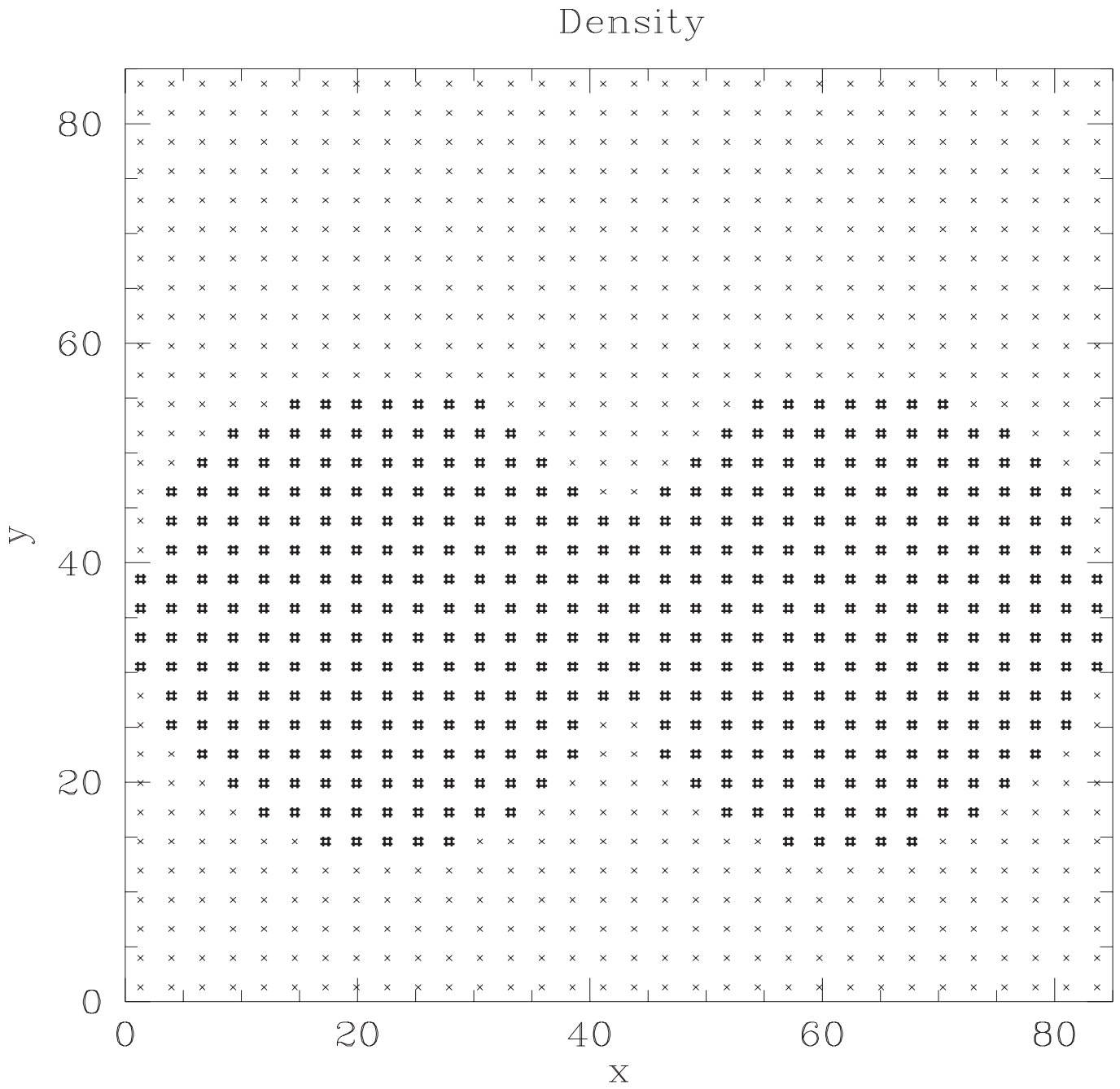


Figure 6.1:  $t= 0.000 \text{ E}00$  anos. Densidade. CASO A1

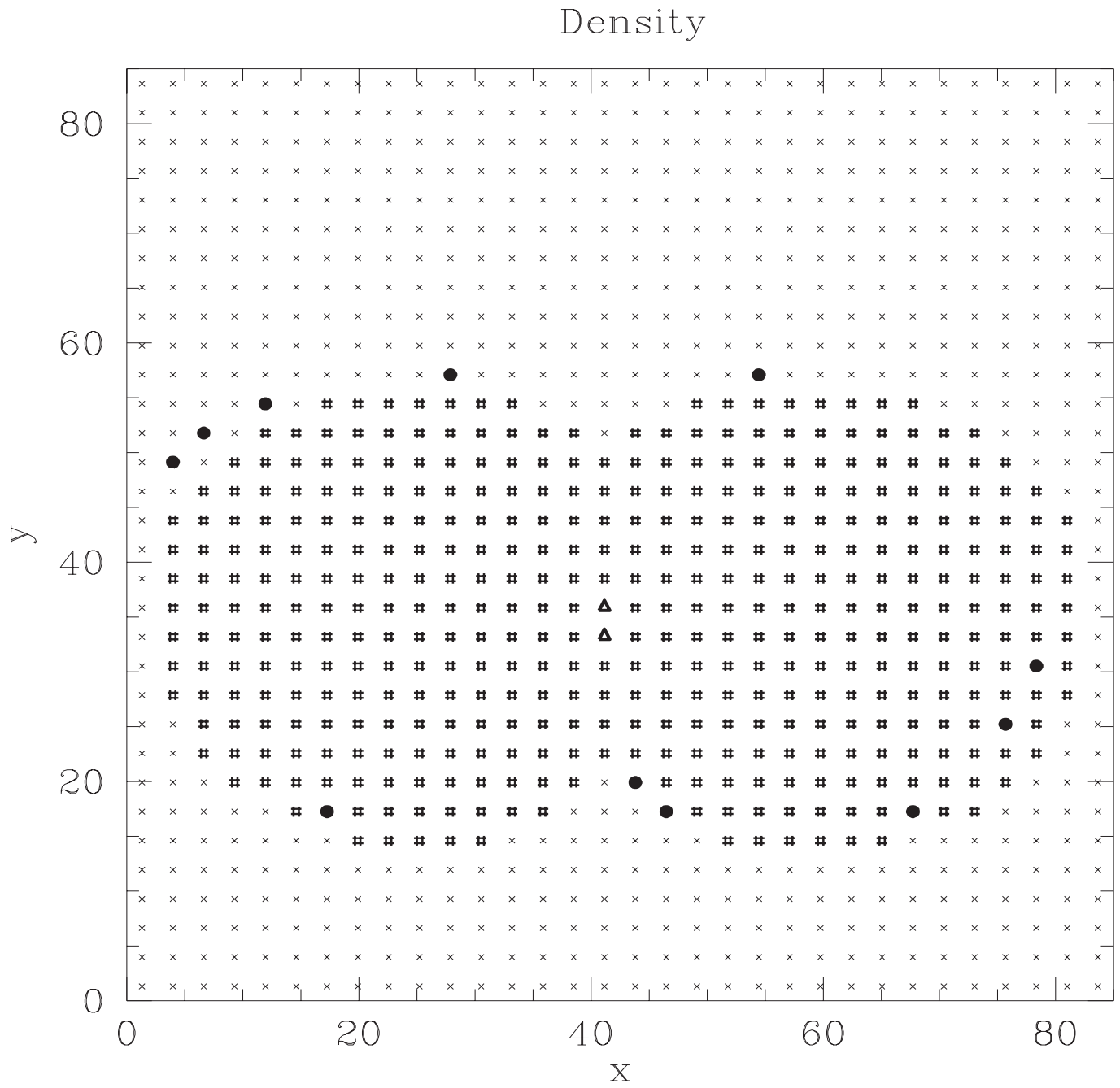


Figure 6.2:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO A1

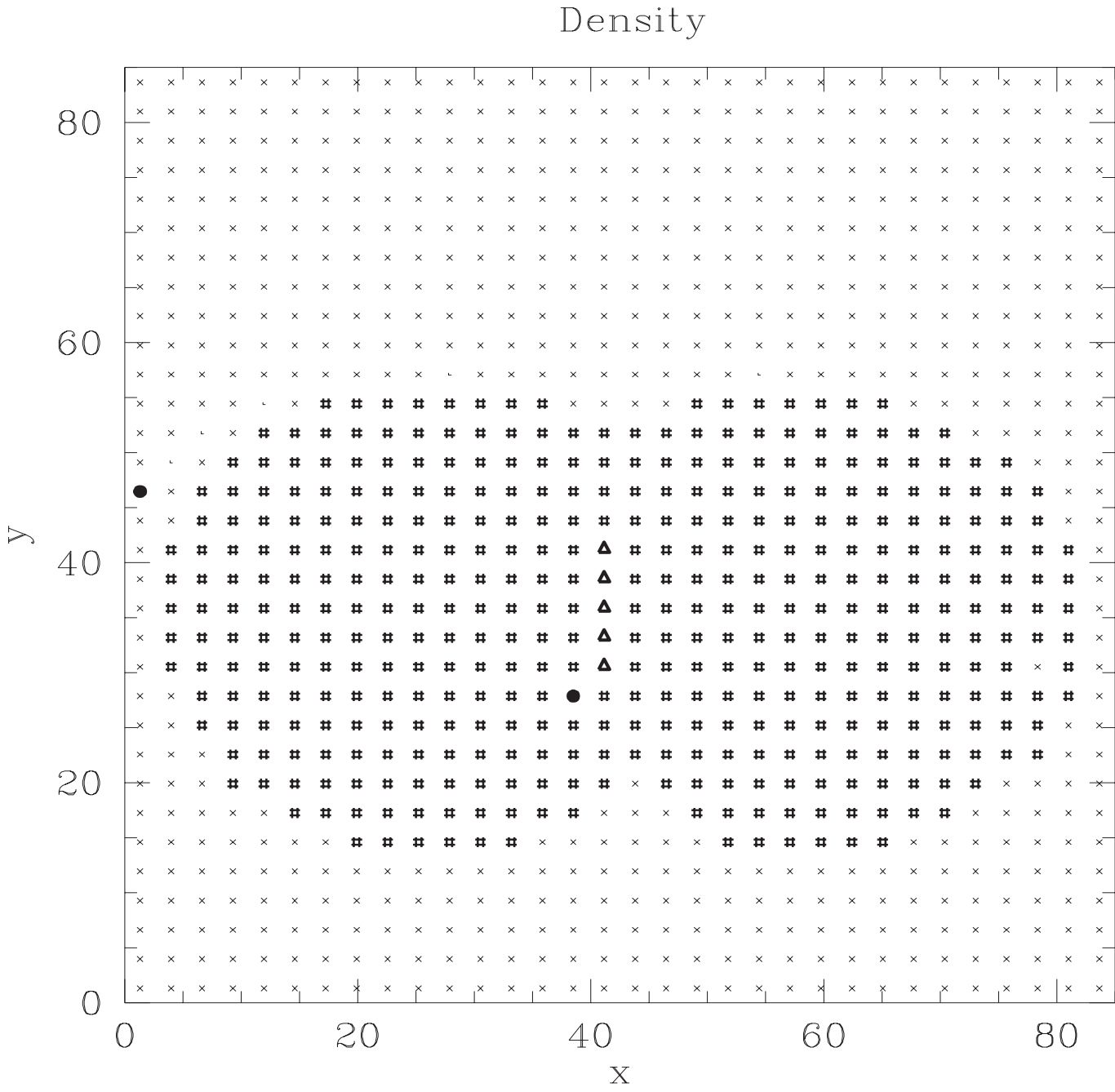


Figure 6.3:  $t= 2.013 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO A1

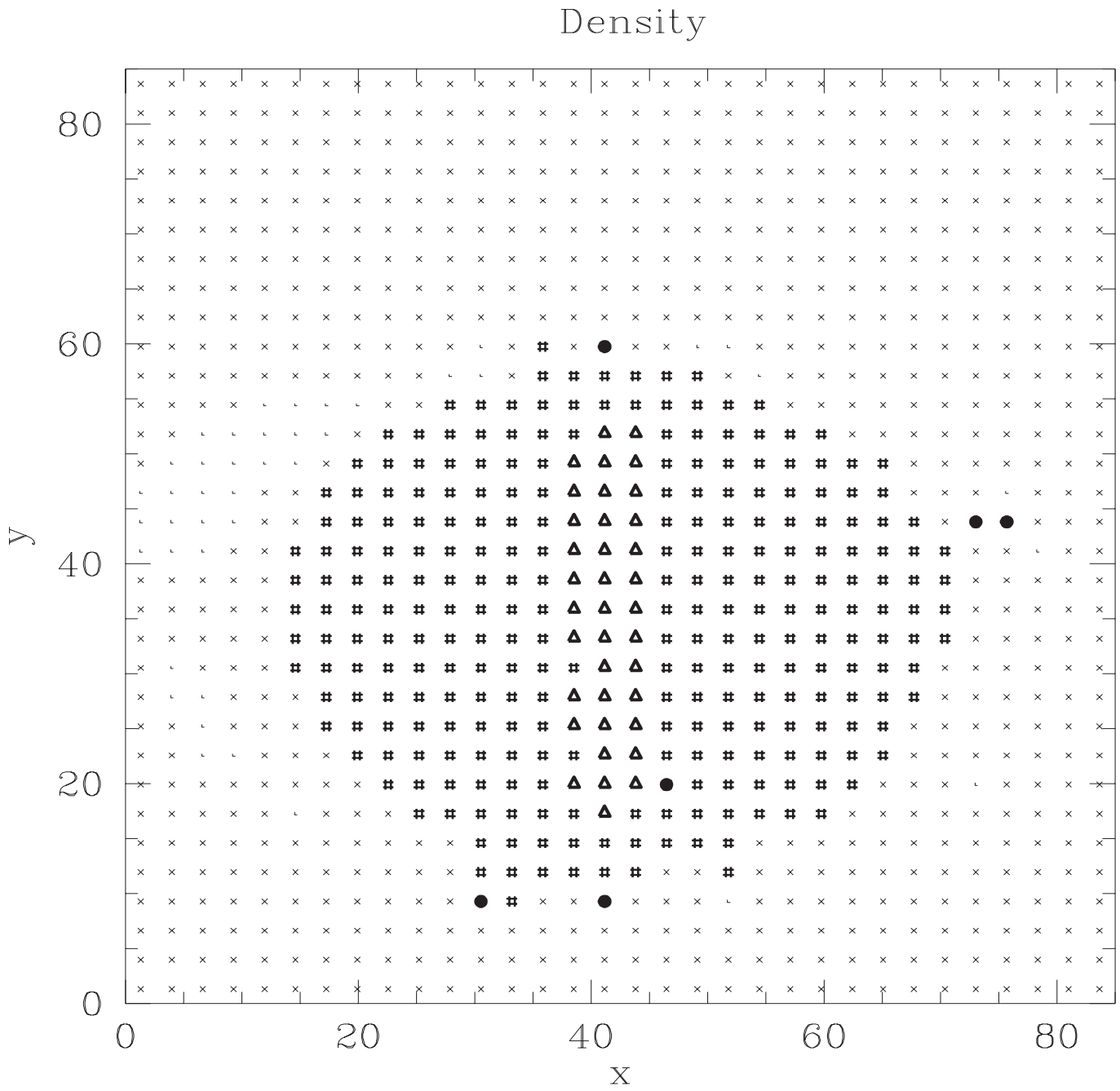


Figure 6.4:  $t= 9.070 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO A1

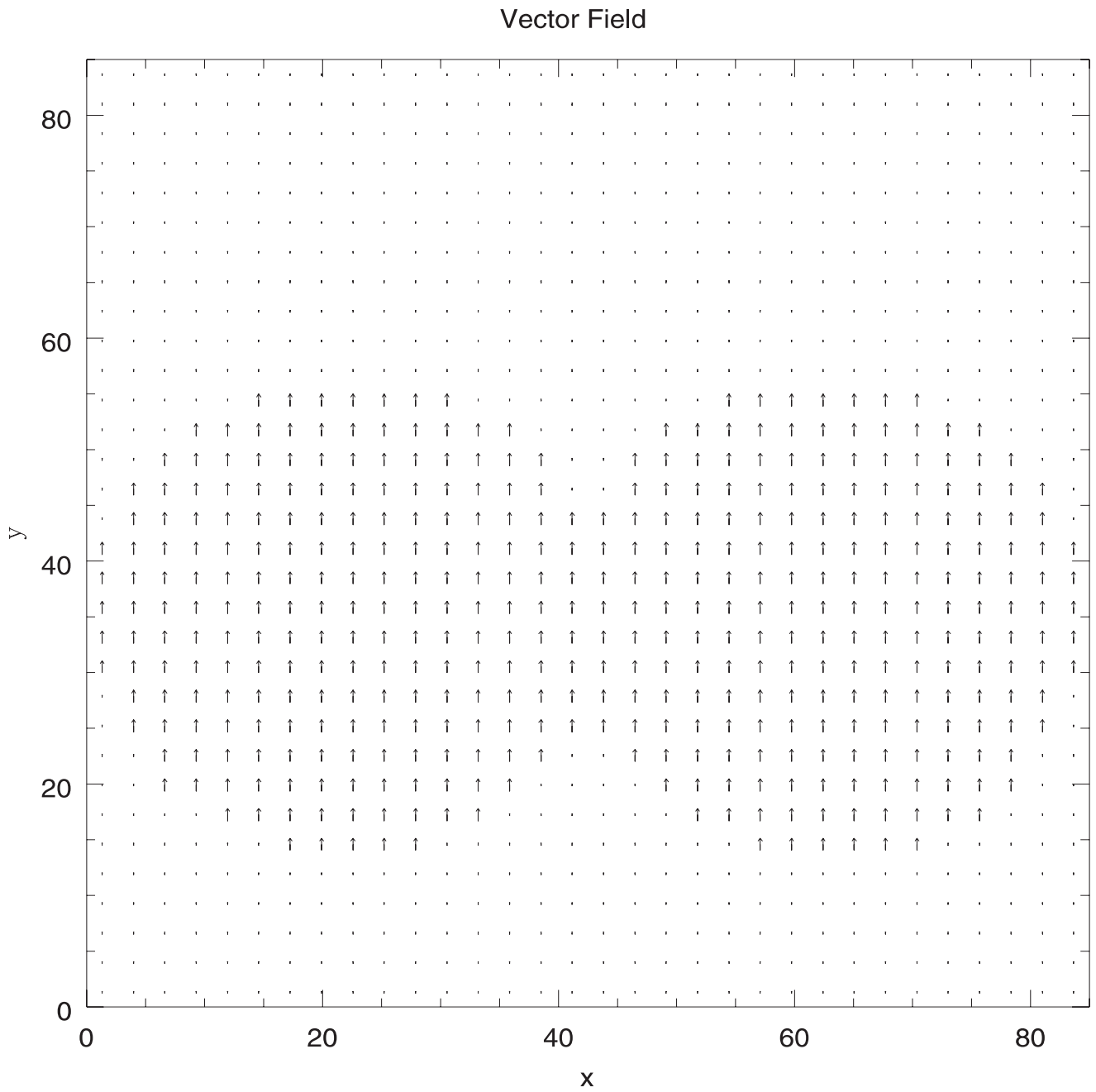


Figure 6.5:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO A1

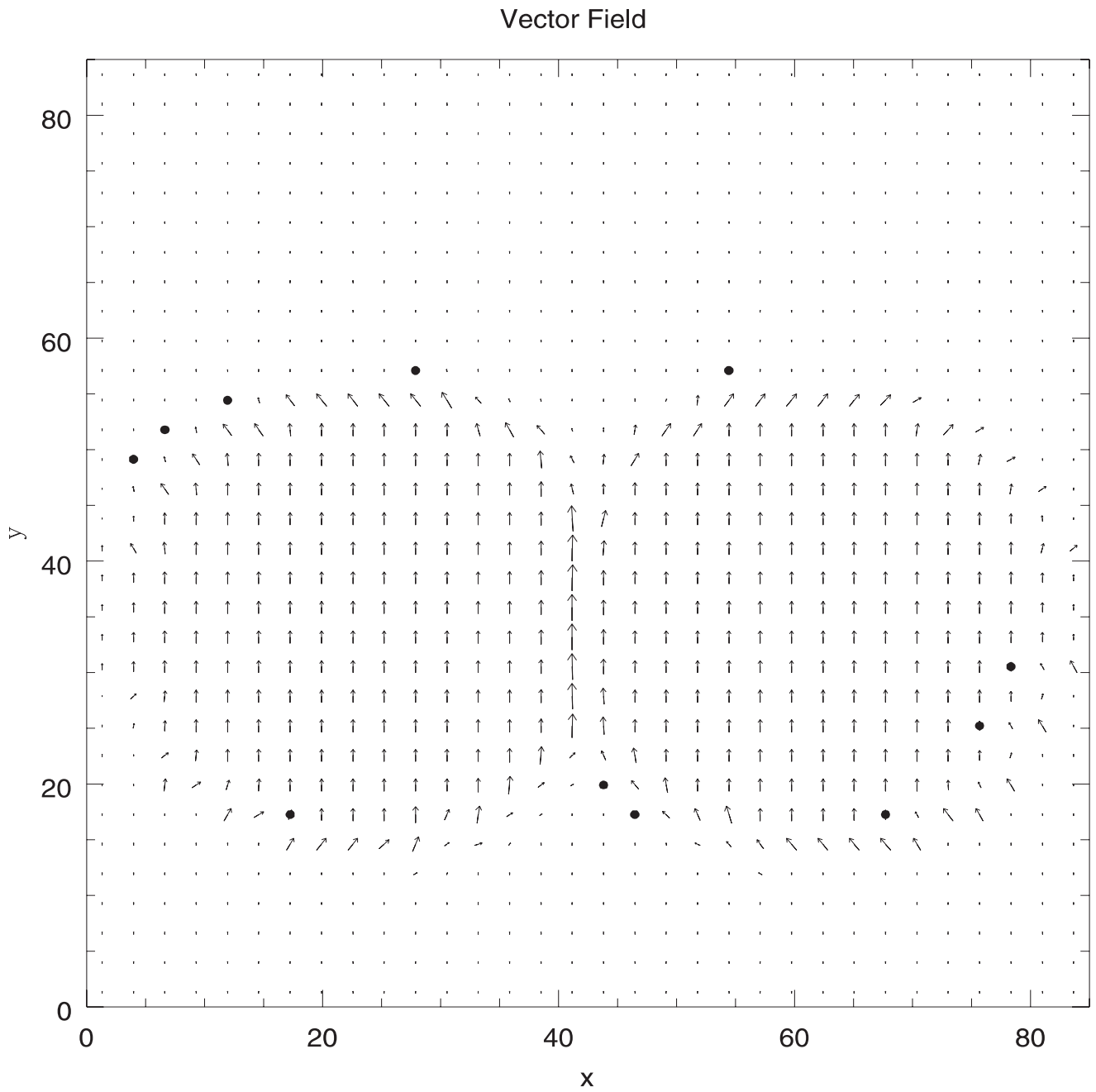


Figure 6.6:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO A1

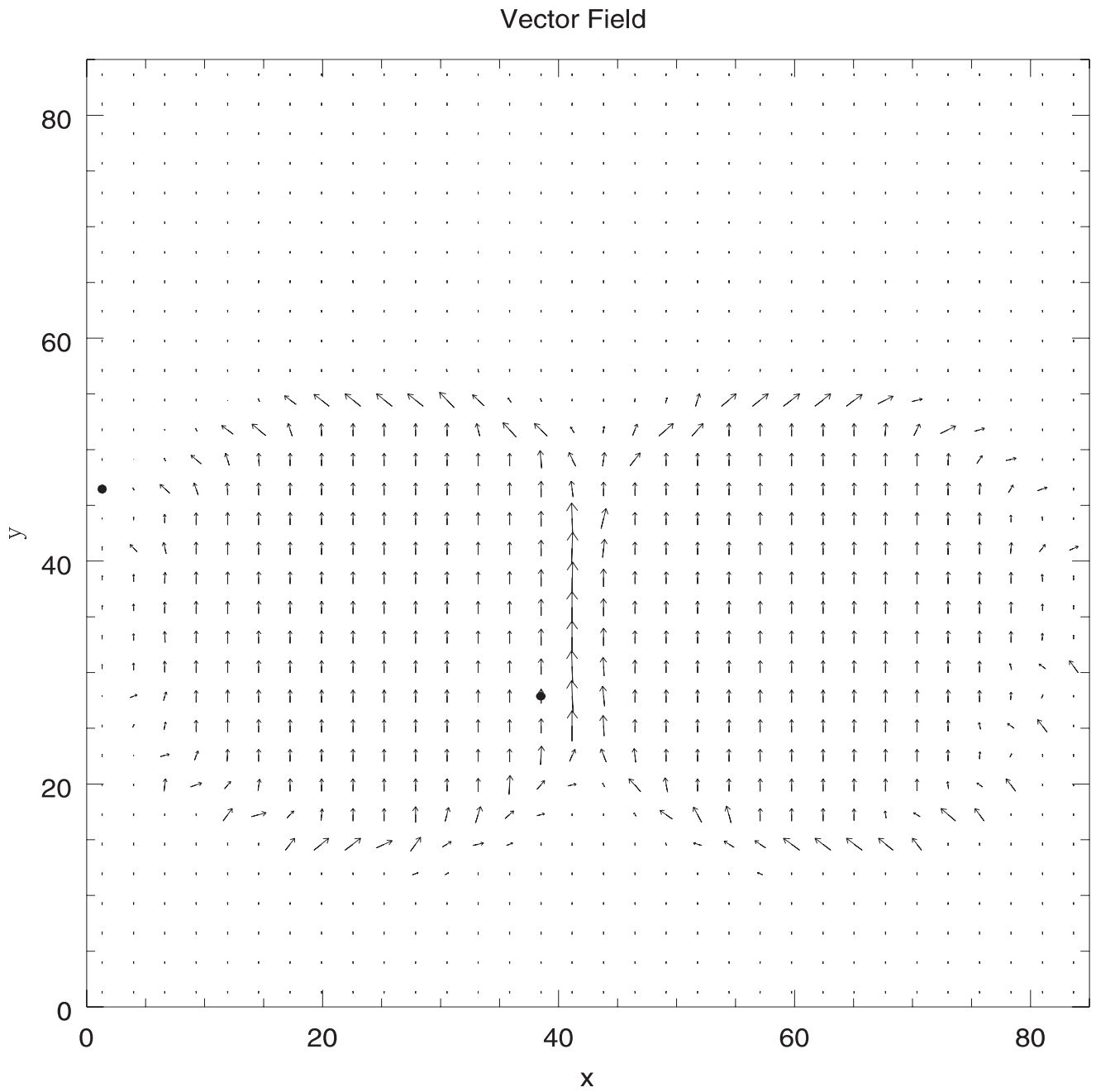


Figure 6.7:  $t= 2.013 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO A1



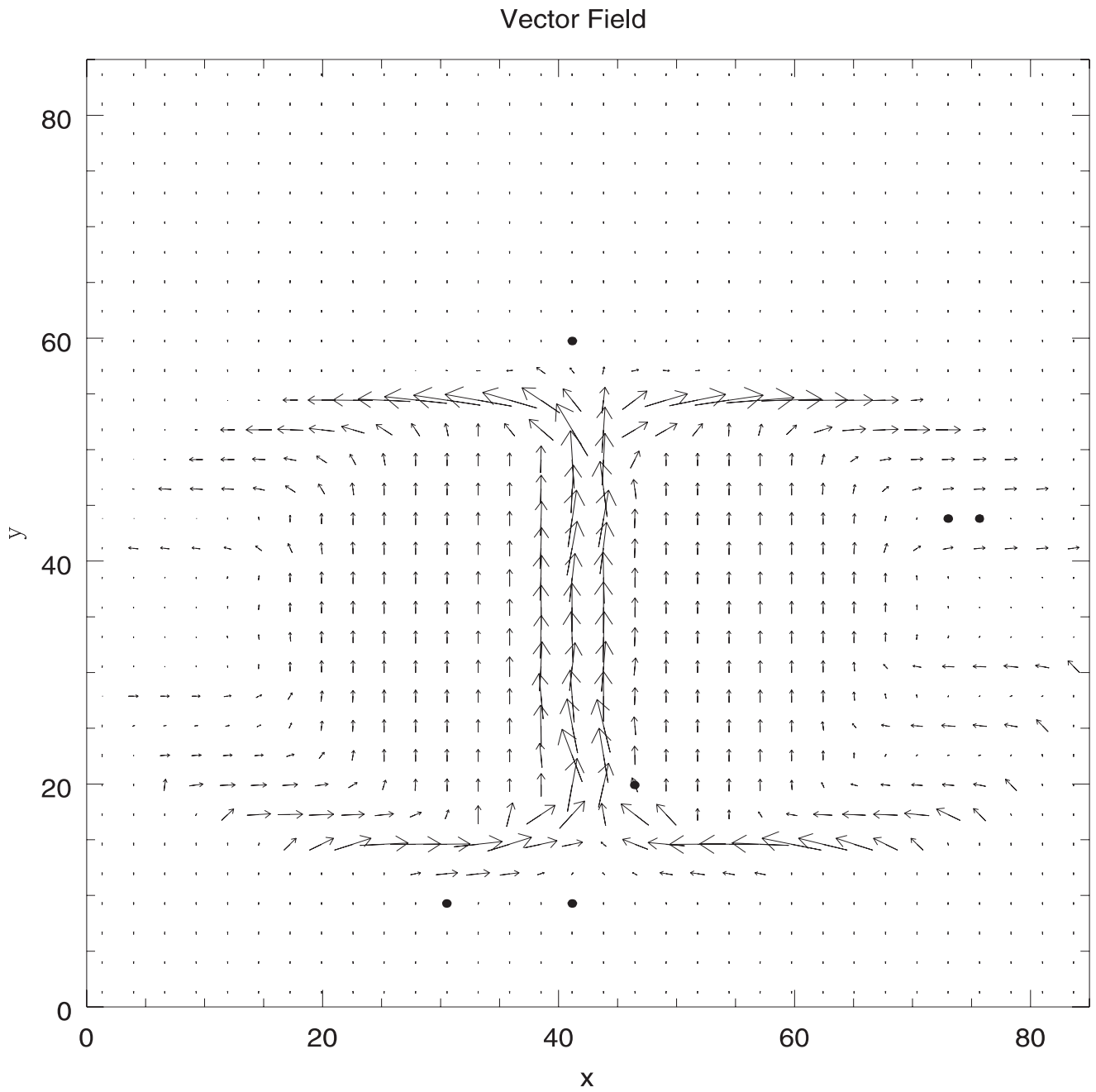


Figure 6.8:  $t= 9.070 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO A1

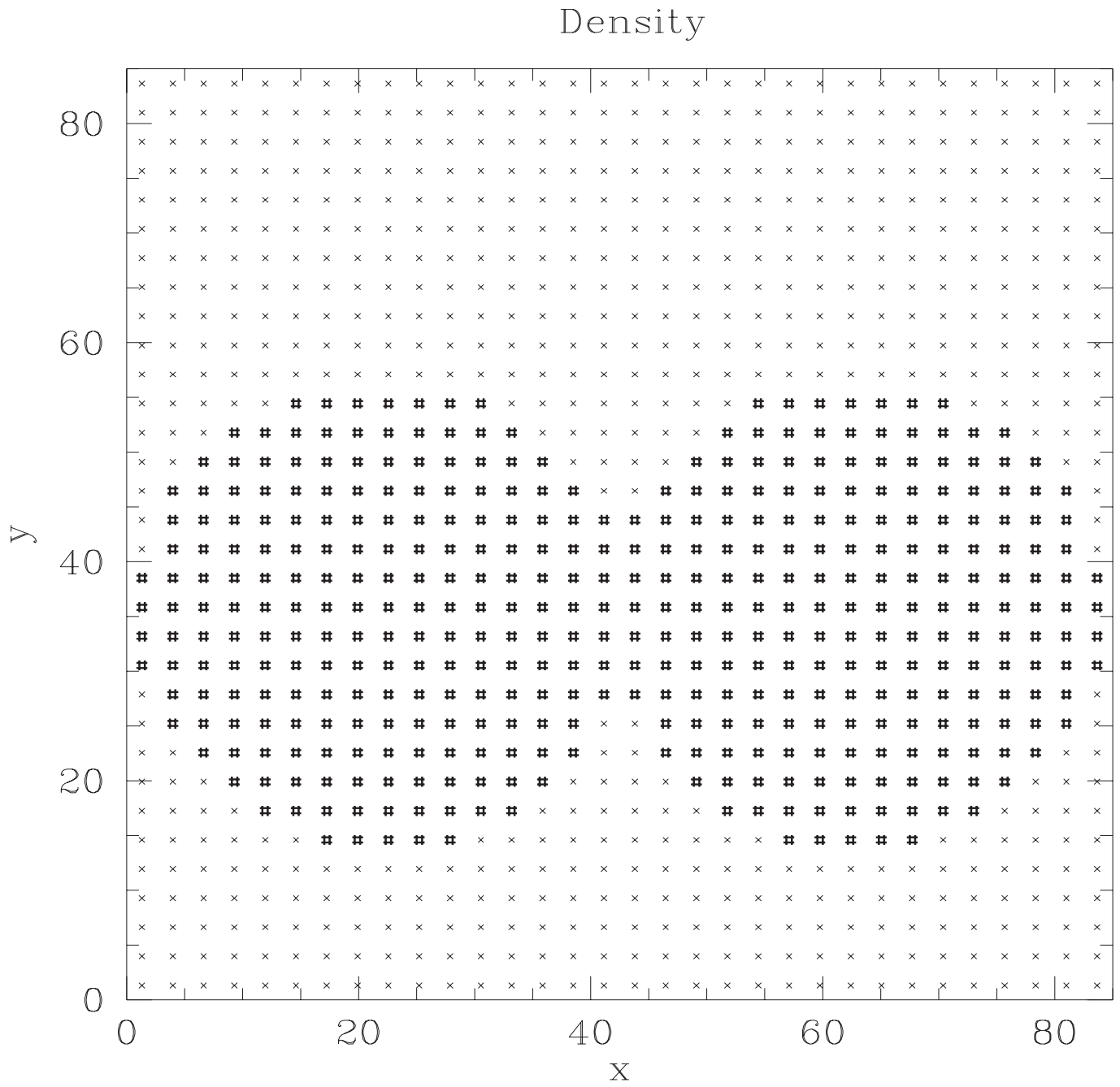


Figure 6.9:  $t= 0.000 \text{ E}00$  anos. Densidade. CASO B1

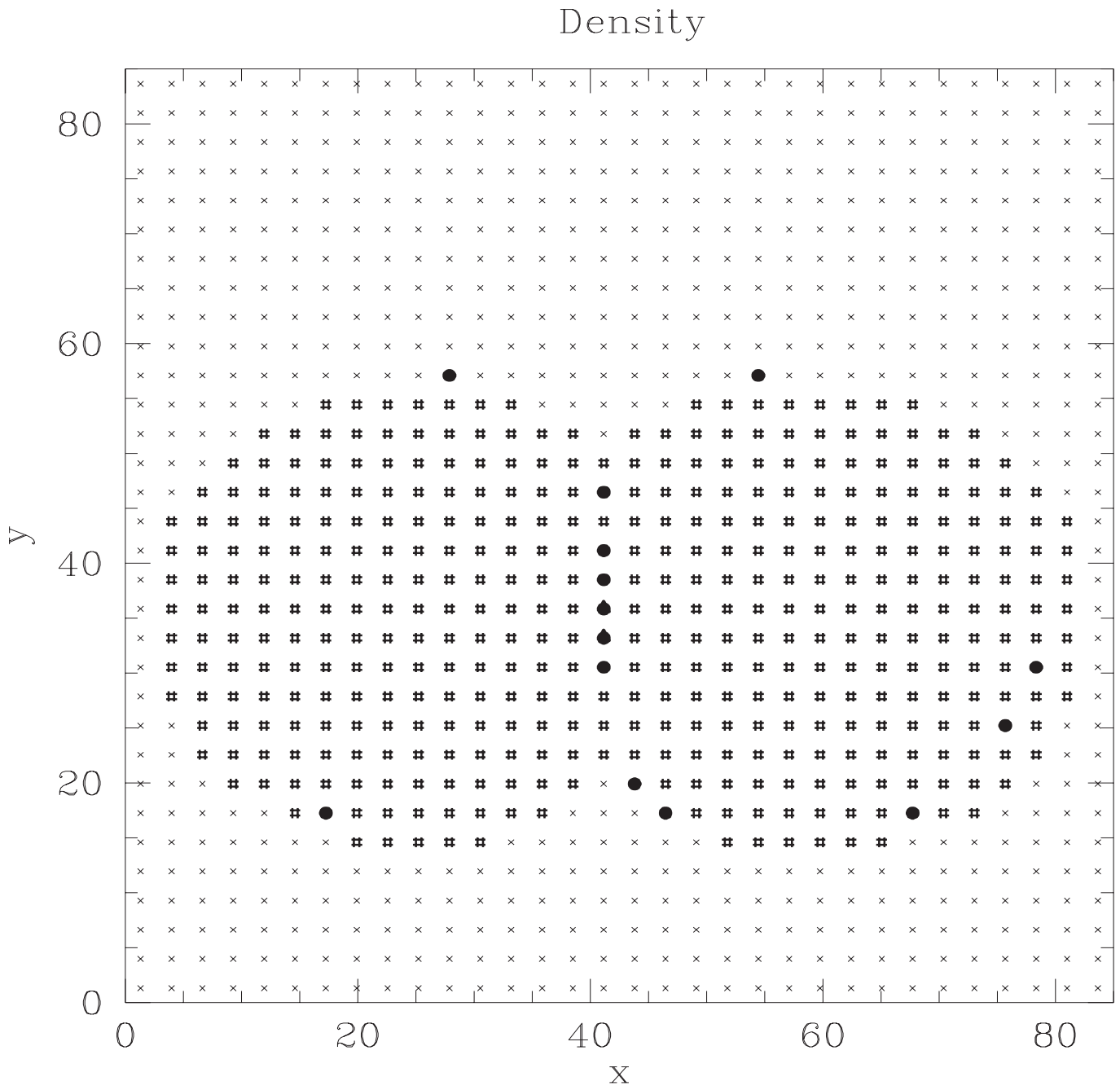


Figure 6.10:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO B1

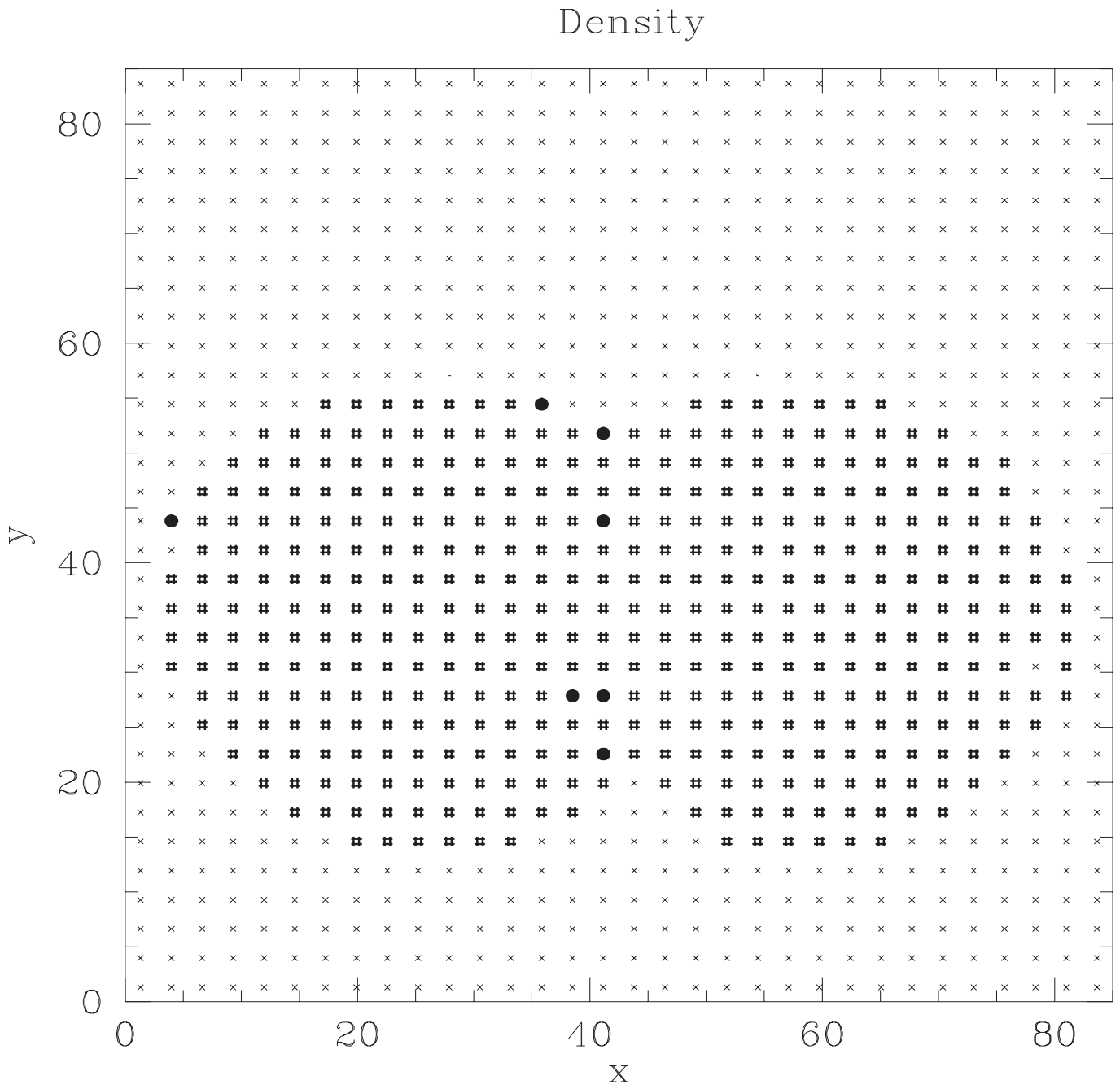


Figure 6.11:  $t= 2.146 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO B1

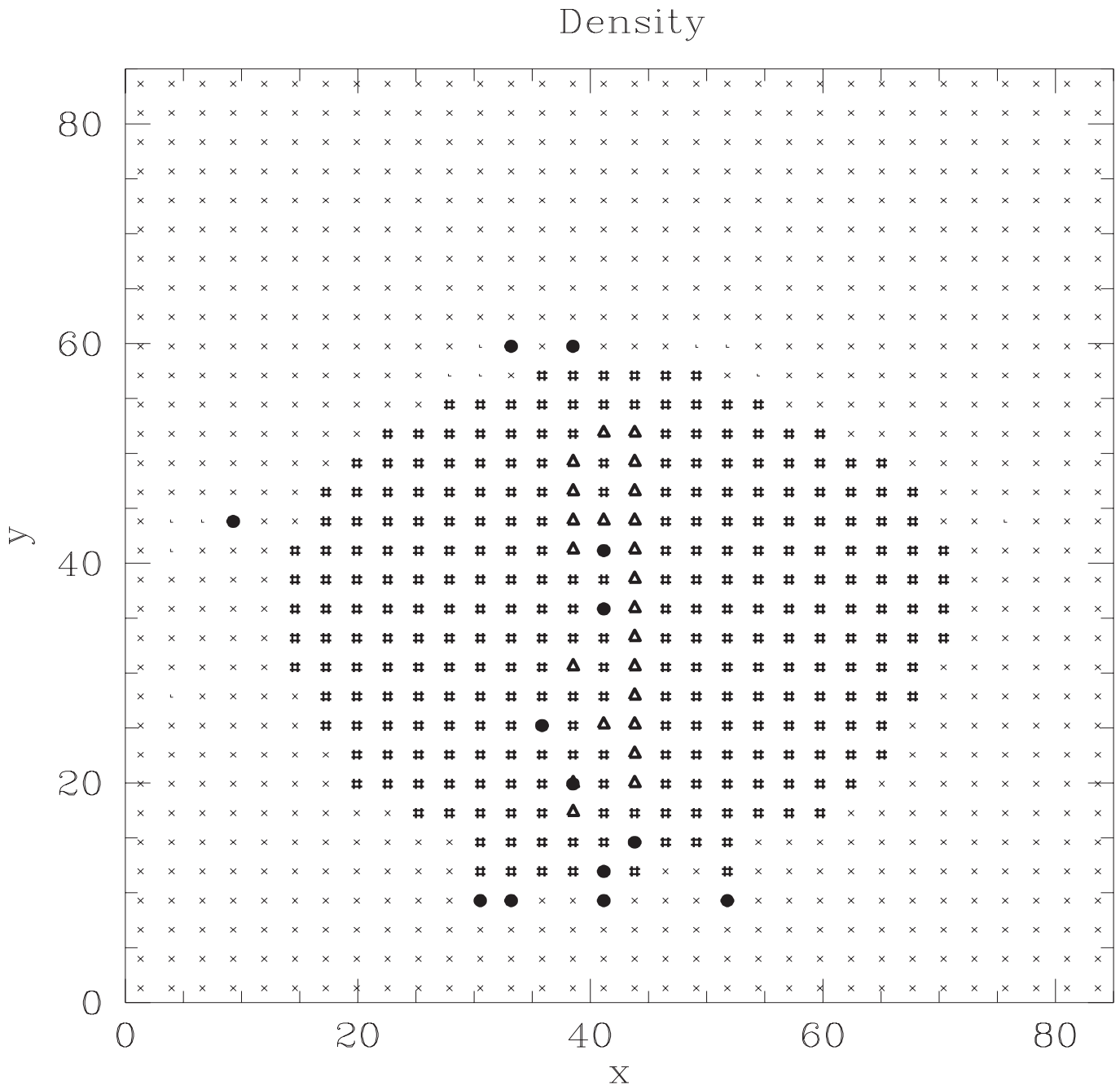


Figure 6.12:  $t= 9.030 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO B1

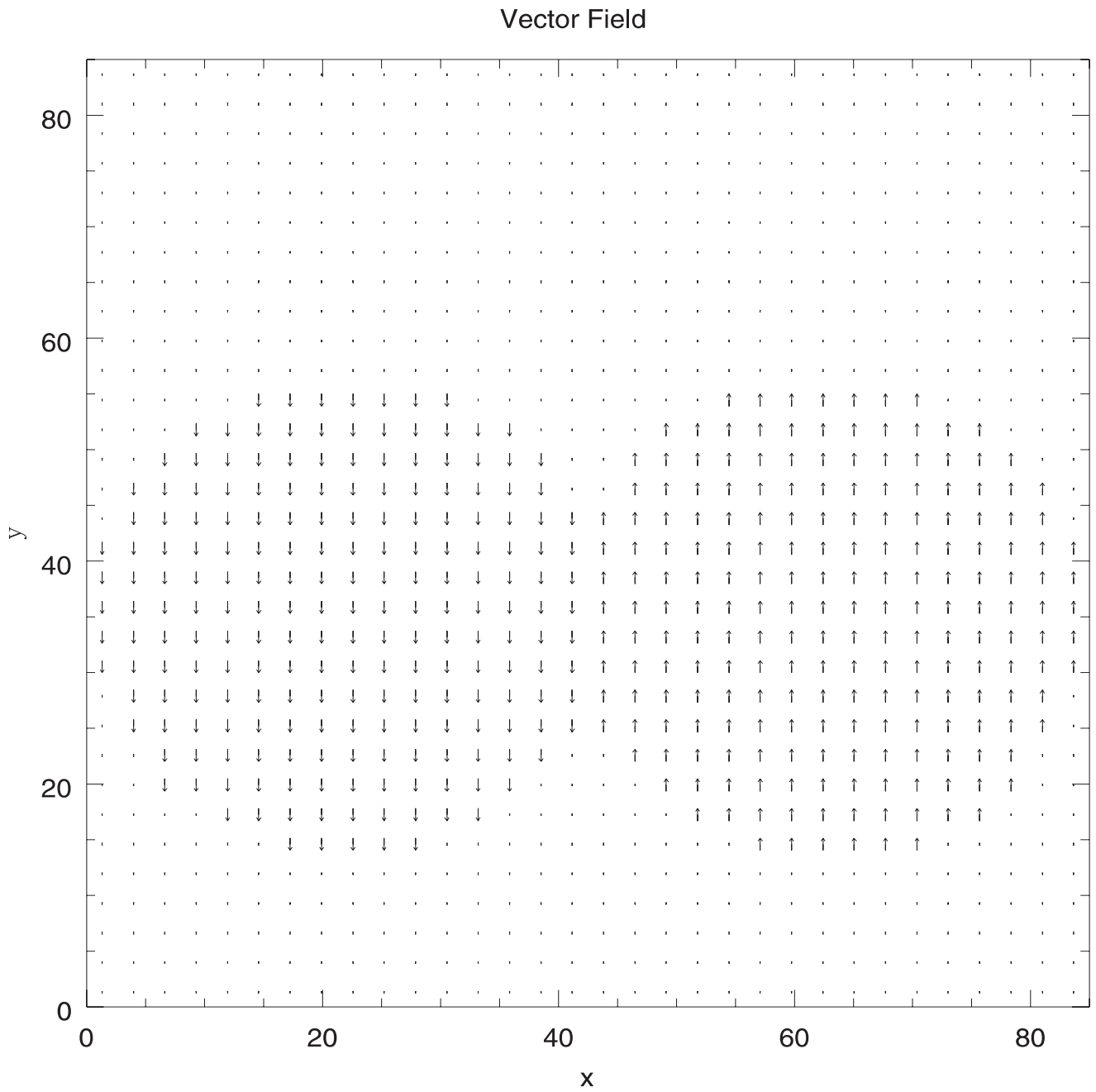


Figure 6.13:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO B1

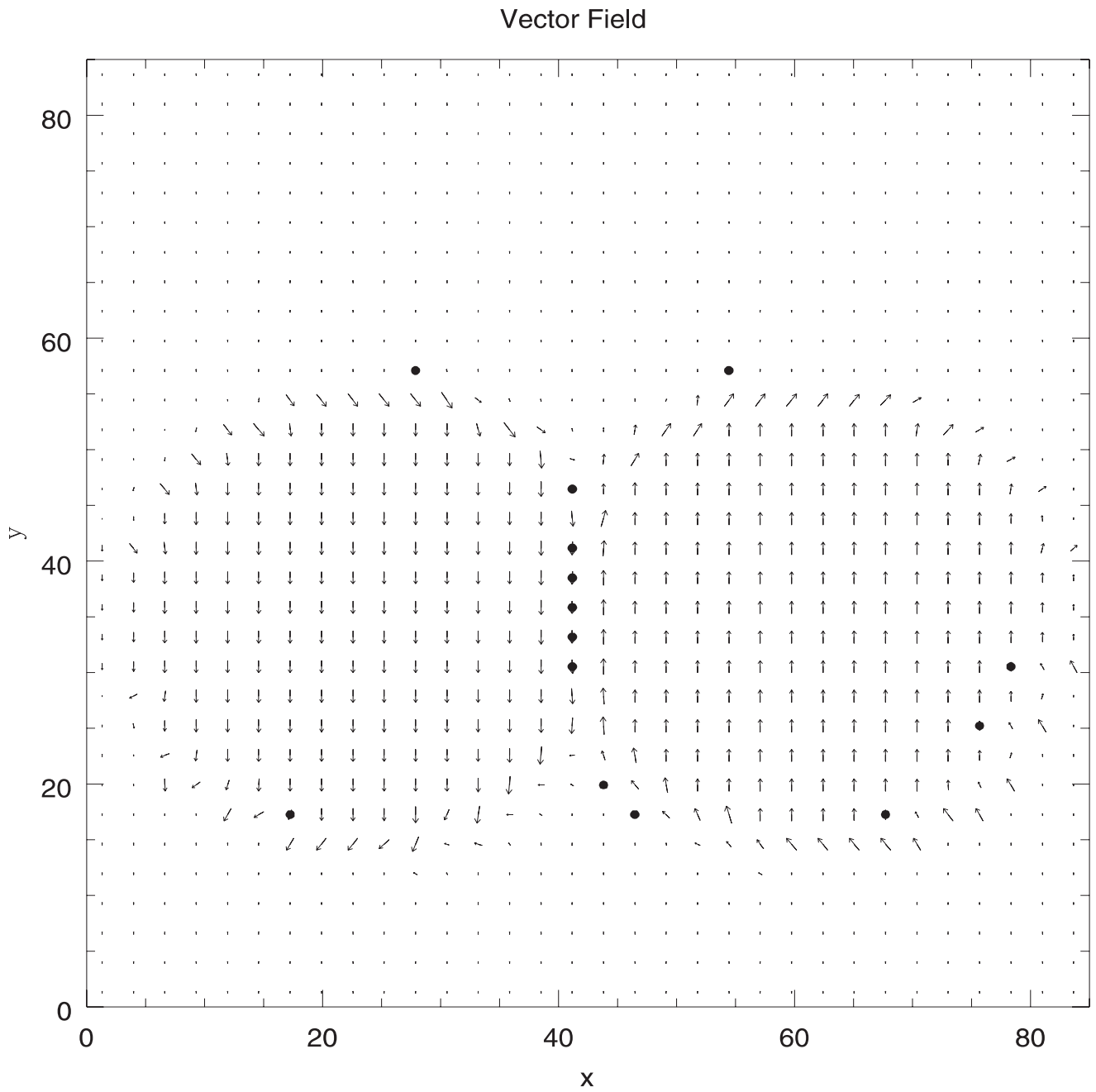


Figure 6.14:  $t = 1.256 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO B1

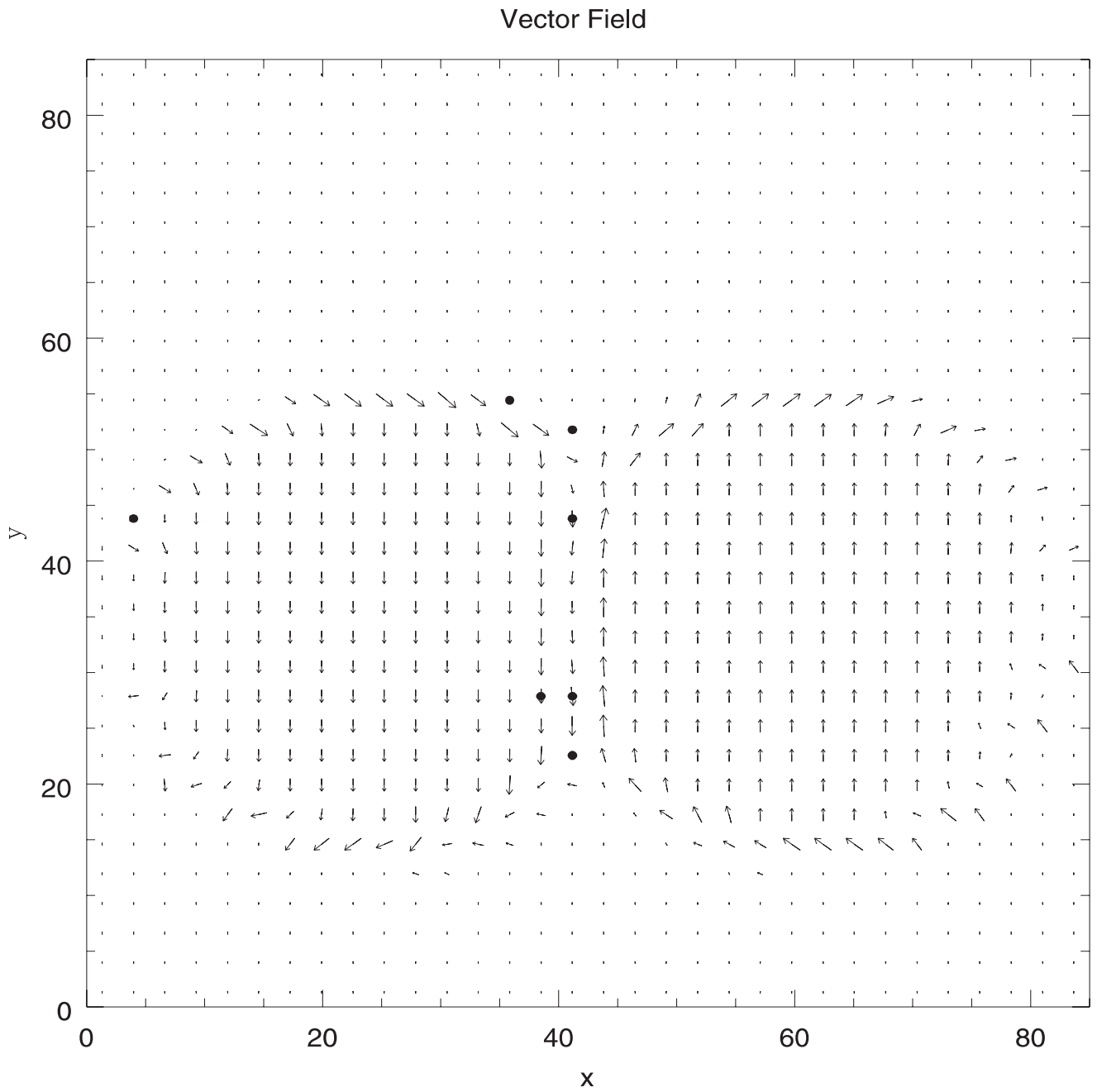


Figure 6.15:  $t= 2.146 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO B1



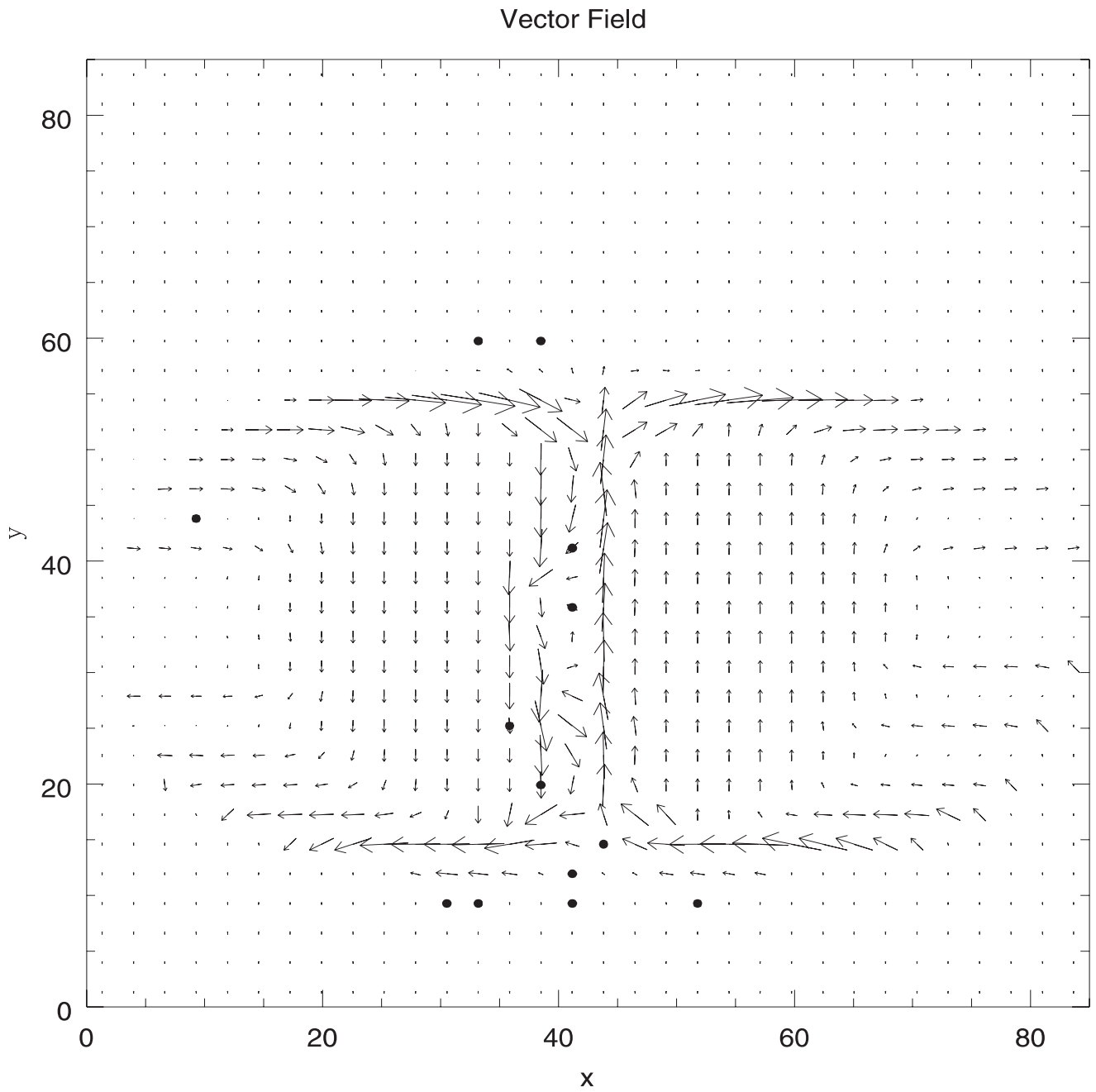


Figure 6.16:  $t= 9.030 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO B1

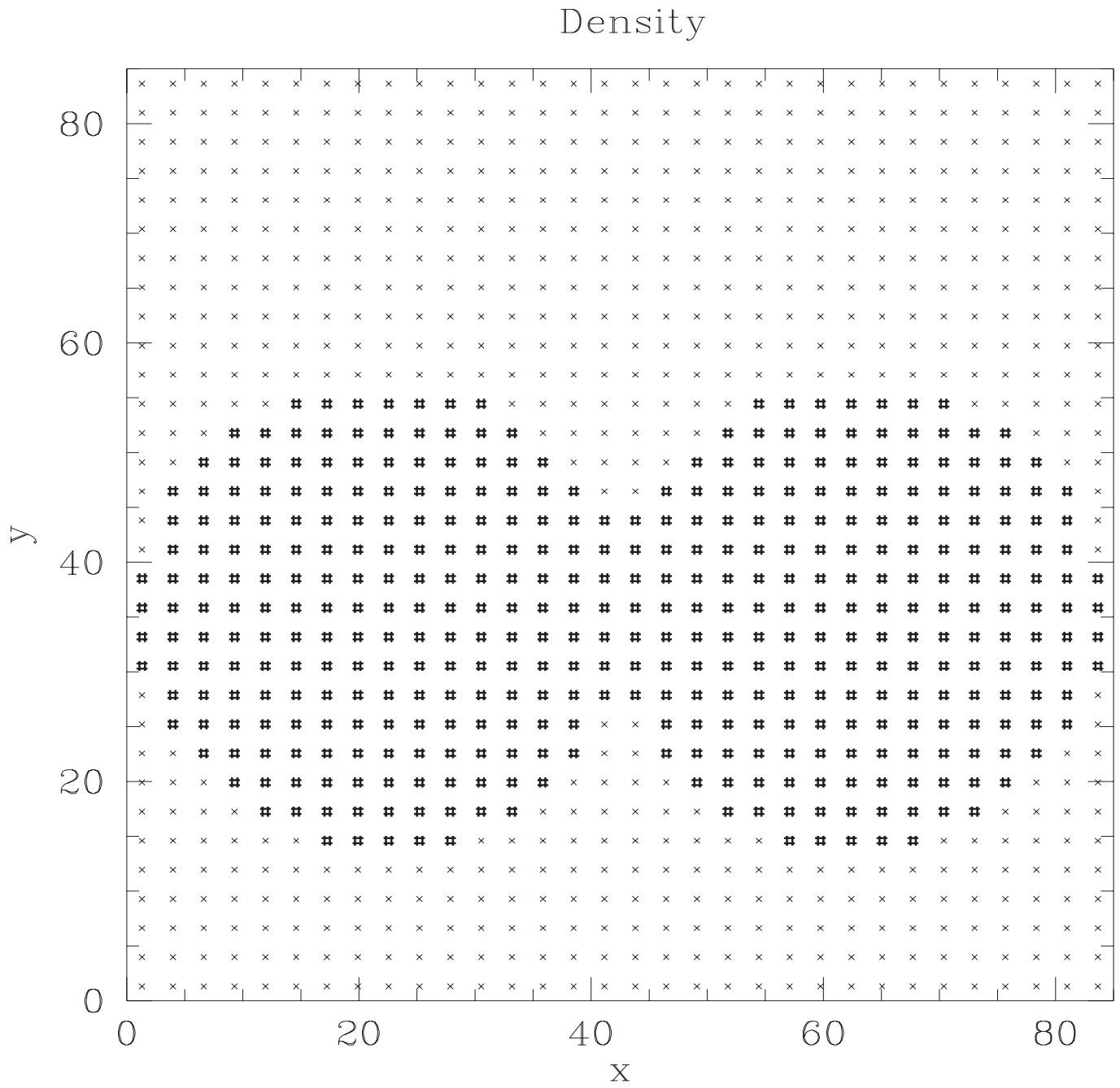


Figure 6.17:  $t= 0.000$  E00 anos. Densidade. CASO C1

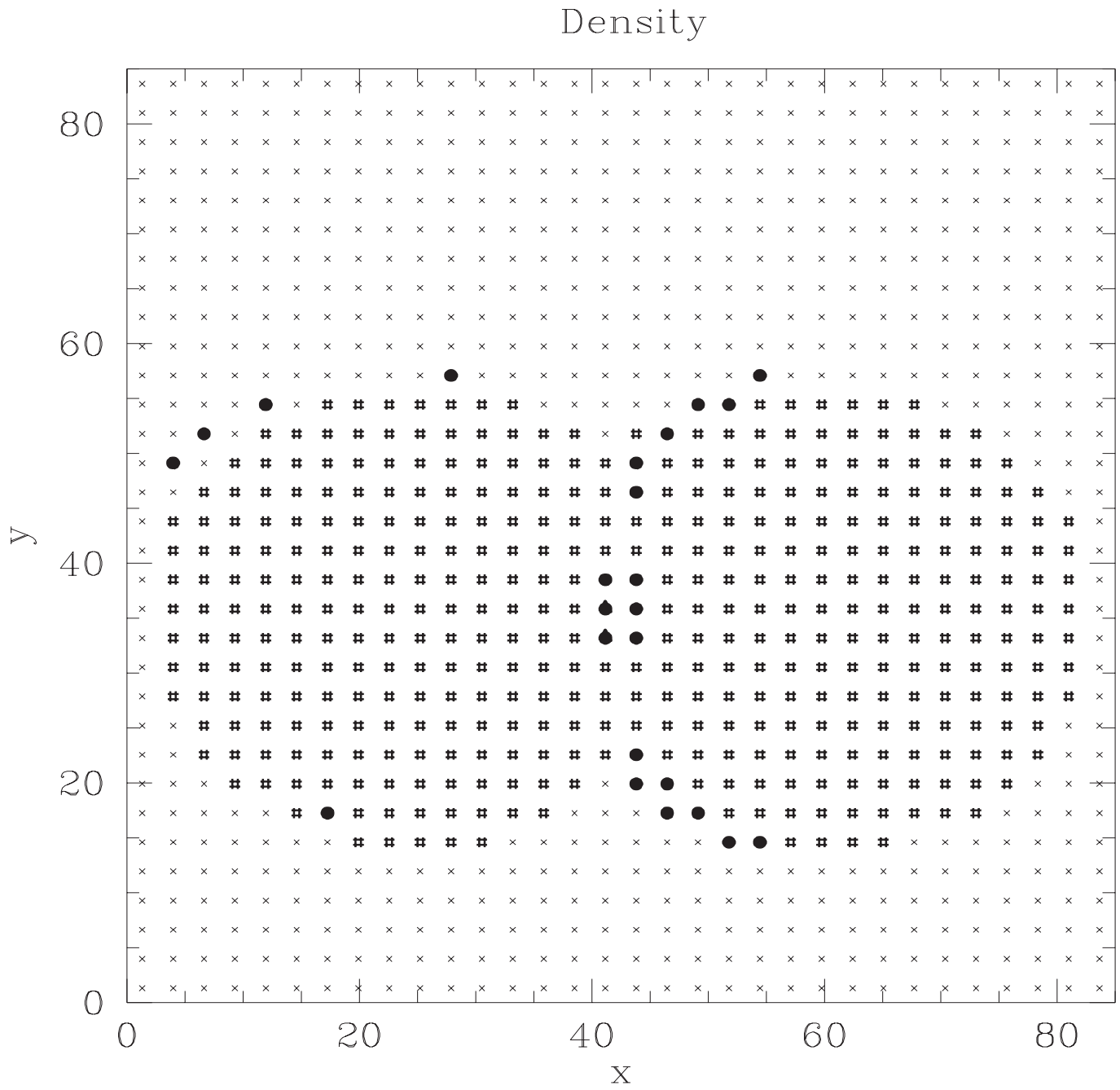


Figure 6.18:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C1

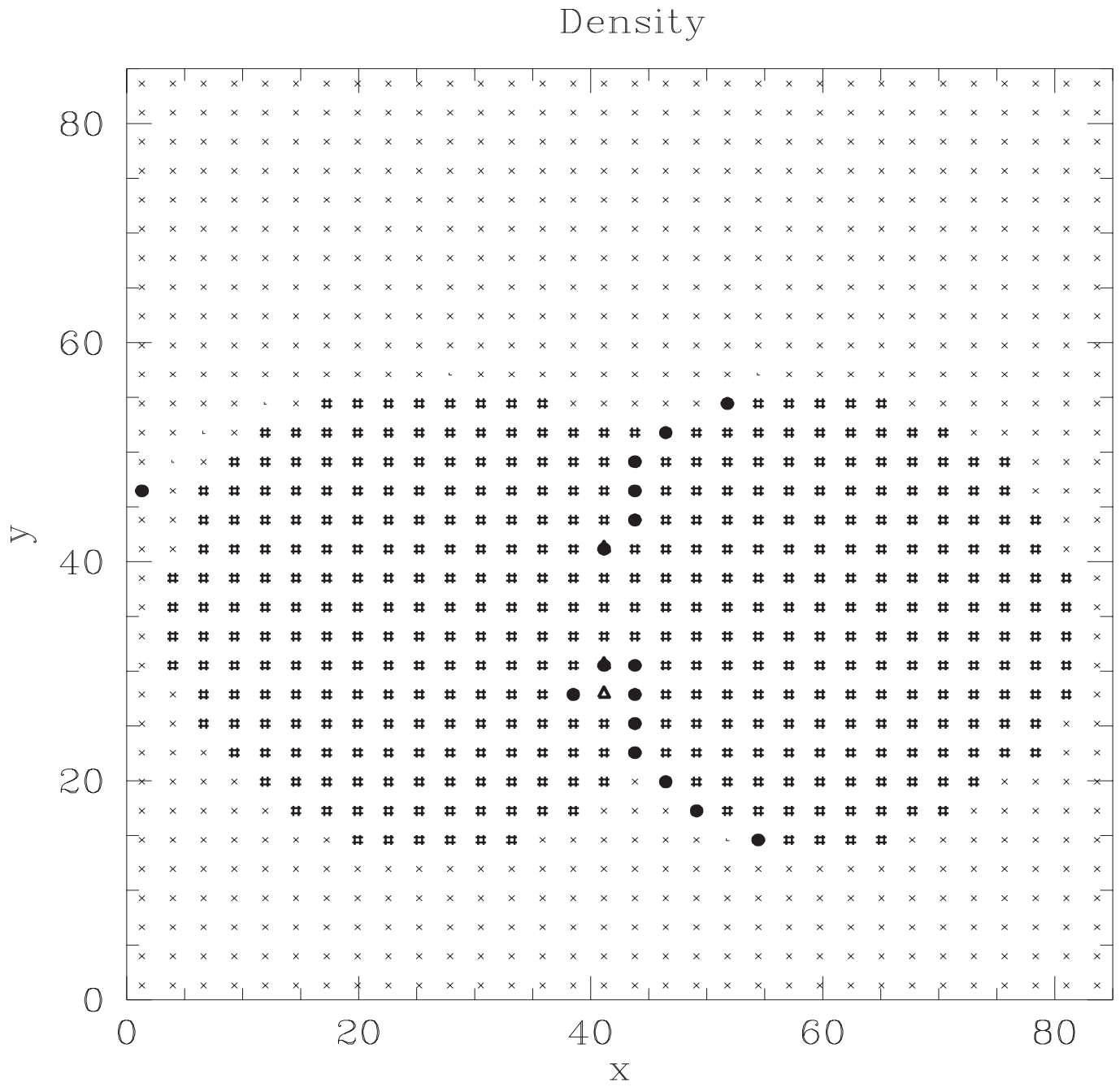


Figure 6.19:  $t= 2.145 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C1

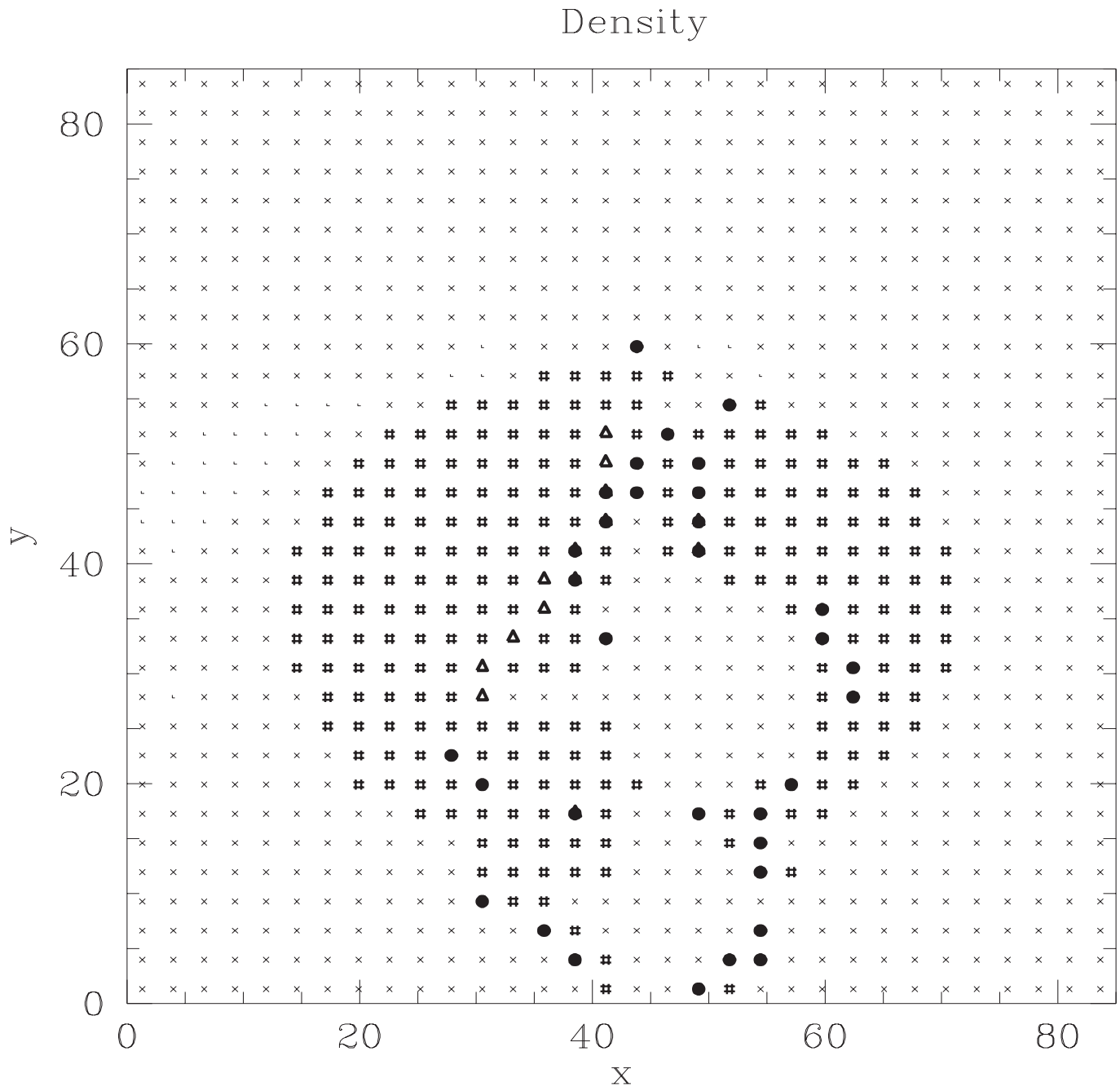


Figure 6.20:  $t= 9.013 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C1

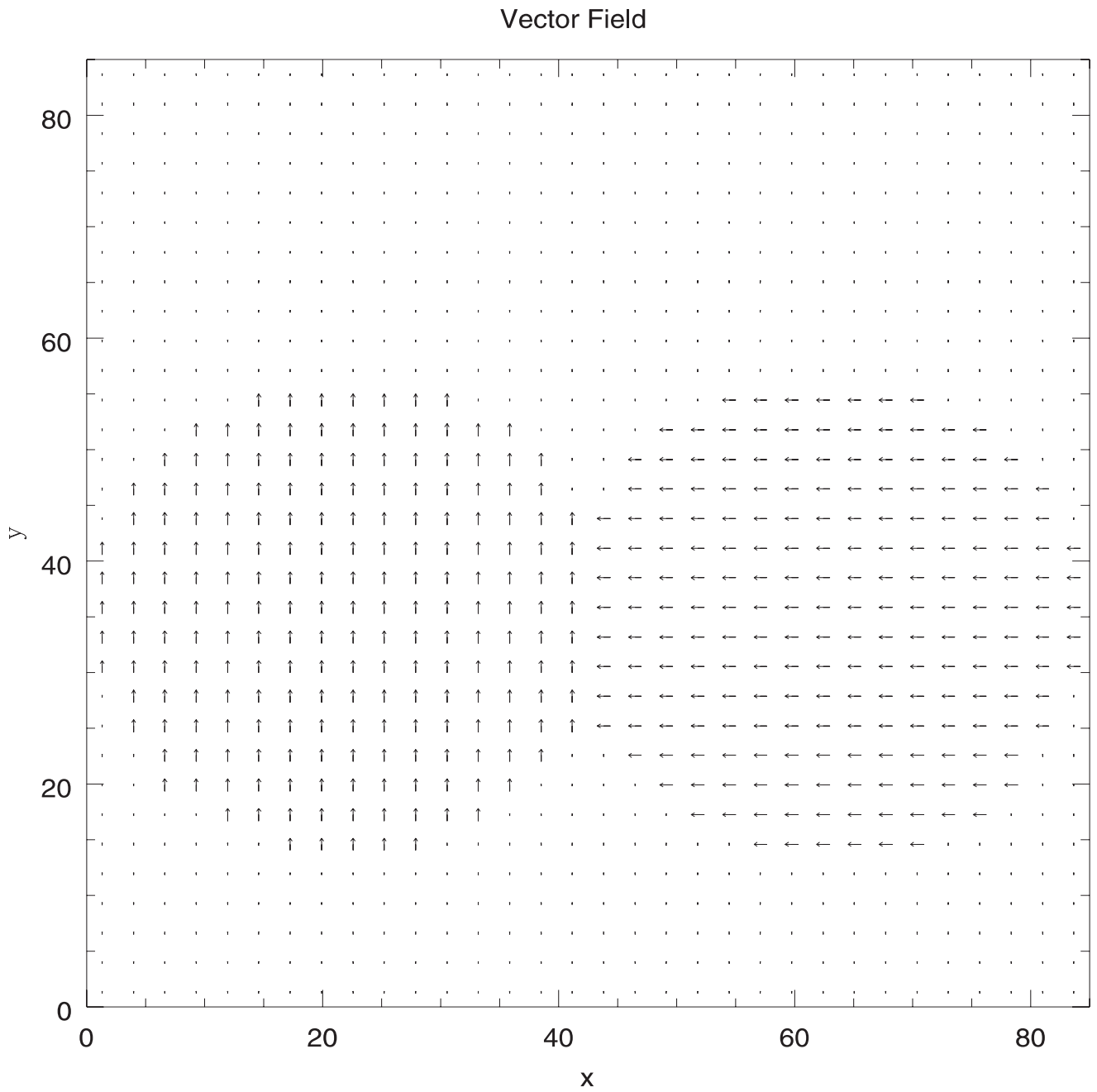


Figure 6.21:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO C1

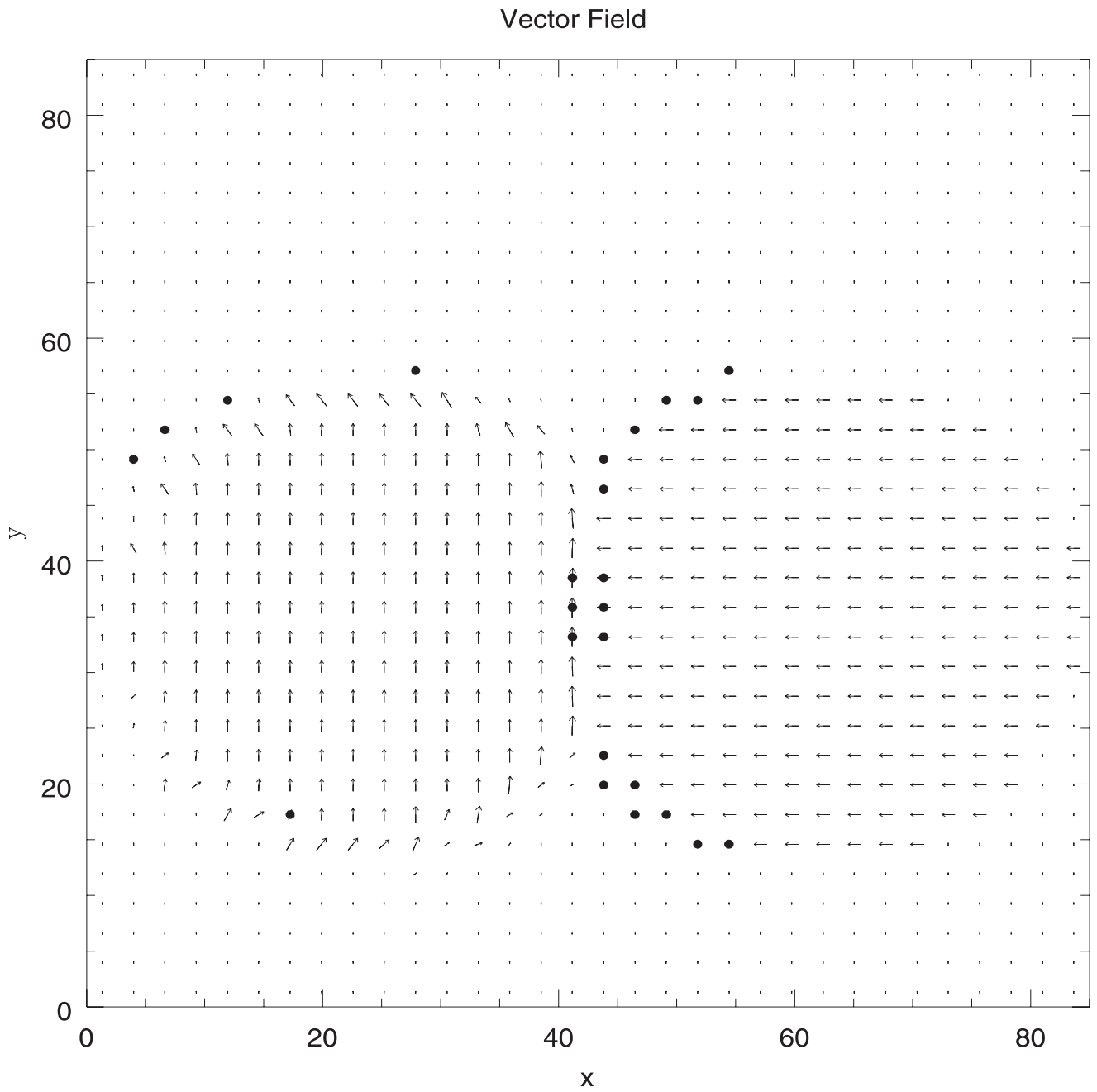


Figure 6.22:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C1

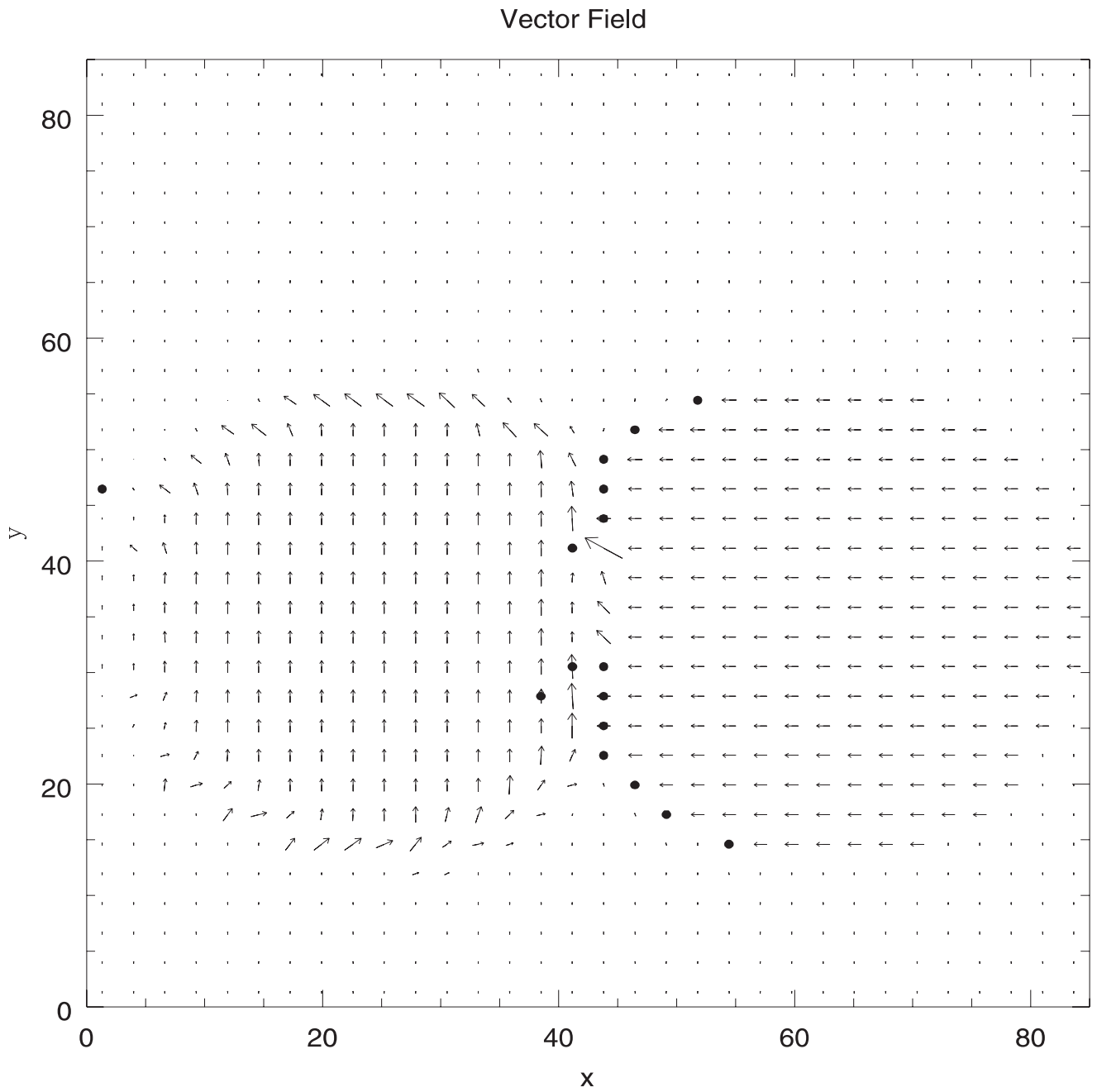


Figure 6.23:  $t= 2.145 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C1



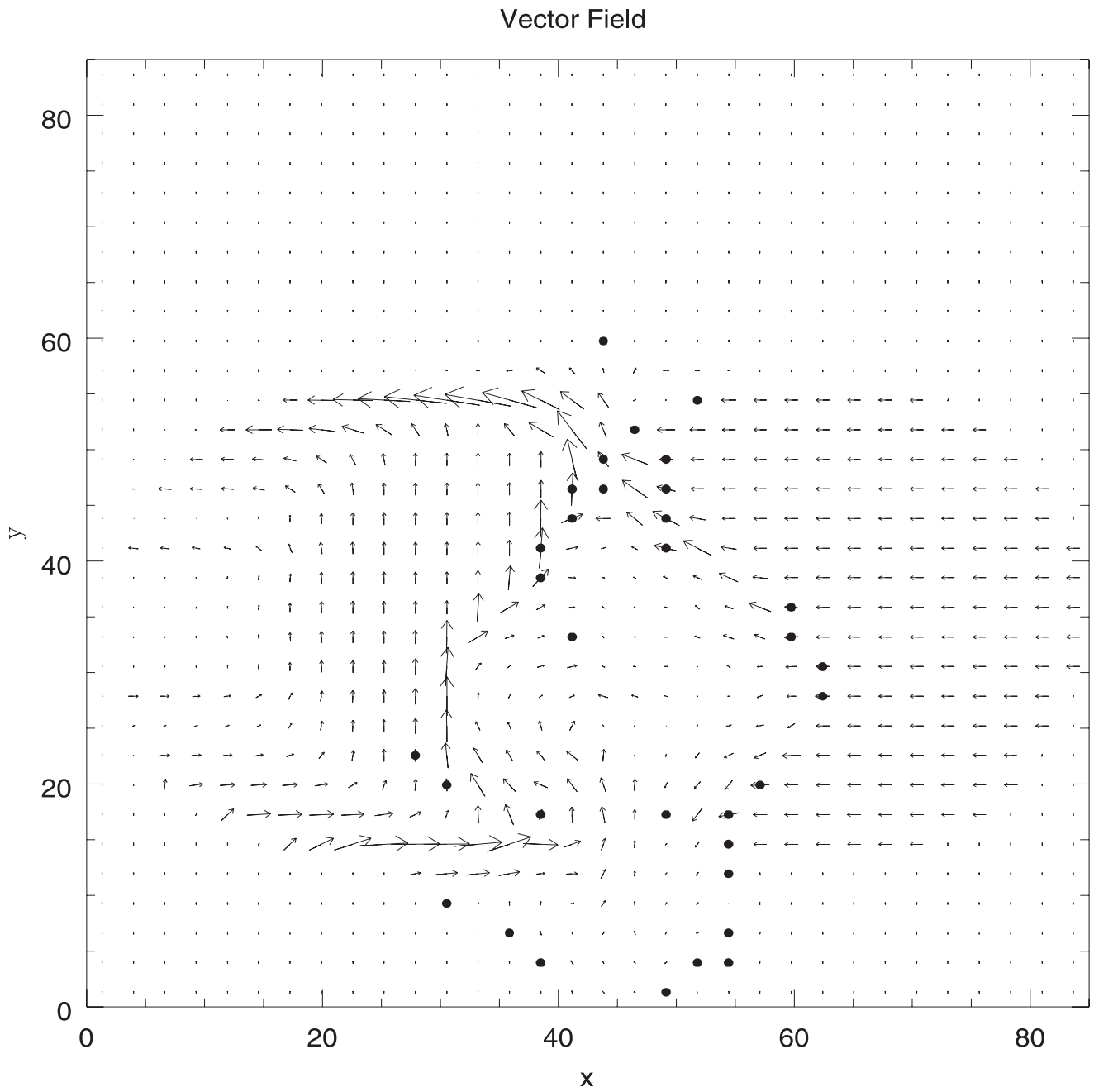


Figure 6.24:  $t= 9.013 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C1

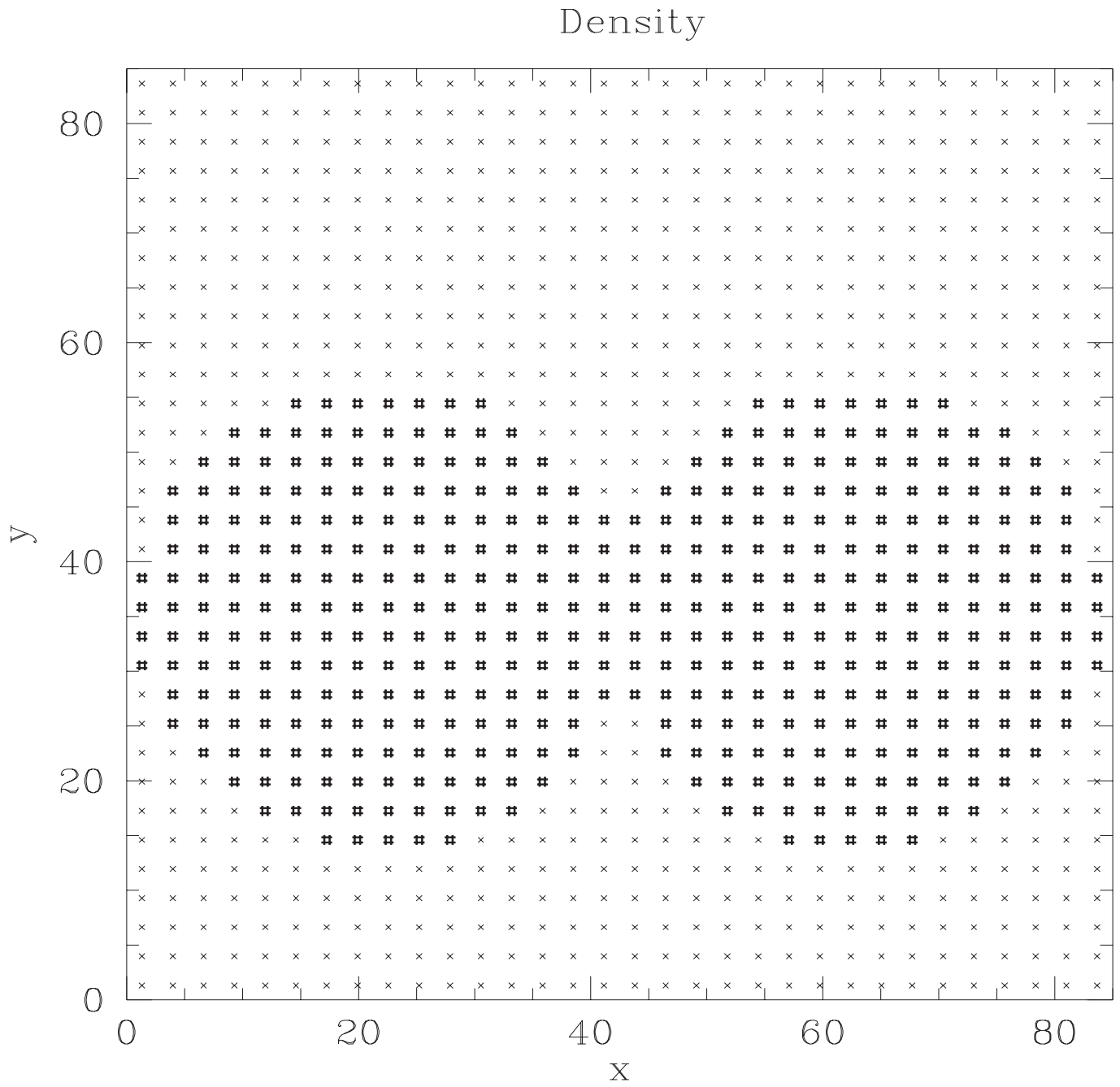


Figure 6.25:  $t= 0.000 \text{ E}00$  anos. Densidade. CASO D1

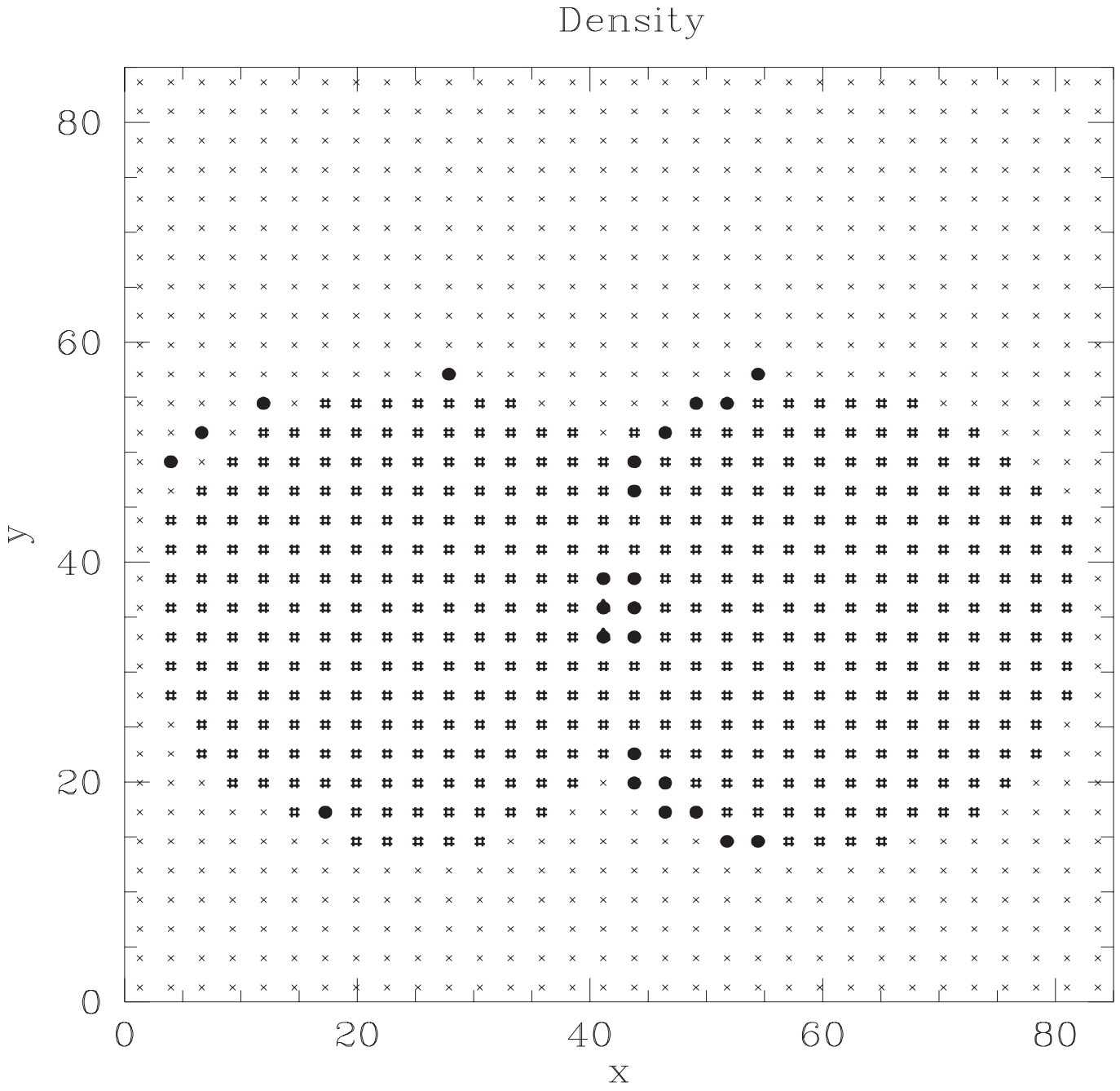


Figure 6.26:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO D1

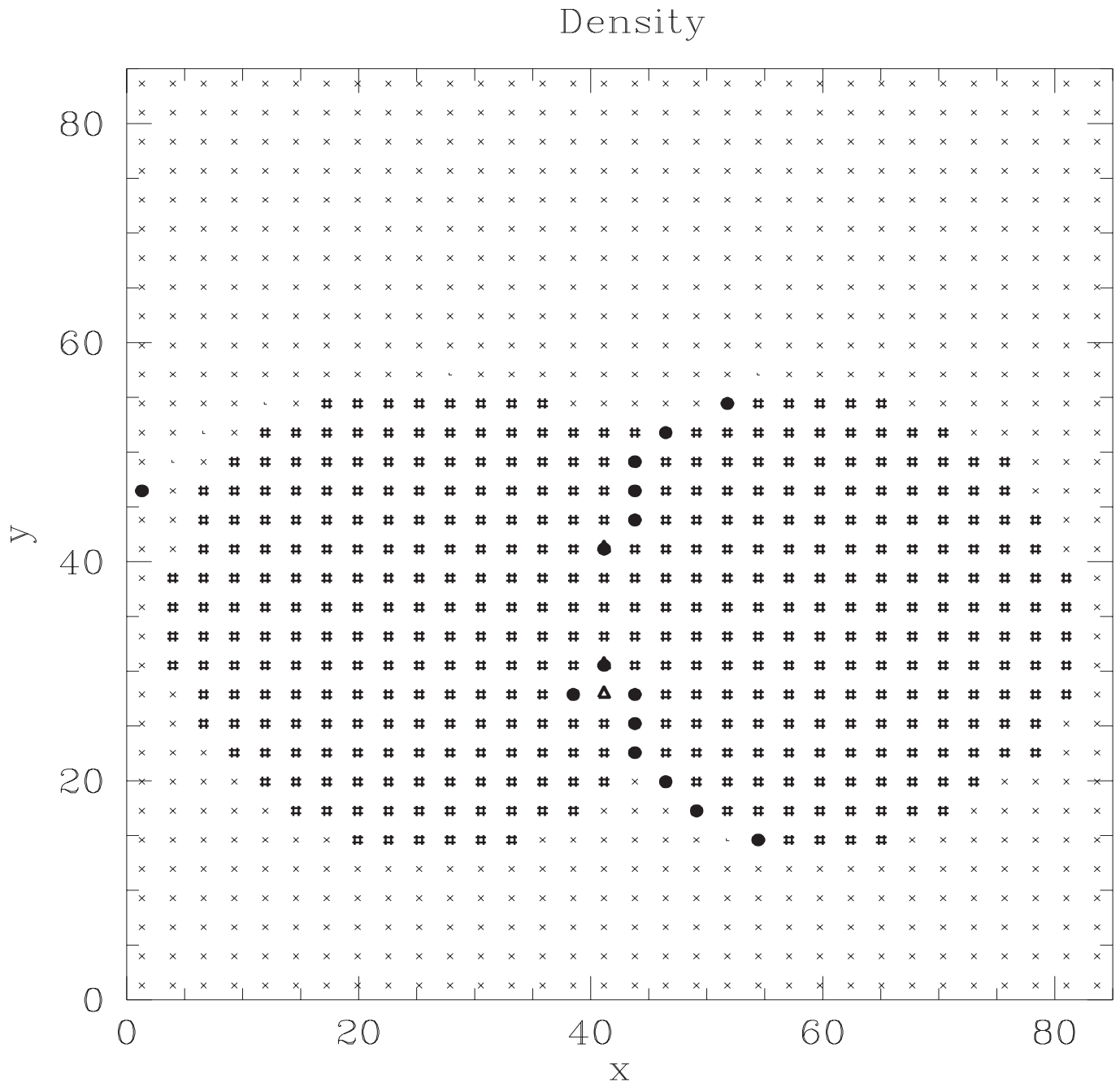


Figure 6.27:  $t= 2.145 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO D1

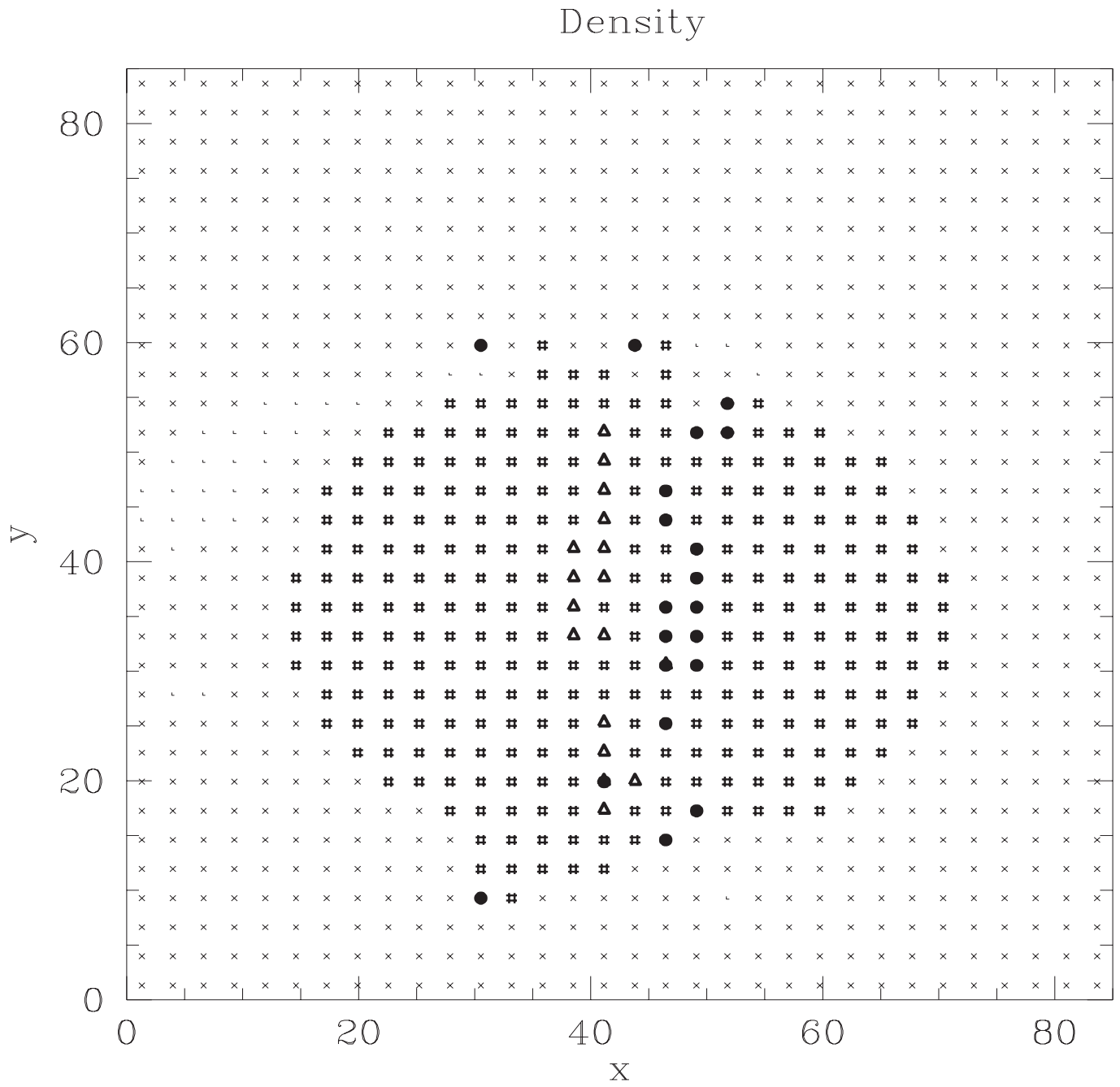


Figure 6.28:  $t= 9.177 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO D1

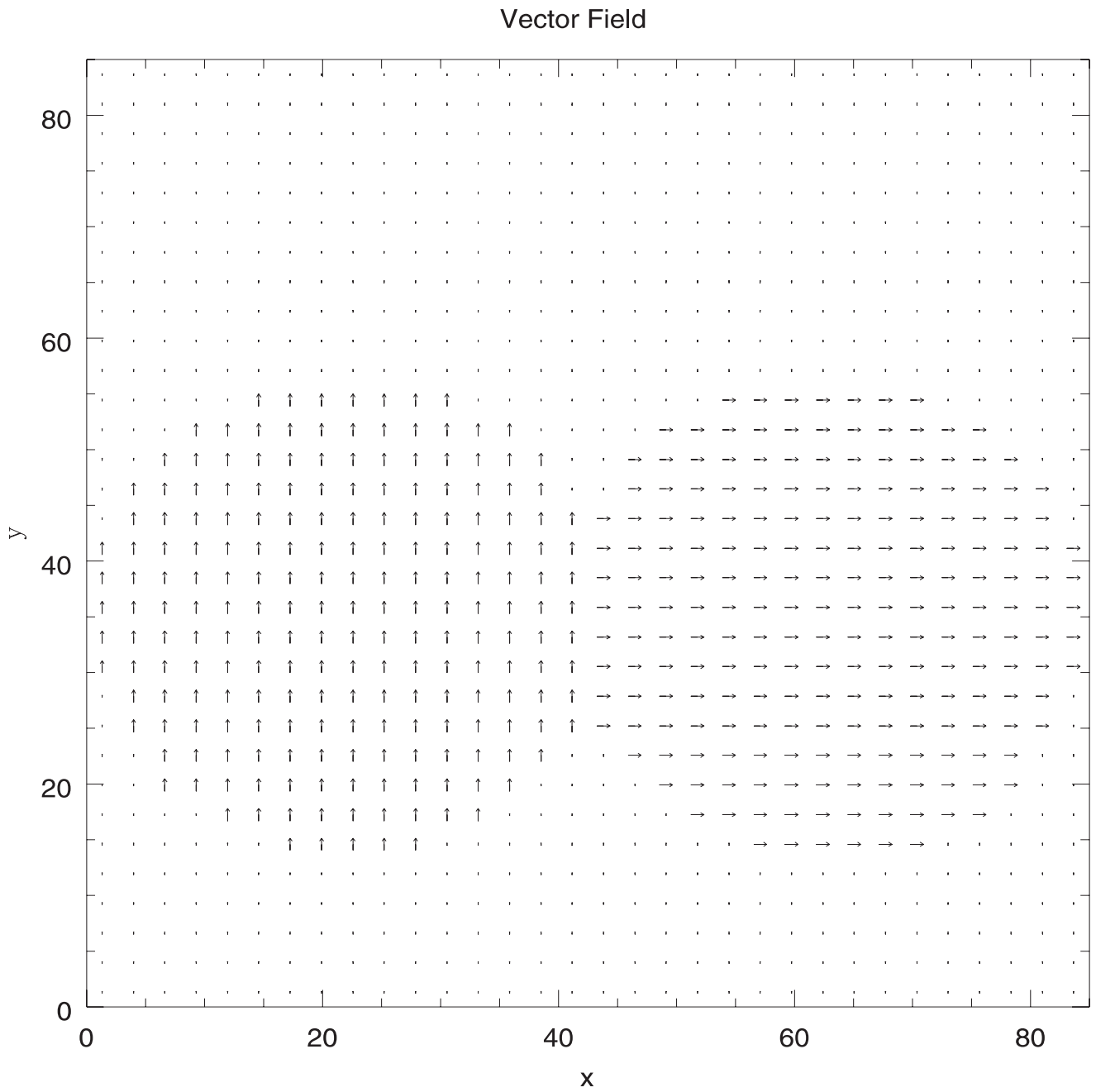


Figure 6.29:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO D1

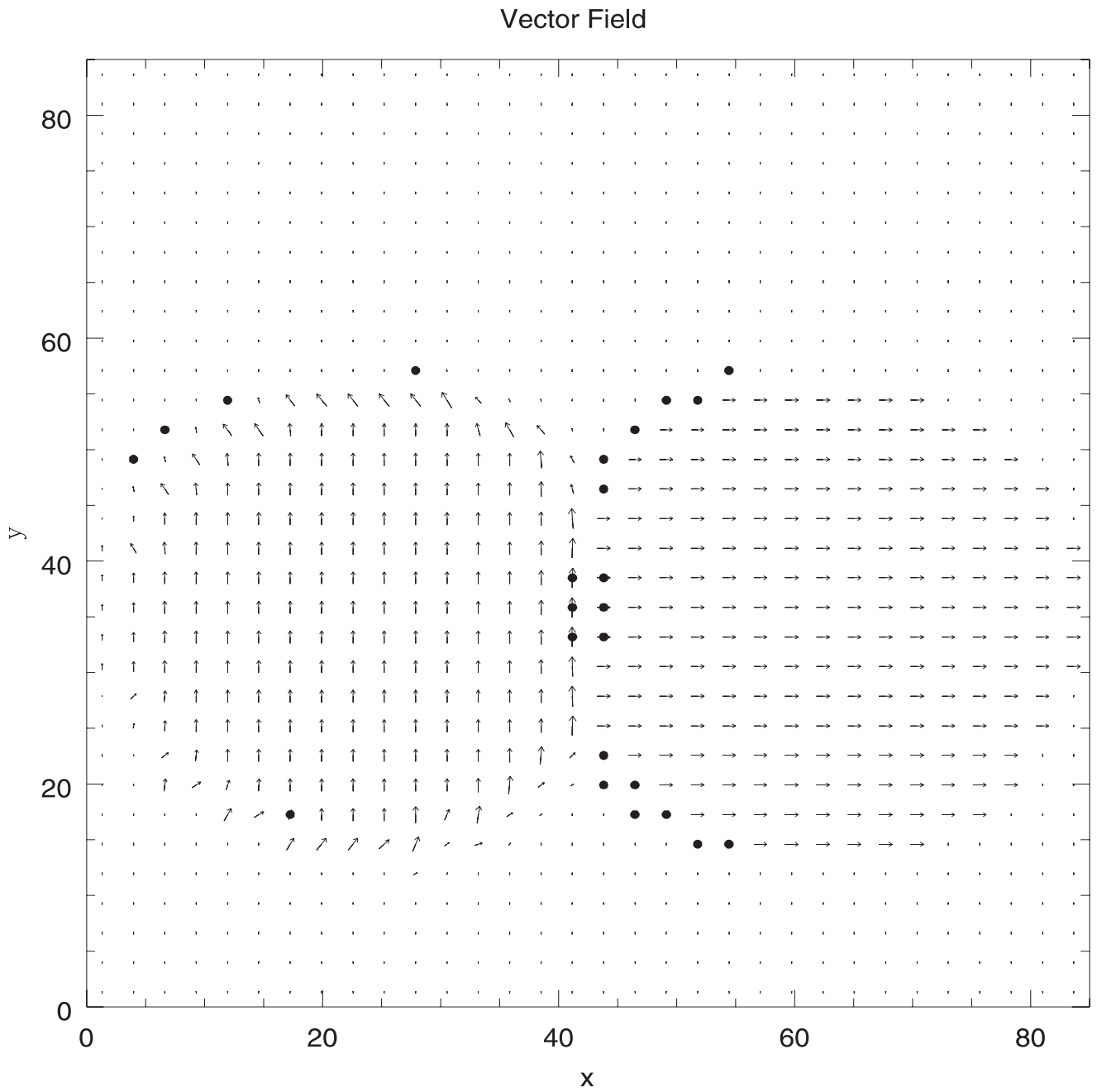


Figure 6.30:  $t= 1.256 E05$  anos. Campo Magnético. CASO D1

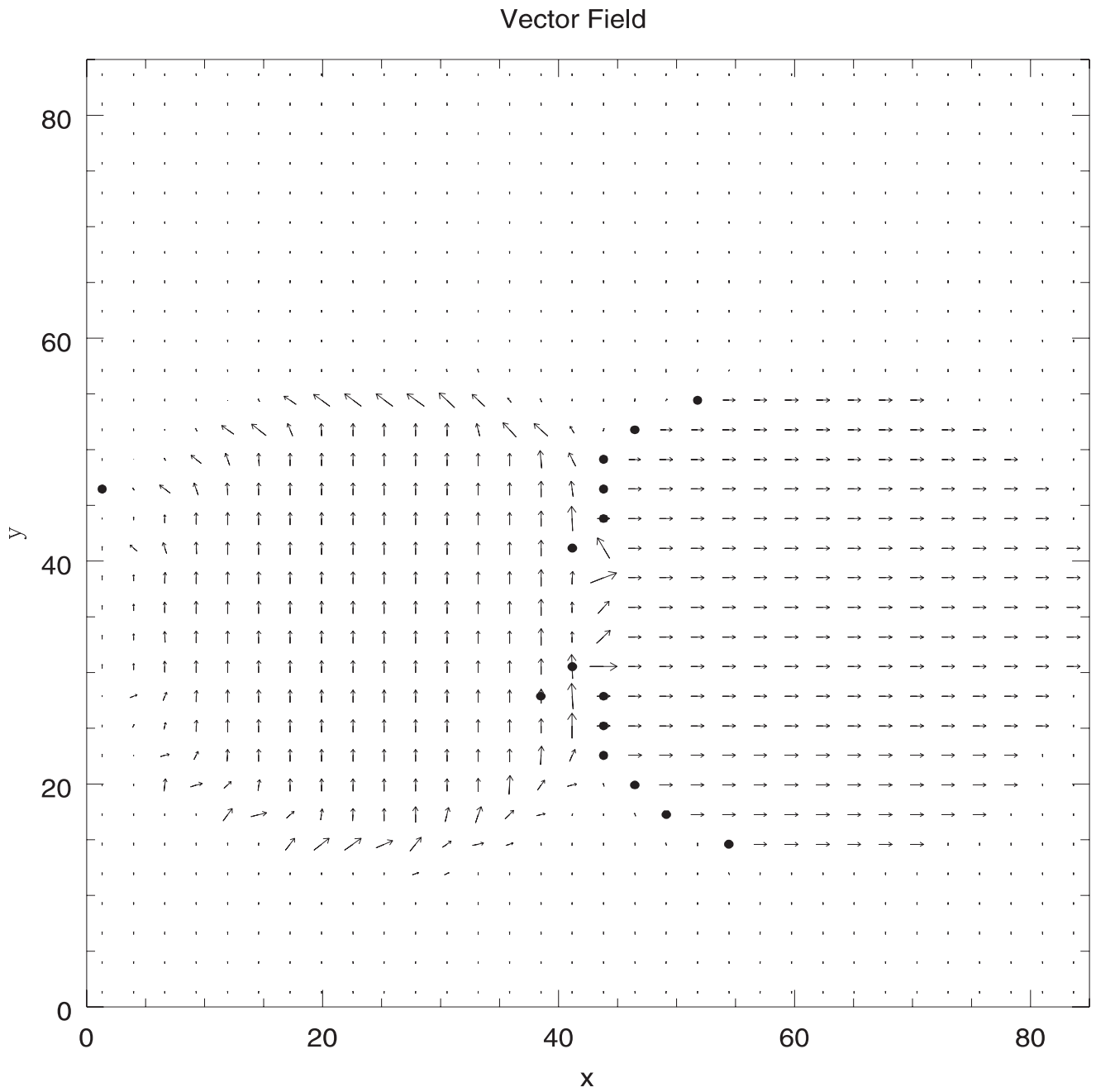


Figure 6.31:  $t= 2.145 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO D1



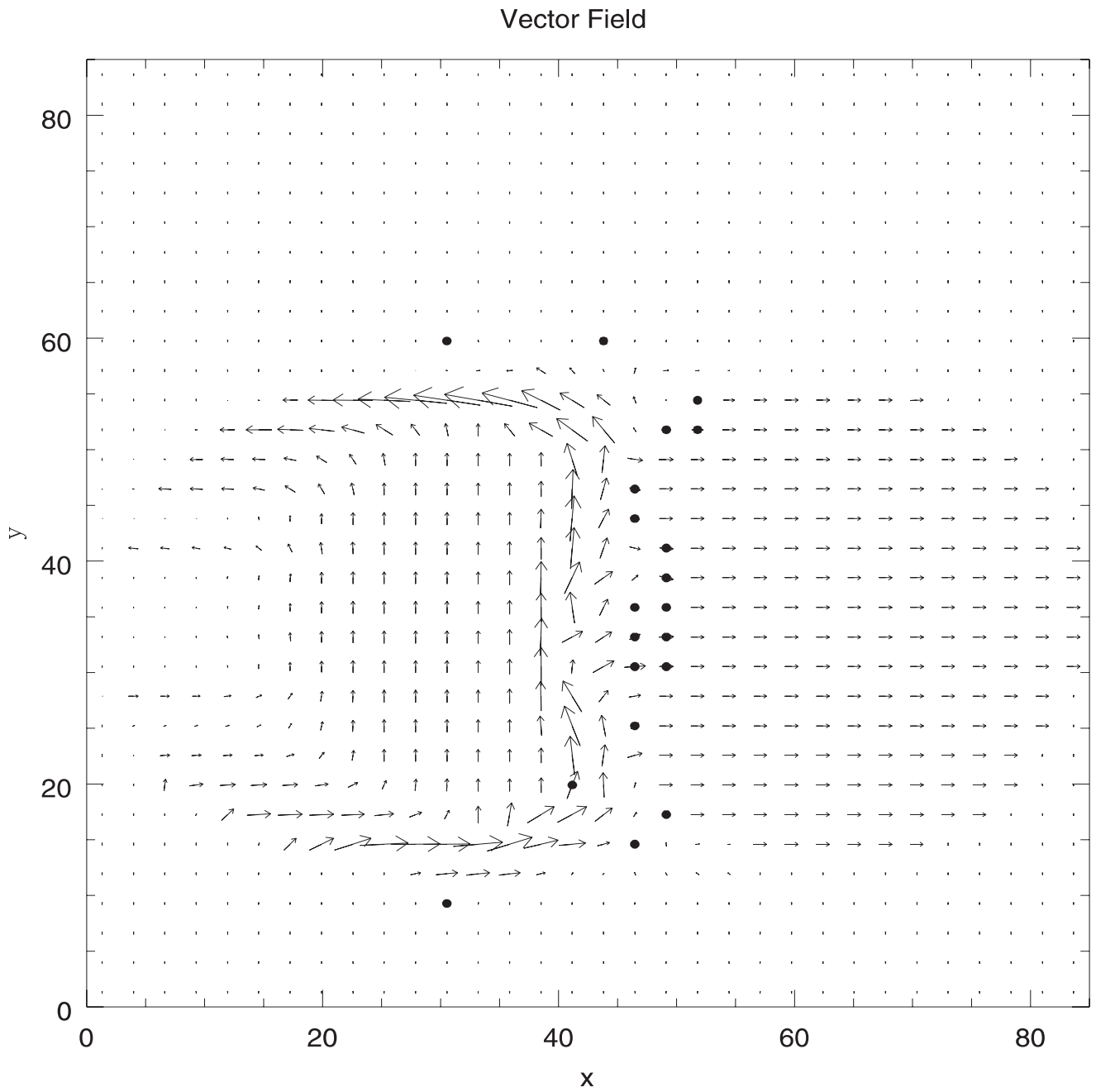


Figure 6.32:  $t= 9.177 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO D1

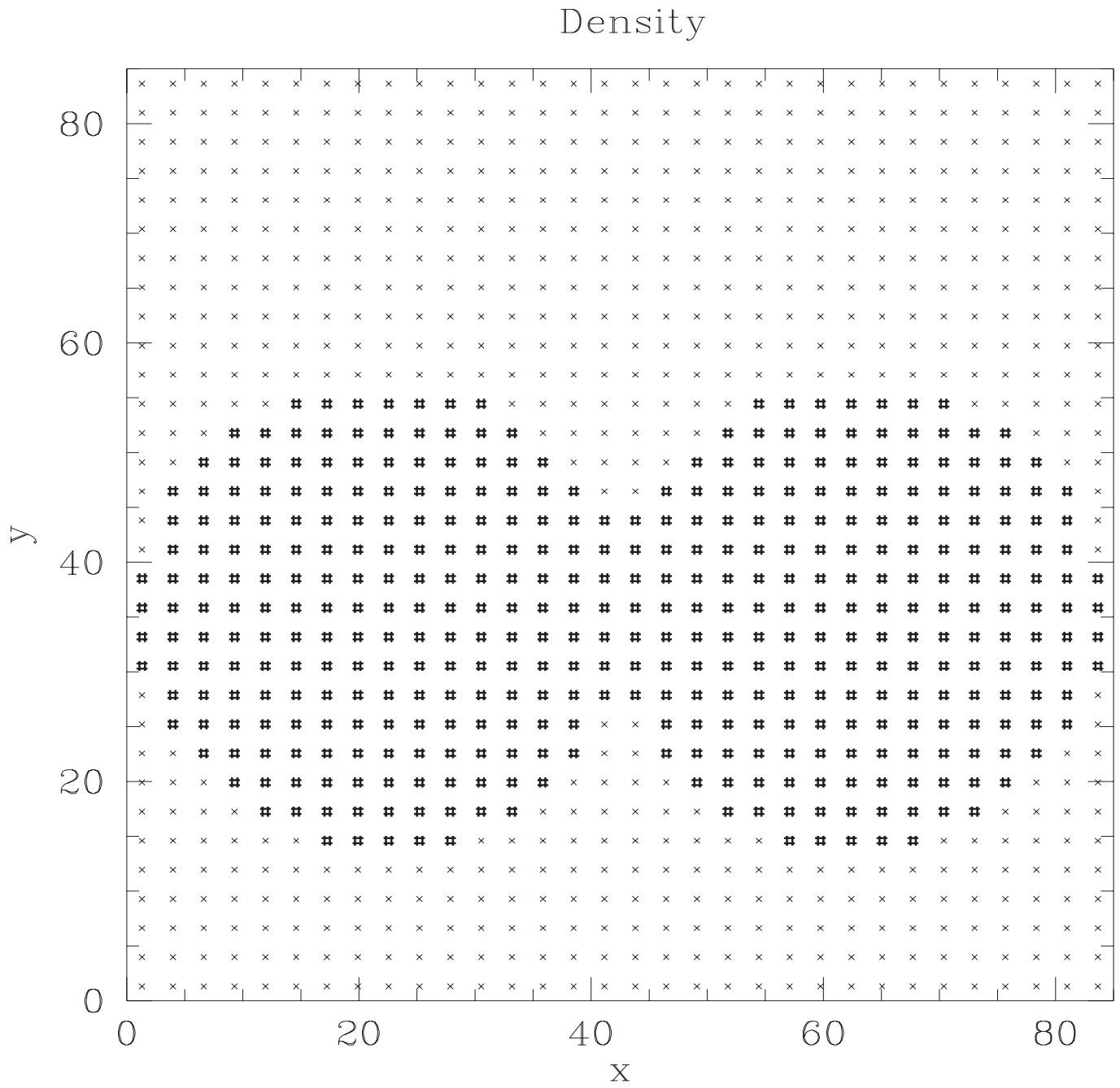


Figure 6.33:  $t= 0.000 \text{ E}00$  anos. Densidade. CASO E1

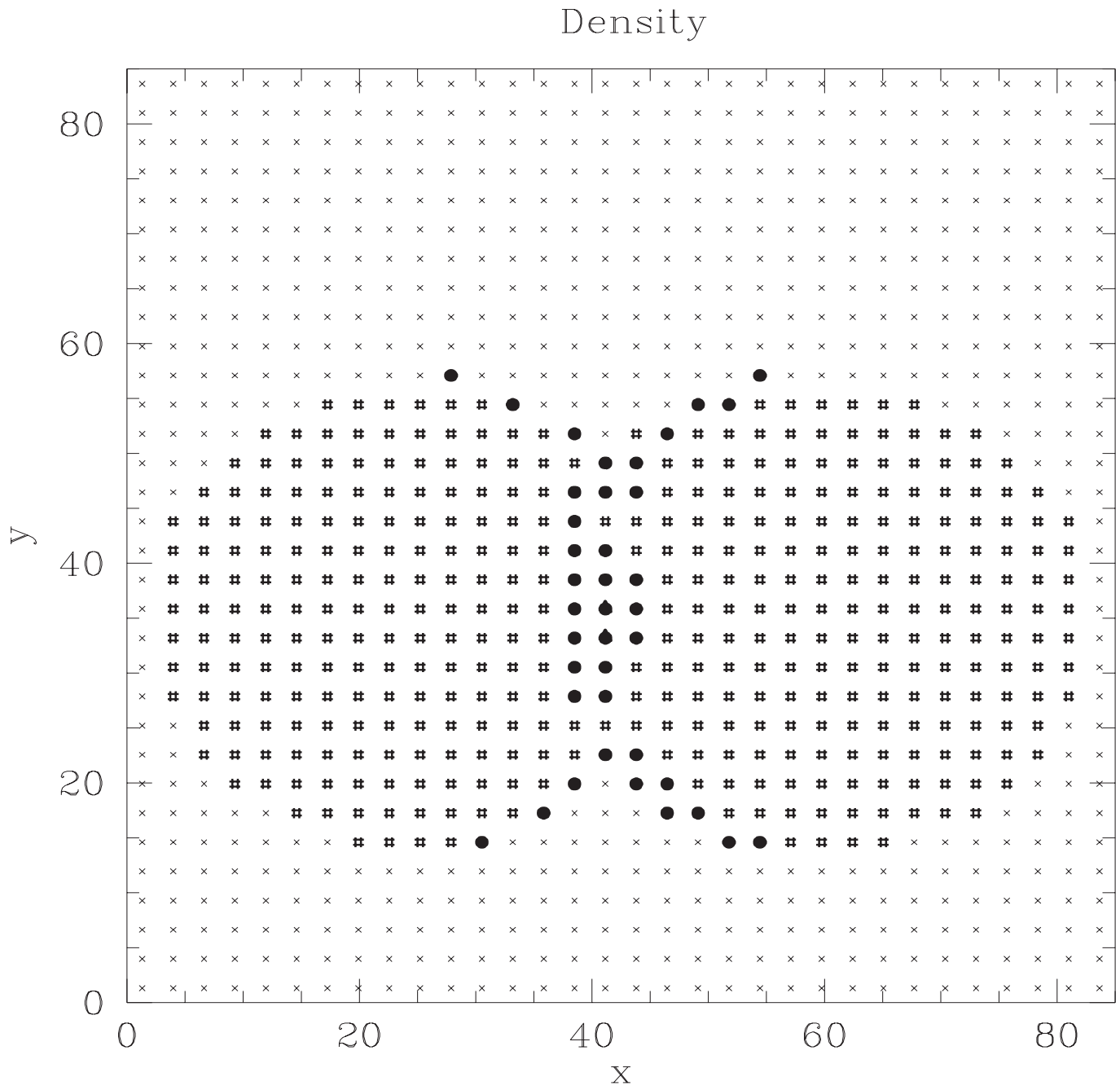


Figure 6.34:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E1

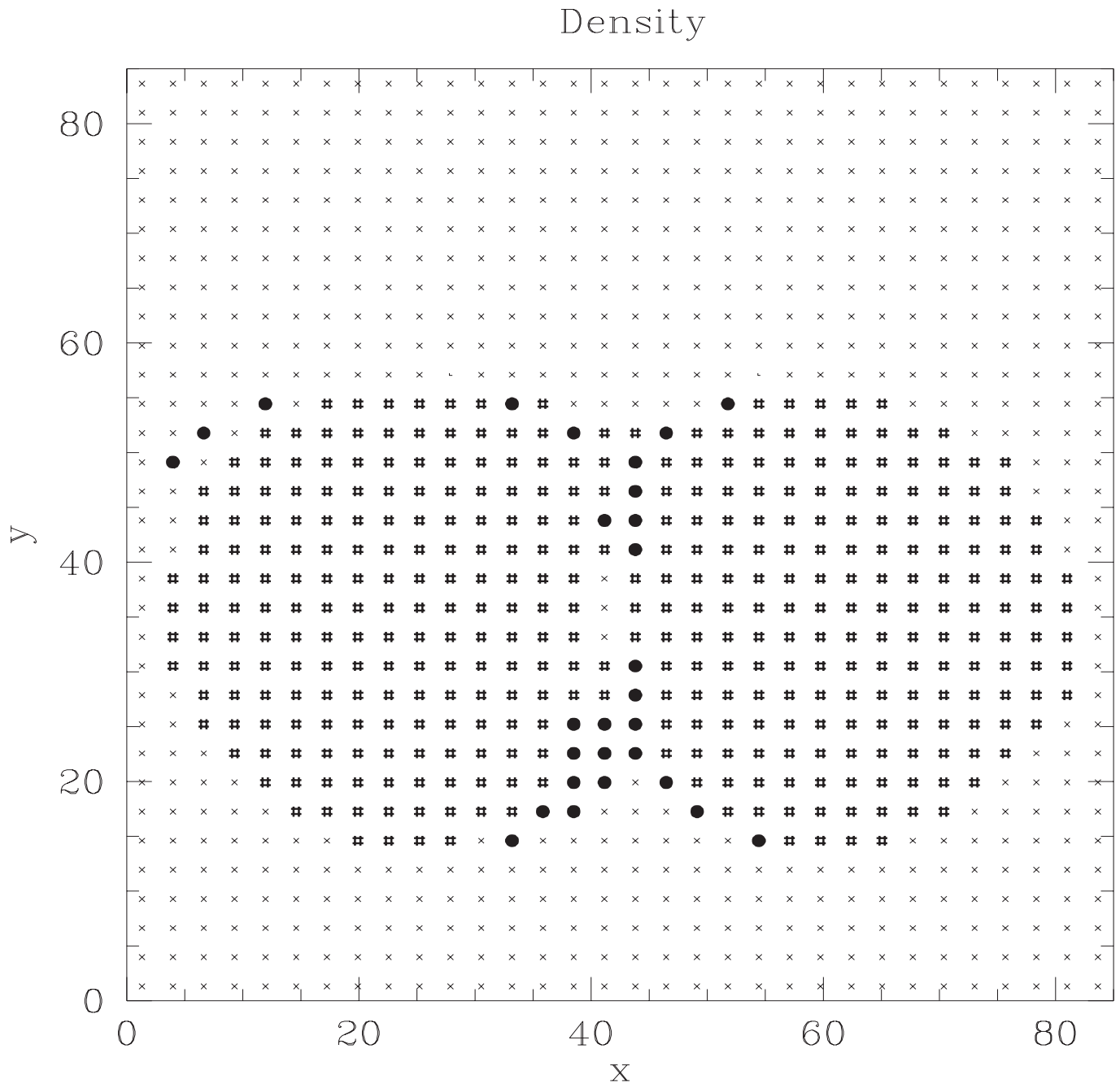


Figure 6.35:  $t= 2.174 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E1

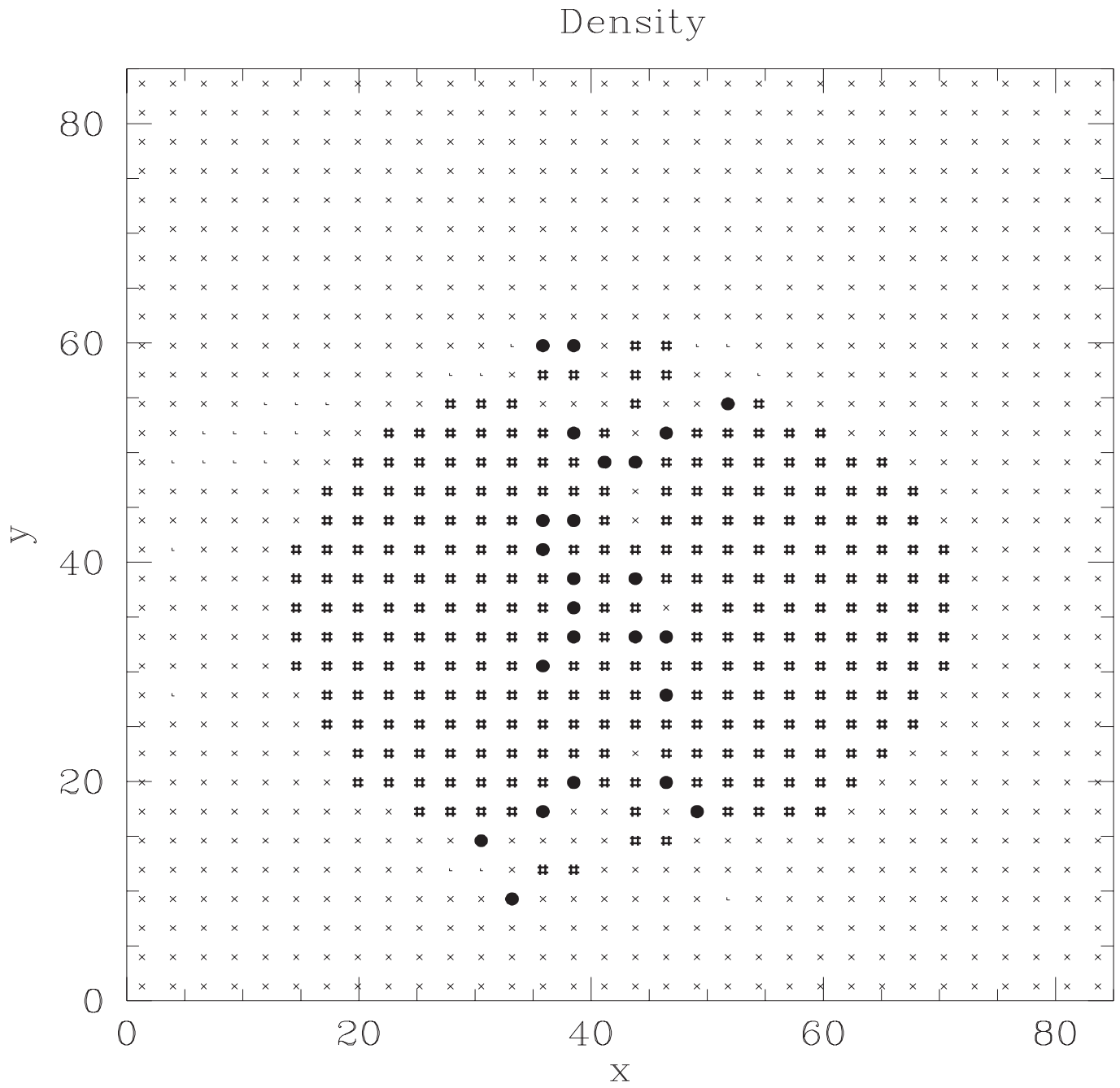


Figure 6.36:  $t= 9.152 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E1

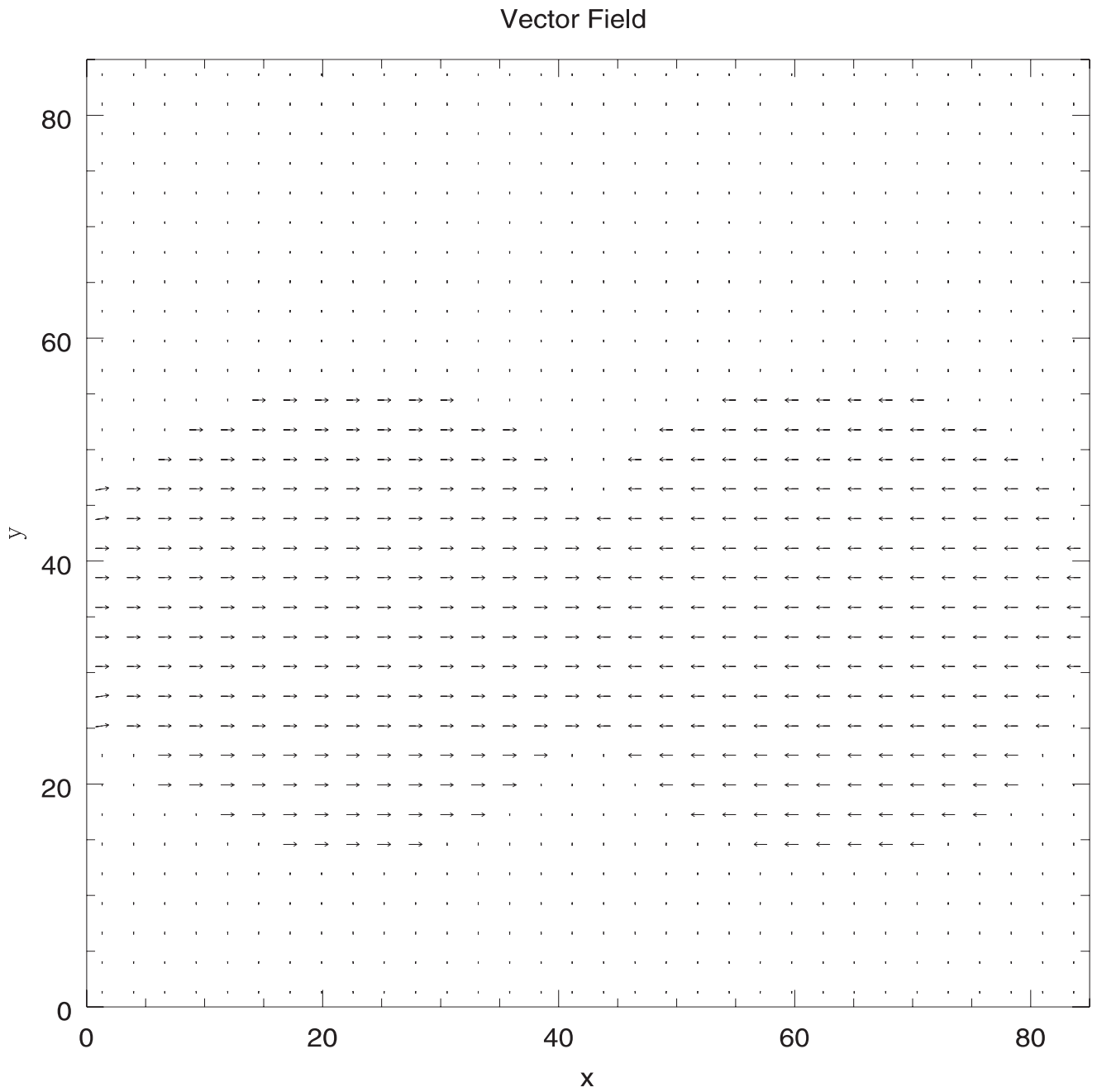


Figure 6.37:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO E1

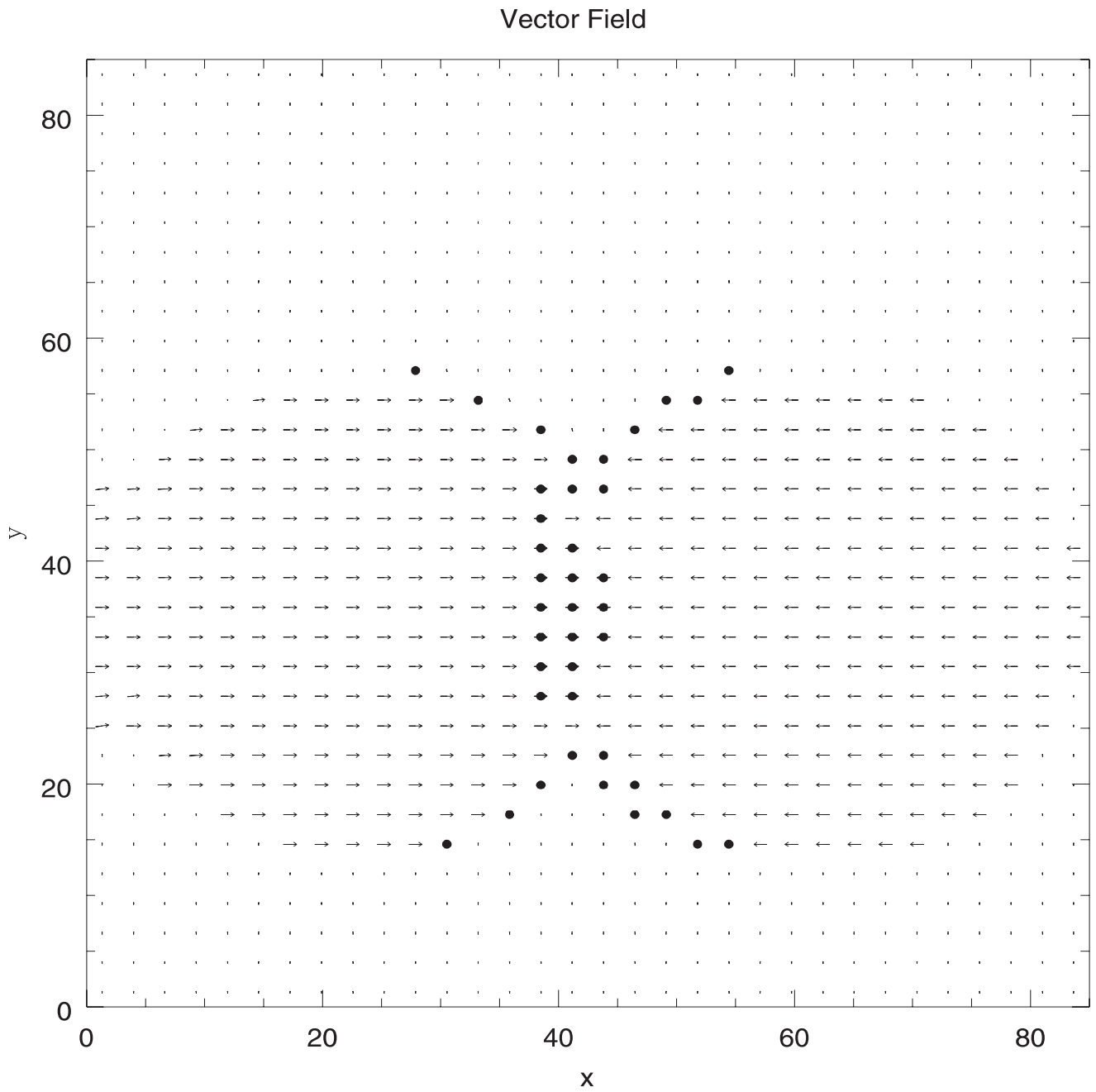


Figure 6.38:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E1

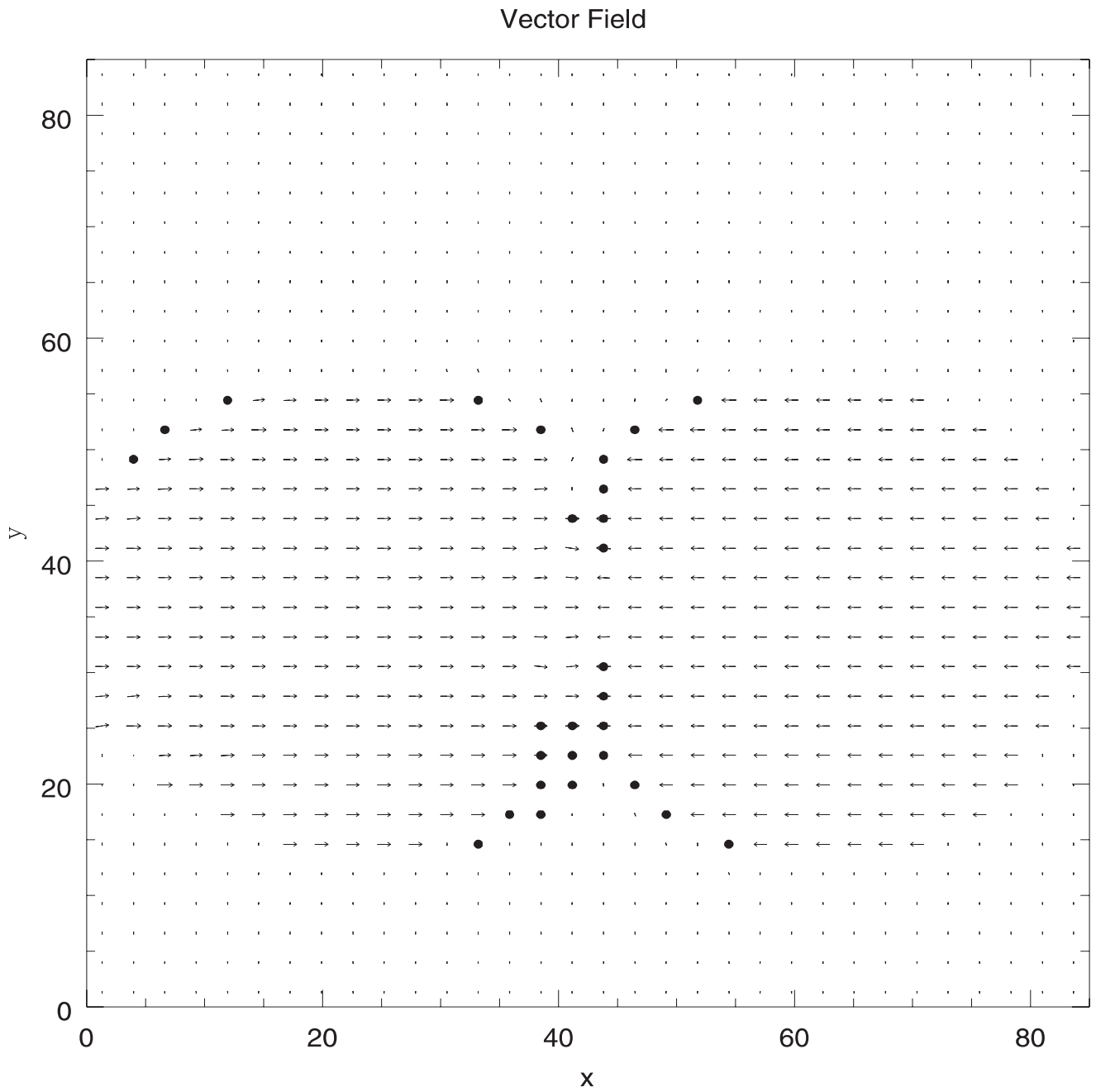


Figure 6.39:  $t= 2.174 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E1



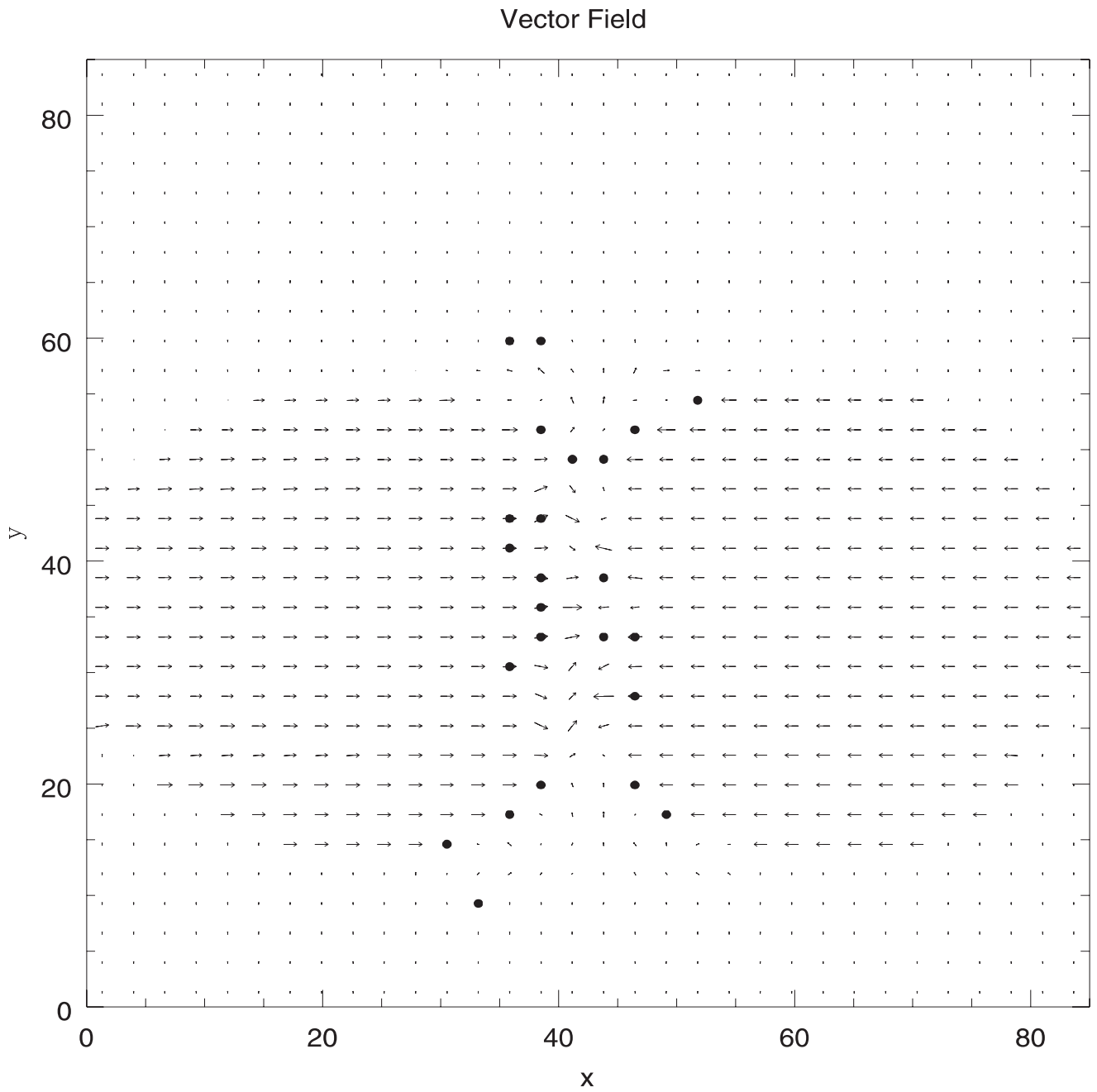


Figure 6.40:  $t= 9.152 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E1

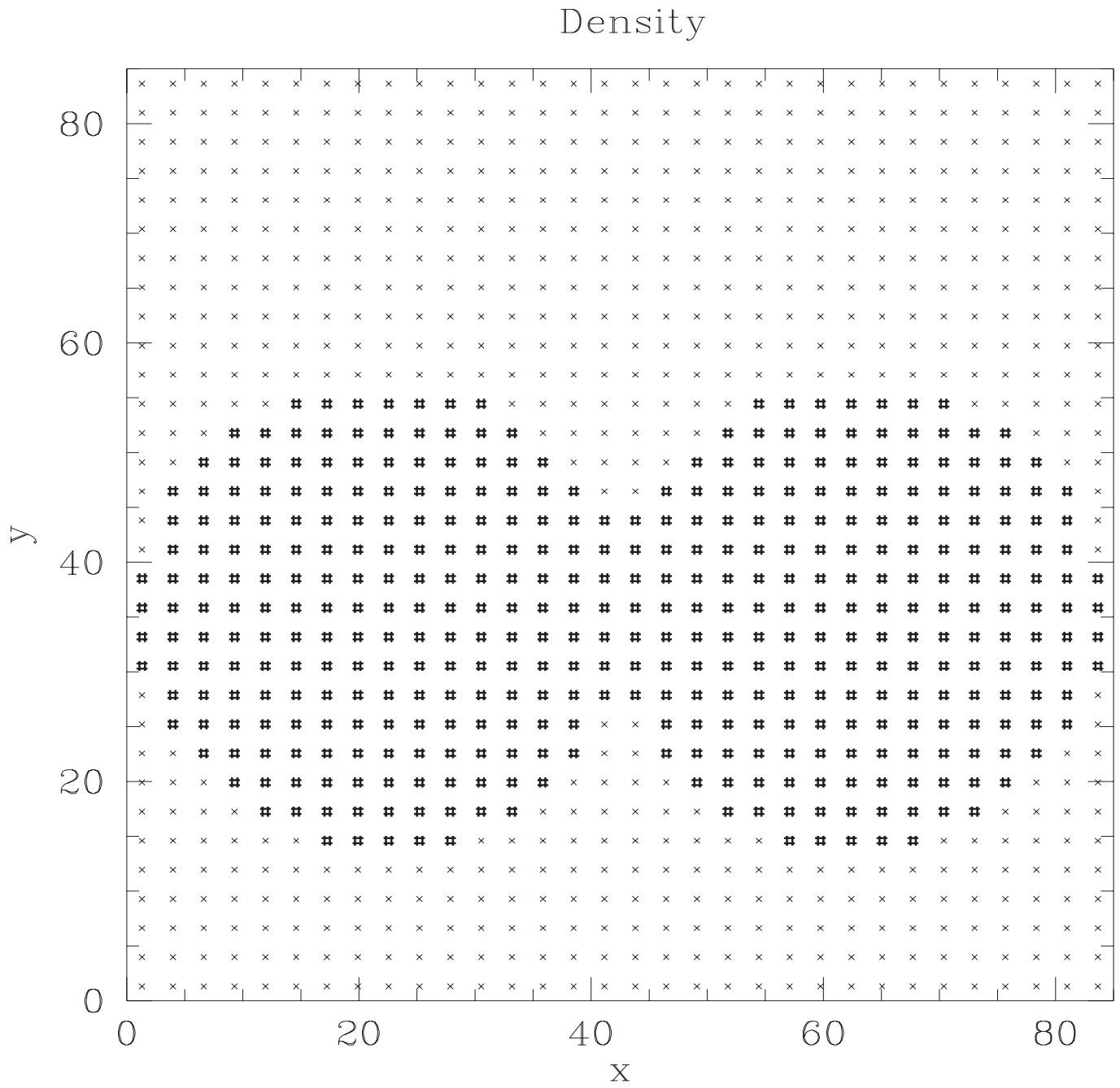


Figure 6.41:  $t= 0.000$  E00 anos. Densidade. CASO F1

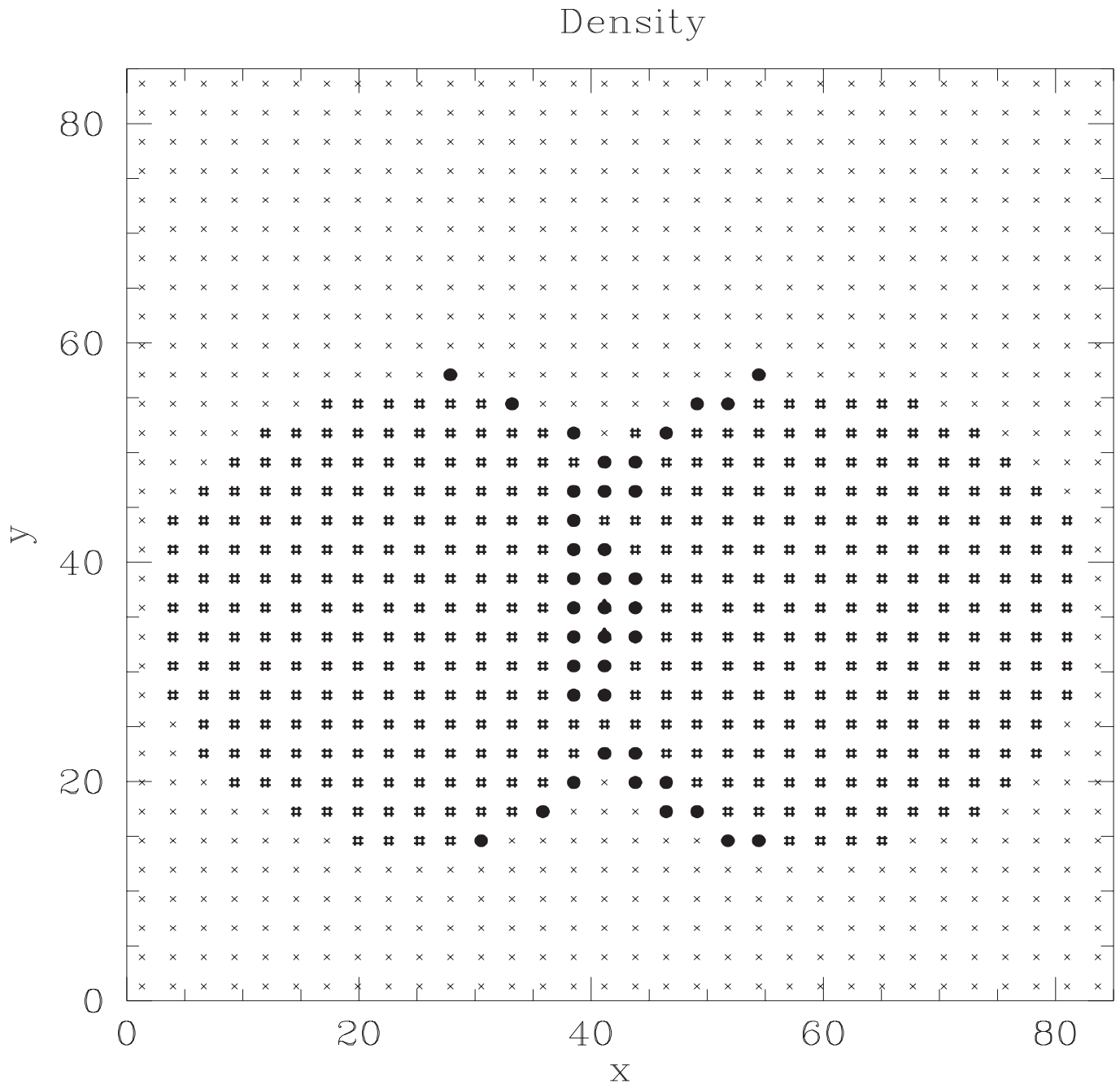


Figure 6.42:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO F1

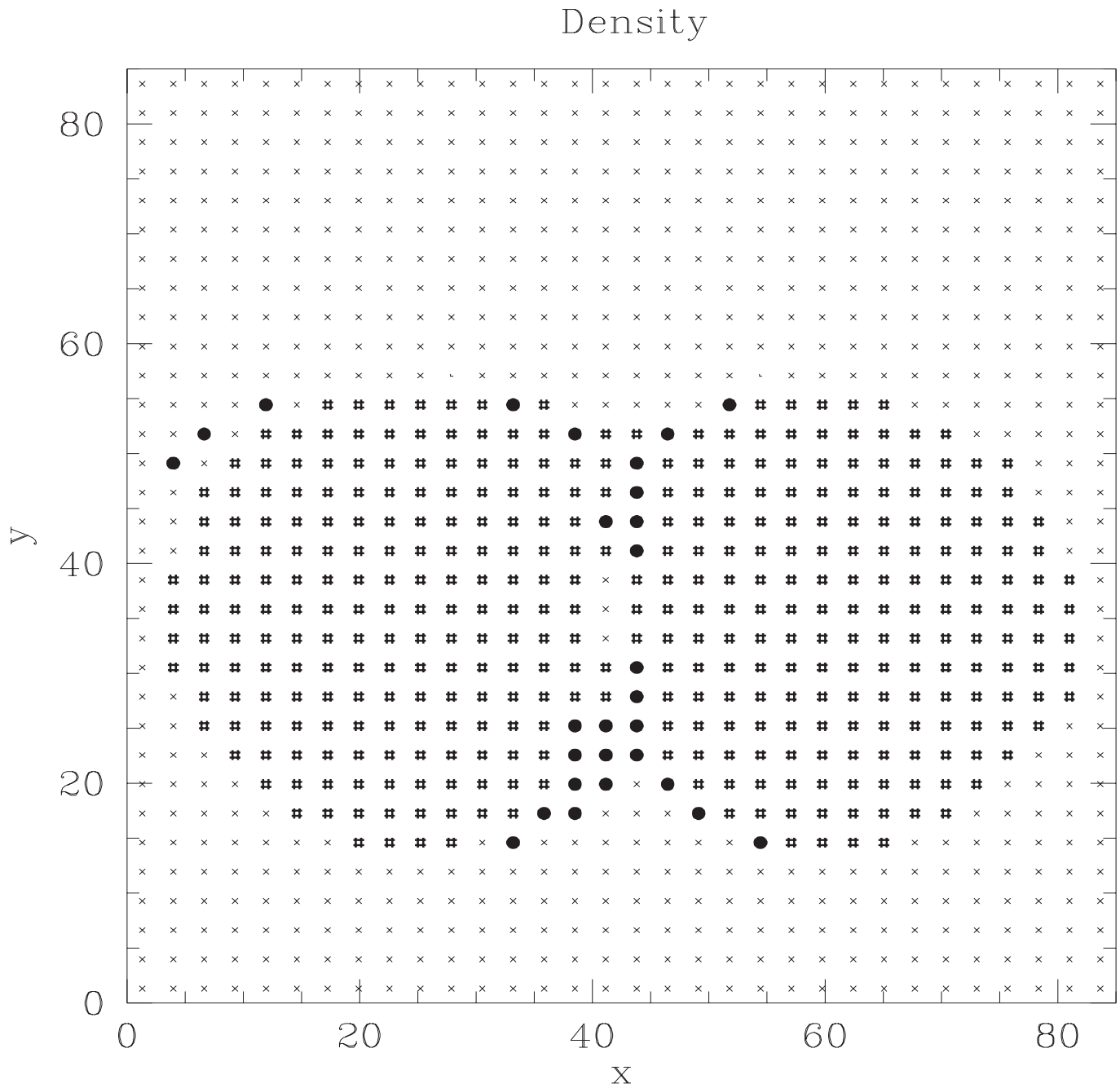


Figure 6.43:  $t= 2.174 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO F1

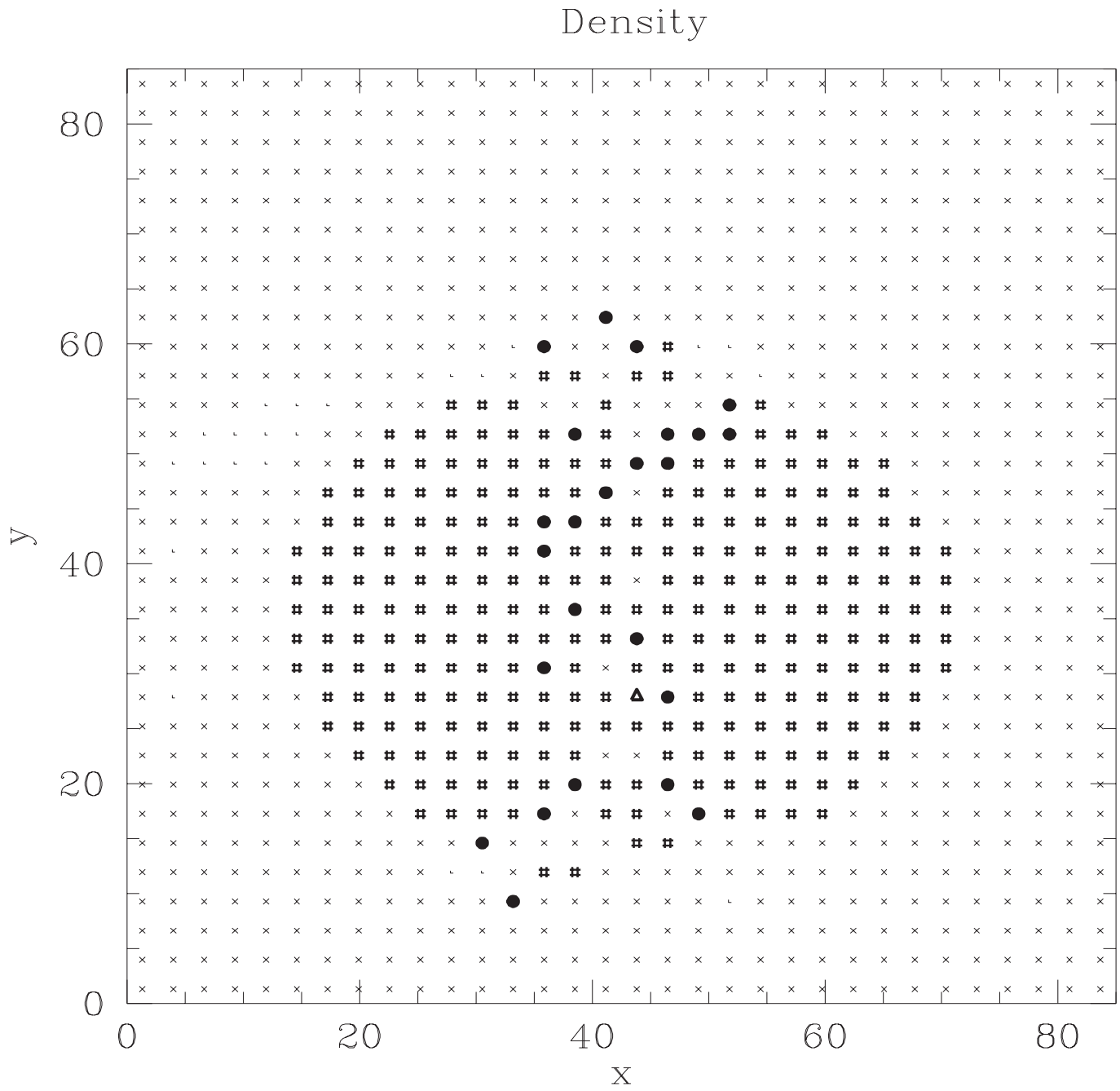


Figure 6.44:  $t= 9.152 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO F1

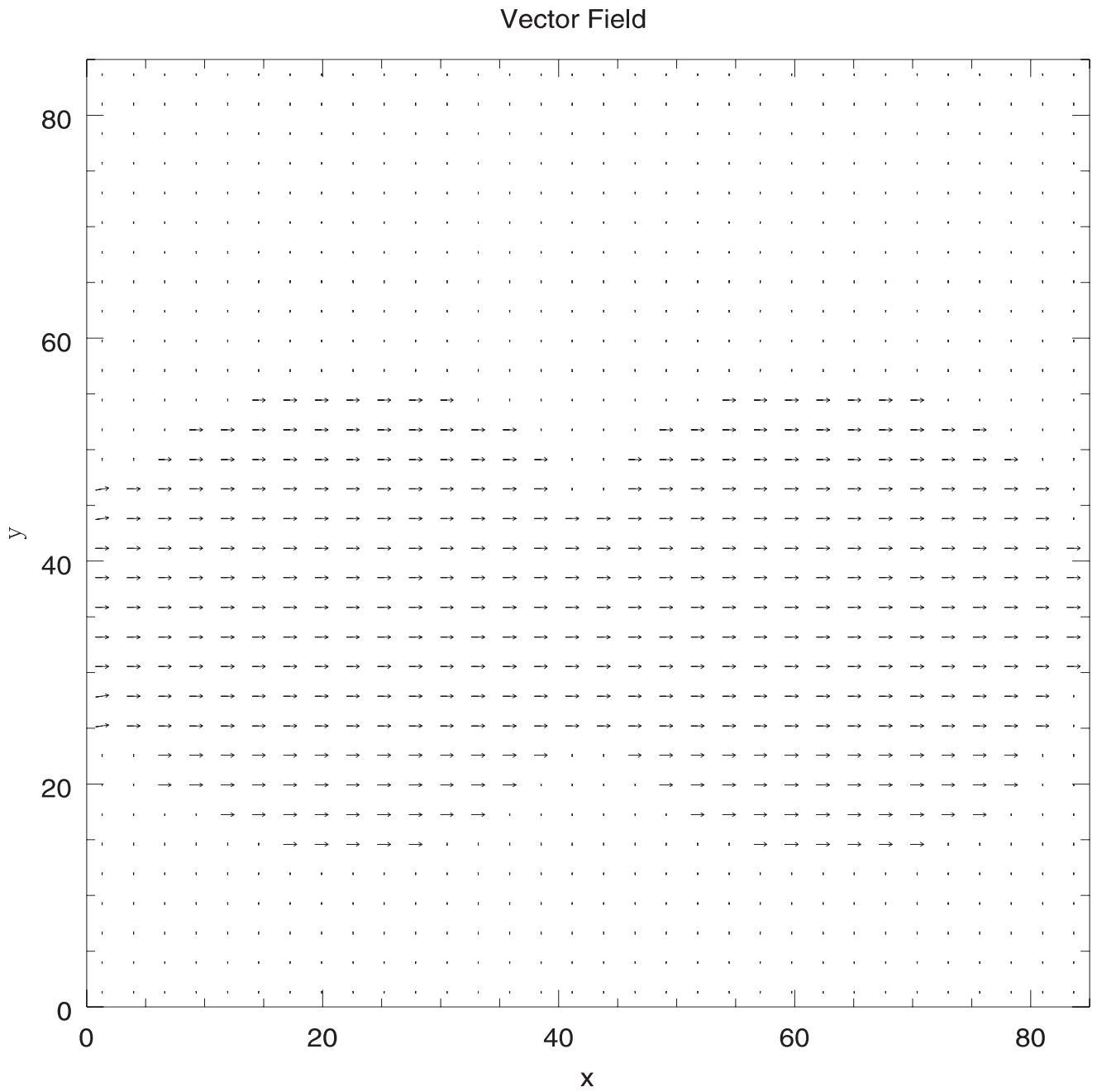


Figure 6.45:  $t= 0.000$  E00 anos. Campo Magnético. CASO F1

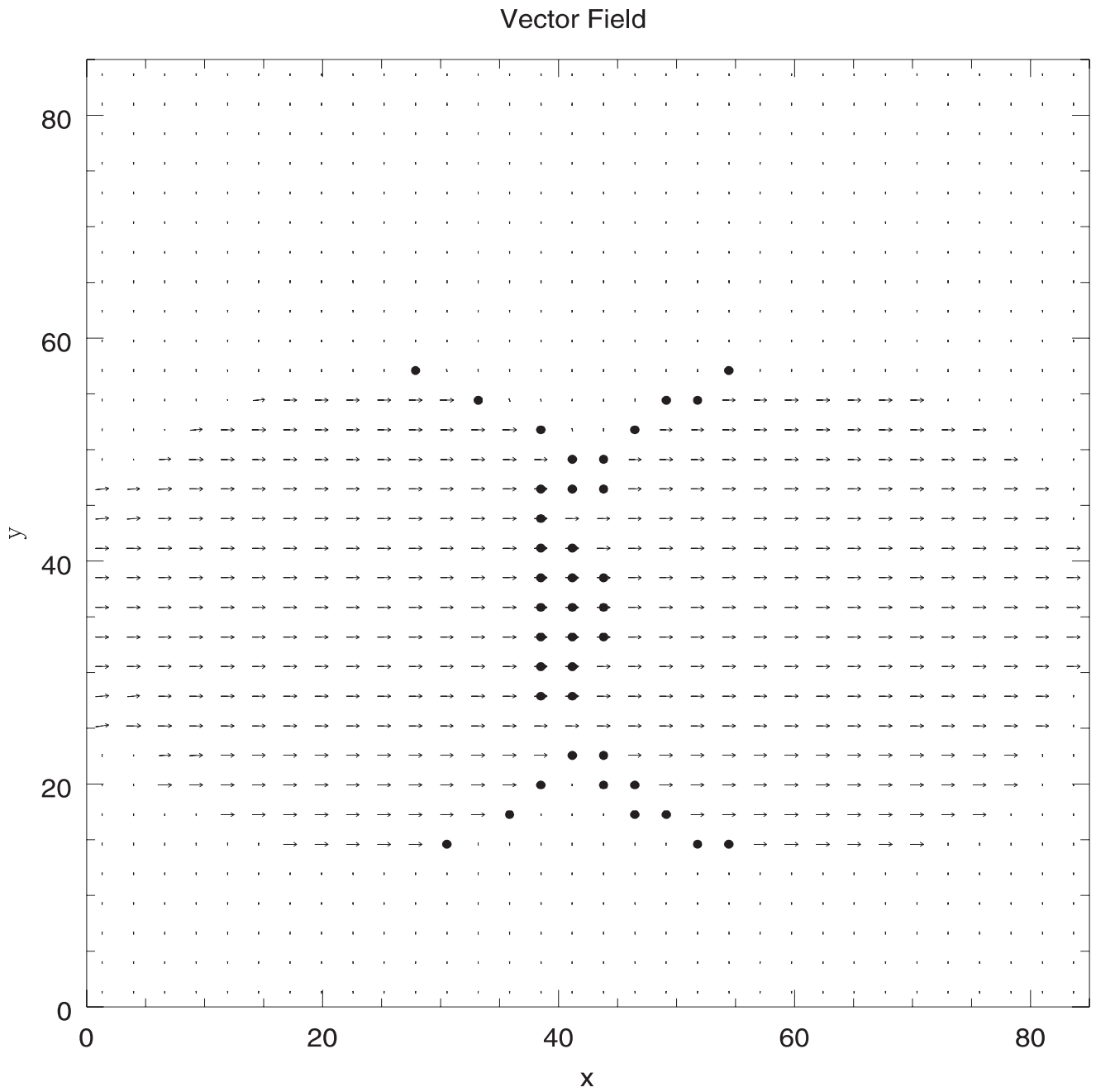


Figure 6.46:  $t= 1.256 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO F1

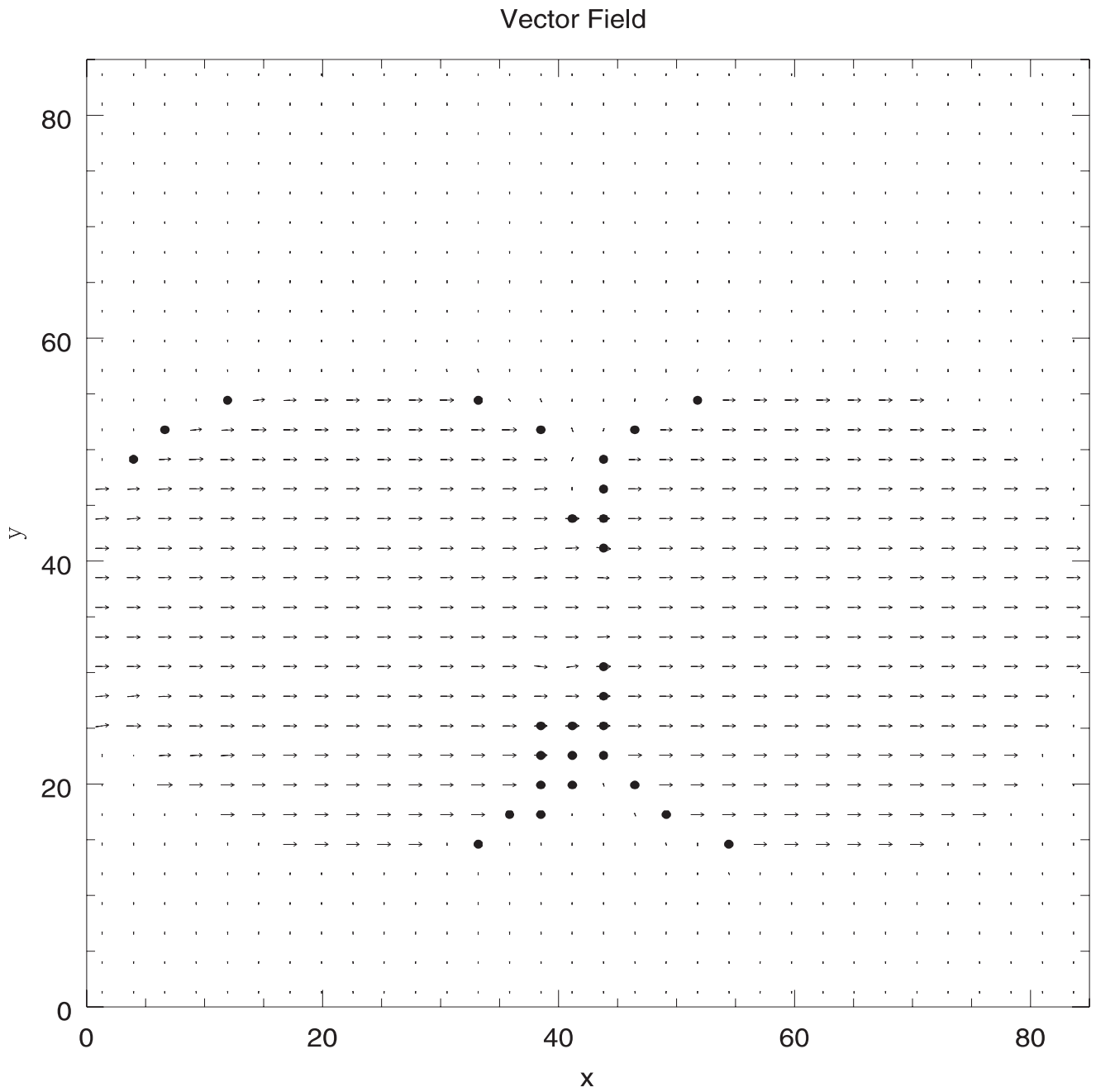


Figure 6.47:  $t= 2.174 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO F1



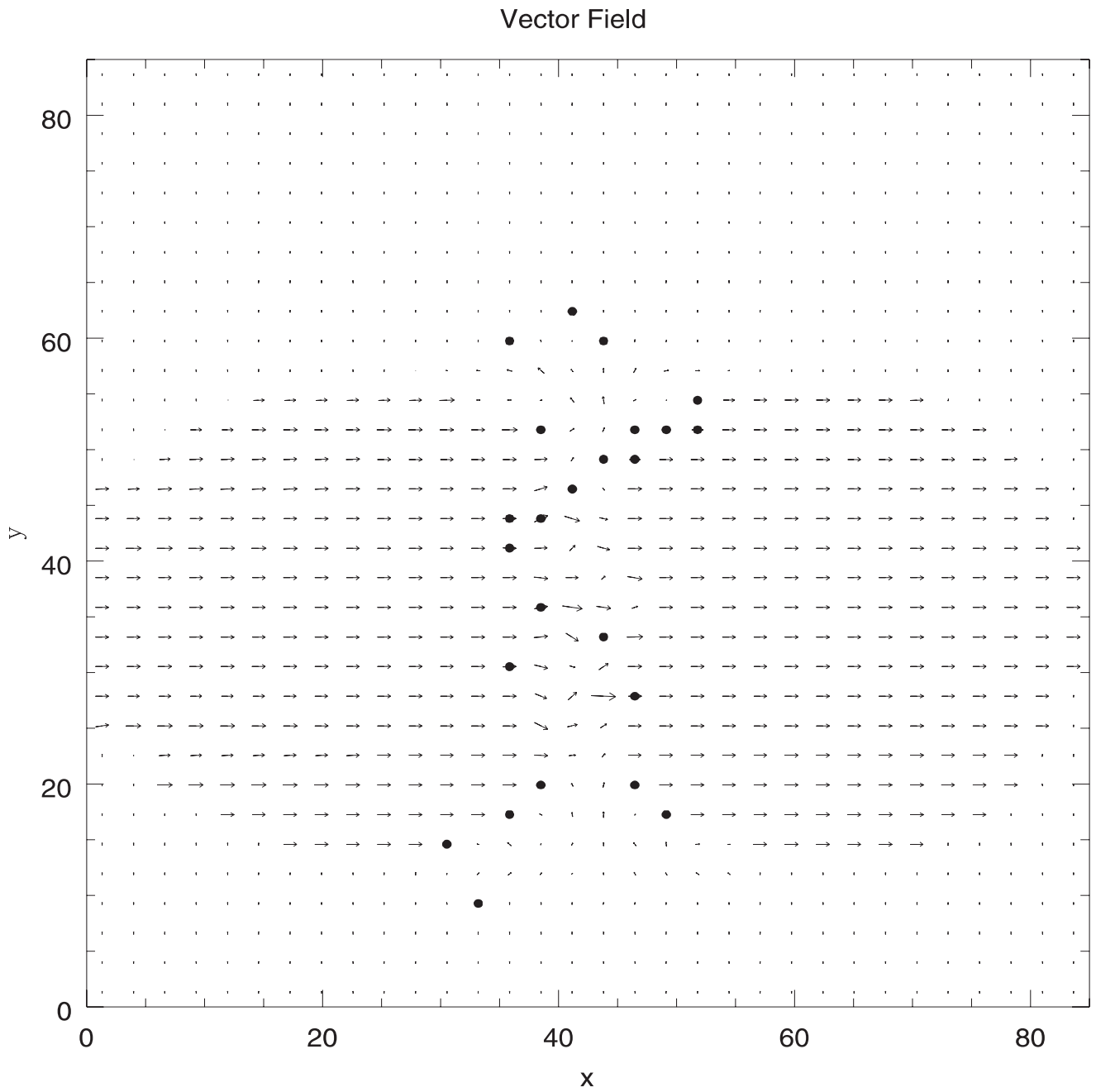
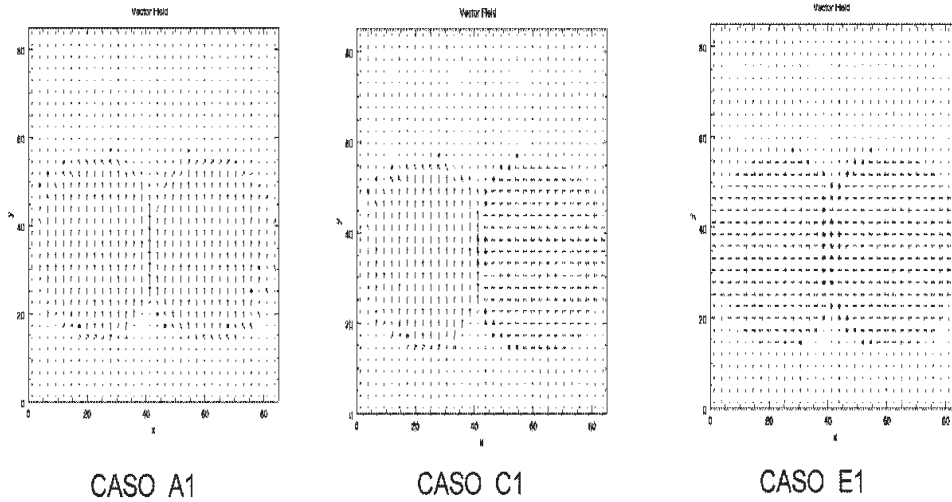


Figure 6.48:  $t= 9.152 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO F1



Simulamos o choque entre duas nuvens idênticas, cada uma com 20 pc de raio, densidade igual a  $6 \text{ partículas/cm}^3$ , temperatura de 881 K, e campo magnético de  $5,9 \mu\text{G}$ , em um meio interestelar de densidade igual a  $1 \text{ partícula/cm}^3$ , temperatura de  $1,5 \cdot 10^4 \text{ K}$  e campo magnético de  $1 \mu\text{G}$ .

Variamos as direções e sentidos dos campos magnéticos, e cada simulação feita com a configuração do campo alterada recebeu o nome de “caso”. Os casos A e E aqui simulados foram tratados como previsões teóricas por Elmegreen (1992), que mostrou teoricamente indícios de que o caso A inibiria a formação estelar, devido à configuração de campo ortogonal à direção do movimento, enquanto que o caso E induziria diretamente a formação estelar, pelo fato dos campos serem paralelos à direção do choque.

Em nossas simulações, usamos esses casos tratados por Elmegreen (1992), e incluímos ainda um caso intermediário, onde uma das nuvens teria o campo ortogonal ao movimento, e a outra teria o campo magnético paralelo ao movimento. Esse é o caso C mostrado acima.

As figuras 6.6 (caso A1), 6.22 (caso C1) e 6.38 (caso E1) acima correspondem, cada uma, ao mesmo intervalo de tempo ( $1,256 \cdot 10^5$  anos) transcorrido desde o início da respectiva simulação.

Dos resultados acima, é evidente que o caso A1 apresenta inibição quanto à formação dos grupos estelares na camada de choque, e o caso E1 apresenta uma boa formação desses mesmos grupos durante o choque. Isso comprova numericamente as previsões de Elmegreen (1992). Notamos ainda que o caso intermediário entre o A1 e o E1, ou seja, o caso C1, apresenta uma formação de grupos estelares a uma taxa intermediária entre os casos A1 e E1.

Antes de prosseguirmos na discussão, convém chamar a atenção para uma expressão que usamos com frequência (qual seja: formação estelar) que deve ser entendida como algo potencial e não literal. A situação física que estudamos neste trabalho, na escala de dimensões que a estamos estudando, com as aproximações que fazemos e durante o tempo em que tem sentido físico rodar o programa (pelos contextos, simplificações e aproximações adotados), não nos permite estudar a formação estelar propriamente dita (i.e., como já mencionamos no capítulo 3, em nosso estudo não podemos avançar muito além da fase 1 da formação estelar, nos termos definidos por Boddeheimer (1992) para tal processo e lá resumidos). Ou seja: embora falemos o tempo todo em “taxa de formação estelar”, na verdade, rigorosamente falando, estamos nos referindo à taxa com que as células definidas pela grade computacional

passam a satisfazer o critério de instabilidade gravitacional de Jeans (térmico ou magnético, dependendo se o campo magnético da nuvem é ou não nulo, respectivamente). No momento em que uma célula satisfaz a condição de Jeans ela é retirada do sistema e não participa mais da subsequente dinâmica do mesmo. Este é um procedimento habitual em simulações do tipo que fazemos (vide, e.g., Hetem 1996 e Marinho & Lepine 1999, e comentários ali contidos). Se considera que a massa de tal célula colapsará, rumo à formação estelar, e não interferirá mais de modo significativo na evolução dinâmica do gás restante (i.e., do gás do sistema que não atingiu essa condição de instabilidade).

Em princípio, do instante em que a massa de uma célula atinge a condição de Jeans em diante há condições físicas para que tal massa comece a colapsar sob a ação da auto-gravidade, sofra fragmentação (ou não) e termine formando um sistema múltiplo de estrelas (ou, menos provavelmente, uma única estrela).

A verdadeira eficiência de formação estelar, para um sistema como o que estudamos, só pode ser inferida se, além de se conhecer a eficiência com que as células atingem a condição de Jeans (eficiência esta que nossas simulações permitem obter para os casos rodados), se conhecer também a eficiência com que cada uma dessas células formará efetivamente estrelas em sua evolução posterior (e está além do escopo de nossa abordagem acessar essa etapa do processo). Em resumo: quando nos referimos, de modo mais livre, à “taxa de formação estelar”, na verdade estamos querendo dizer “taxa com que as células da grade computacional passam a satisfazer a condição de Jeans”. Portanto, aquilo que chamamos de “taxa de formação estelar” pode ser entendido, a grosso modo, no máximo como um limite superior para a verdadeira taxa de formação estelar no sistema estudado, porque de fato só uma pequena fração

da massa de uma célula que atingiu o critério de Jeans será finalmente convertida em estrelas. Boa parte dessa massa permanecerá na forma de gás, uma vez que se espera eficiência muito baixa nesse processo (e.g., McKee et al. 1993; Hartmann 1998; e referências ali citadas).

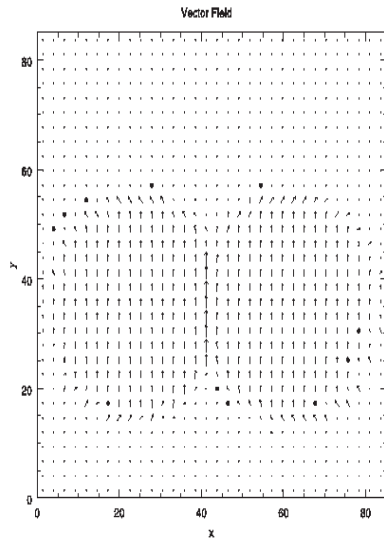
Retomando a discussão anterior, é importante destacar que embora as figuras acima digam respeito a apenas uma fatia do sistema, no plano  $xy$ , e apenas a um instante da evolução dinâmica do choque, nossa análise, para podermos fazer as afirmações acima, foi exaustiva. Quando dizemos que a taxa de formação estelar no caso C1 tem um valor intermediário entre os casos A1 e E1, significa que todo o sistema foi avaliado (e não apenas uma fatia do mesmo) e durante todo o intervalo de tempo em que as simulações são fisicamente aceitáveis. As figuras acima foram tomadas como emblemáticas porque nelas é visualmente muito evidente (para o instante e fatia representados) que há um nítido aumento da taxa de formação estelar conforme os casos A1, C1 e E1 são considerados, nesta ordem. Porém, repetimos, o mesmo aumento e ordenação do aumento de tal taxa são observados em diferentes fatias correspondentes de cada caso, tomadas nos respectivos mesmos instantes para cada caso, ao longo do tempo que duram as simulações. Portanto, na avaliação quantitativa da taxa de formação estelar do caso A1 por exemplo, resumida no gráfico anterior, foi considerada a taxa total de formação estelar em todo o sistema, durante todo o tempo que durou a simulação, para aquele caso.

É interessante observar que no caso C1 existe uma predominância de grupos estelares no lado direito, onde a nuvem apresenta o campo paralelo ao choque (há

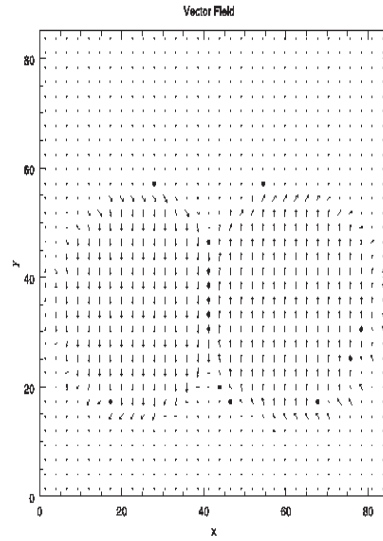
inibição da formação desses grupos no lado esquerdo, de campo ortogonal ao movimento). No caso E1, por outro lado, a situação é simétrica quanto à formação estelar, em relação à linha central da figura, paralelamente ao eixo  $y$ . No caso A1 também há essa relativa simetria, só que com poucas células satisfazendo a condição de Jeans. A interpretação destes fatos é que o campo magnético de fundo ( $B_m$ ) desempenha papel importante nos resultados obtidos.  $B_m$  é paralelo a  $y$  e aponta no sentido crescente de  $y$ . Como a eficiência de formação estelar aumenta da colisão com campos perpendicular-perpendicular (caso A), para aquela com campos perpendicular-paralelo (caso C), para aquela com campos paralelo-paralelo (caso E), a interação da nuvem magnetizada em movimento, com o meio externo, também magnetizado, fica igualmente sujeita às eficiências mencionadas dependendo da orientação relativa entre o campo da nuvem ( $B_{cl}$ ) e  $B_m$ . Assim, se  $B_{cl}$  e  $B_m$  reproduzem a configuração perpendicular-perpendicular do caso A, não serão muitas as células a atingirem condição de Jeans na interface da nuvem com o meio externo no hemisfério da nuvem voltado para a frente do movimento. Se  $B_{cl}$  e  $B_m$  reproduzem a configuração perpendicular-paralelo, mais células de tal interface satisfarão o critério de Jeans. E se  $B_{cl}$  e  $B_m$  reproduzem a configuração paralelo-paralelo mais células ainda dessa interface atingirão a condição de Jeans. Isto esclarece duas coisas: 1) nem todas as células dessa interface que a figura mostra que satisfizeram a condição de Jeans, o fizeram como consequência direta da interação nuvem-nuvem; aquelas células nessa condição, que estão no hemisfério voltado de frente para a direção de movimento mas que estão fora da região de “contato” entre as nuvens, são células espúrias ao choque propriamente dito, i. e., elas atingem a condição de Jeans devido à interação nuvem-meio externo; e 2) por isto quando nas figuras 6.6, 6.22 e 6.38,

observamos as partes das bordas das nuvens (do hemisfério do choque) que estão nas porções fora do “contato” entre as nuvens, notamos os efeitos de predominância menor ou maior de grupos estelares nessas bordas, conforme destacamos acima.

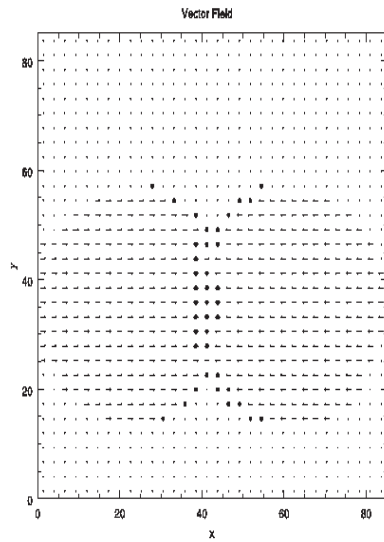
Continuamos, então, em nossas análises. Interessados em ampliar as previsões para as configurações do campo magnético no choque, variamos o sentido do campo, com o intuito de verificar se o sentido, além da direção, provoca alguma alteração na evolução do choque, enfocando principalmente alterações ou não na formação dos grupos estelares. A seguir, nossas análises quanto às alterações do sentido do campo serão expostas :



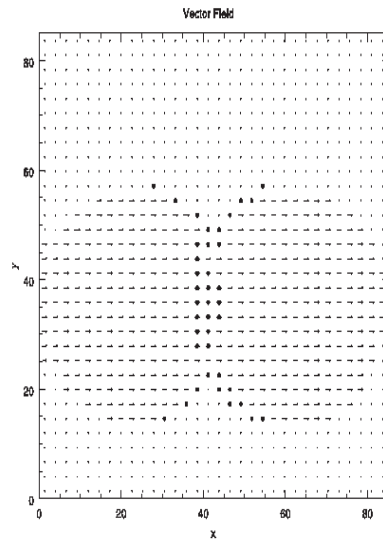
CASO A1 - Fig. 6.6



CASO B1 - Fig. 6.14



CASO E1 - Fig. 6.38



CASO F1 - Fig. 6.46



Comparemos agora o caso A1 e o caso B1, no campo magnético. O intervalo de tempo tomado para comparação deve ser o mesmo (todos os cortes das figuras acima foram tomados para o intervalo de tempo  $t = 1,256 \cdot 10^5$  anos). Observamos diretamente das figuras acima que o caso A1 apresenta maior inibição, quanto à formação de grupos estelares, que o caso B1. A direção e o sentido de todos os campos magnéticos, tanto das nuvens quanto do meio, são iguais no caso A1. Já no caso B1, a nuvem da esquerda tem seu campo com sentido invertido em relação aos demais. Essa inversão implicará que ao serem forçados um contra o outro (devido ao movimento relativo das nuvens) esses campos opostos se adicionarão (vetorialmente), diminuindo portanto o valor do campo magnético total na região de “contato” entre as nuvens. Essa diminuição relativa do campo total, acrescida do aumento da densidade causada pela compressão do choque, diminuirá o valor da massa de Jeans magnética na região, tornando mais propícia a instabilidade gravitacional de porções das nuvens (células) localizadas em tais regiões. Ou seja: embora a única diferença entre os casos A1 e B1 seja que neste último o campo de uma das nuvens tem sentido oposto ao do primeiro caso, vemos que as implicações para a taxa de formação estelar poderão ser muito grandes. Em particular, o caso B1 gera mais grupos estelares que o caso A1. Este fato é outra evidência da influência do campo magnético no processo de formação estelar desencadeada pela colisão entre nuvens moleculares magnetizadas.

Note, contudo, que uma situação como a descrita no caso B1 implicaria, a rigor, uma configuração muito favorável à ocorrência do processo de reconexão magnética, o que torna esse caso mais distinto ainda do que o caso A1. Porém, como já explicitamos, nossa abordagem segundo MHD ideal não possibilita que analisemos esse tipo de distinção entre esses dois casos.

Apesar de não notarmos visivelmente uma clara distinção entre os casos E1 e F1 nas figuras acima, uma rápida análise na evolução desses dois casos, apresentada nas figuras de densidade e campo magnético já mostradas anteriormente, comprovará um comportamento semelhante ao dos casos A1 e B1 já citados. Na evolução temporal, vemos que E1, onde as nuvens apresentam campos magnéticos antiparalelos entre si, apresentará posteriormente maior formação estelar que o caso F1 (onde as nuvens possuem campos magnéticos paralelos entre si).

É interessante destacar que Elmegreen (1992), ao tratar o caso em que os campos das nuvens são perpendiculares à direção do movimento relativo entre elas, curiosamente não distingue o caso em que tais campos são paralelos daquele em os campos são anti-paralelos. Como podemos ver, tanto do esperado teoricamente, quanto do obtido mesmo em nossa simulação de MHD ideal, esses dois casos, embora envolvendo situações físicas iniciais muito semelhantes, levam a conseqüências muito diferentes, inclusive no que se refere à taxa de formação estelar resultante em cada caso.

### *OBSERVAÇÕES:*

Acabamos de analisar a evolução dos casos A1, B1, C1, E1 e F1 para um conjunto específico de valores dos parâmetros físicos relevantes. Confirmamos as predições teóricas de Elmegreen (1992) e ampliamos as configurações de campo estudadas, não só criando um caso intermediário aos casos extremos de Elmegreen (1992), mas incluindo alterações no sentido dos campos de cada um dos casos tratados. A análise das alterações no sentido do campo magnético, nos casos A1 e B1, e nos casos E1 e F1, levou a duas conclusões finais bastante significativas:

- 1) Os casos antiparalelos induzem mais formação estelar do que os respectivos

casos paralelos.

- 2) A inversão de sentido de um dos campos, de paralelo para antiparalelo, provoca aumento na taxa de formação de estrelas.

## 6.2 NOVOS CASOS ESTUDADOS

Achamos interessante mostrar mais um conjunto de simulações realizadas. Estudaremos o equivalente aos casos A, C e E (ou seja, os dois casos descritos por Elmegreen (1992) e o nosso caso intermediário), os quais denominaremos, respectivamente, de A2, C2 e E2. só que utilizaremos um novo conjunto de parâmetros iniciais, citados abaixo. Como enfocaremos somente esses três casos, sem nos preocuparmos com a análise do sentido do campo magnético, poderemos nos aprofundar em outras análises, como a da taxa de formação estelar e o estudo dos cortes yz no plano.

Utilizaremos os seguintes valores iniciais em cada nuvem, para esse novo conjunto de simulações:

Densidade numérica (  $n_{cl}$  ) =  $40 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura (  $T_{cl}$  ) = 130 K.

Campo Magnético (  $B_{cl}$  ) =  $4 \mu\text{G}$ .

E para o meio teremos os seguintes parâmetros :

Densidade numérica (  $n_m$  ) =  $1 \text{ cm}^{-3}$ .

Temperatura (  $T_m$  ) = 104 K.

Campo Magnético (  $B_m$  ) =  $1 \mu\text{G}$ .

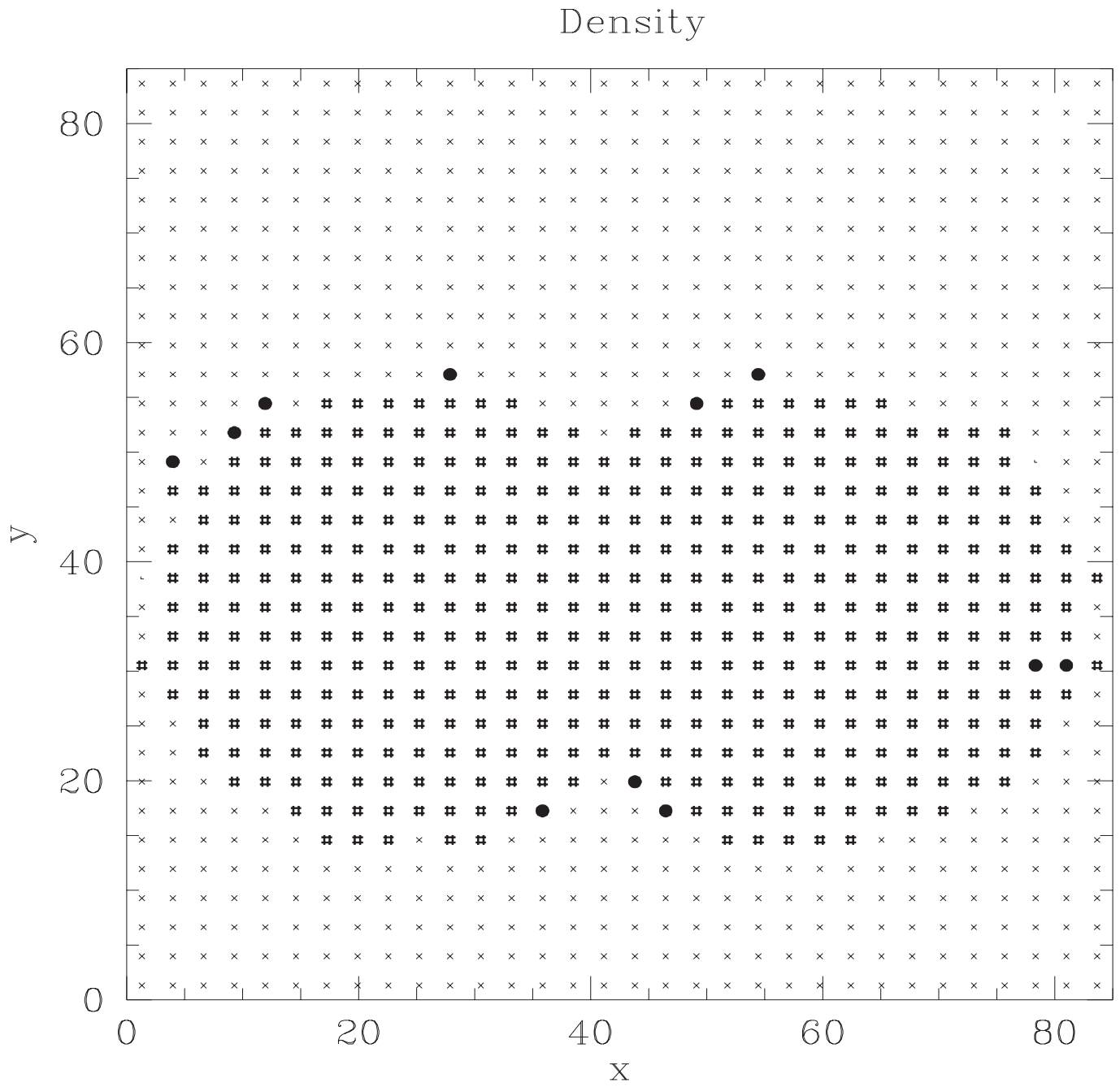


Figure 6.49:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO A2

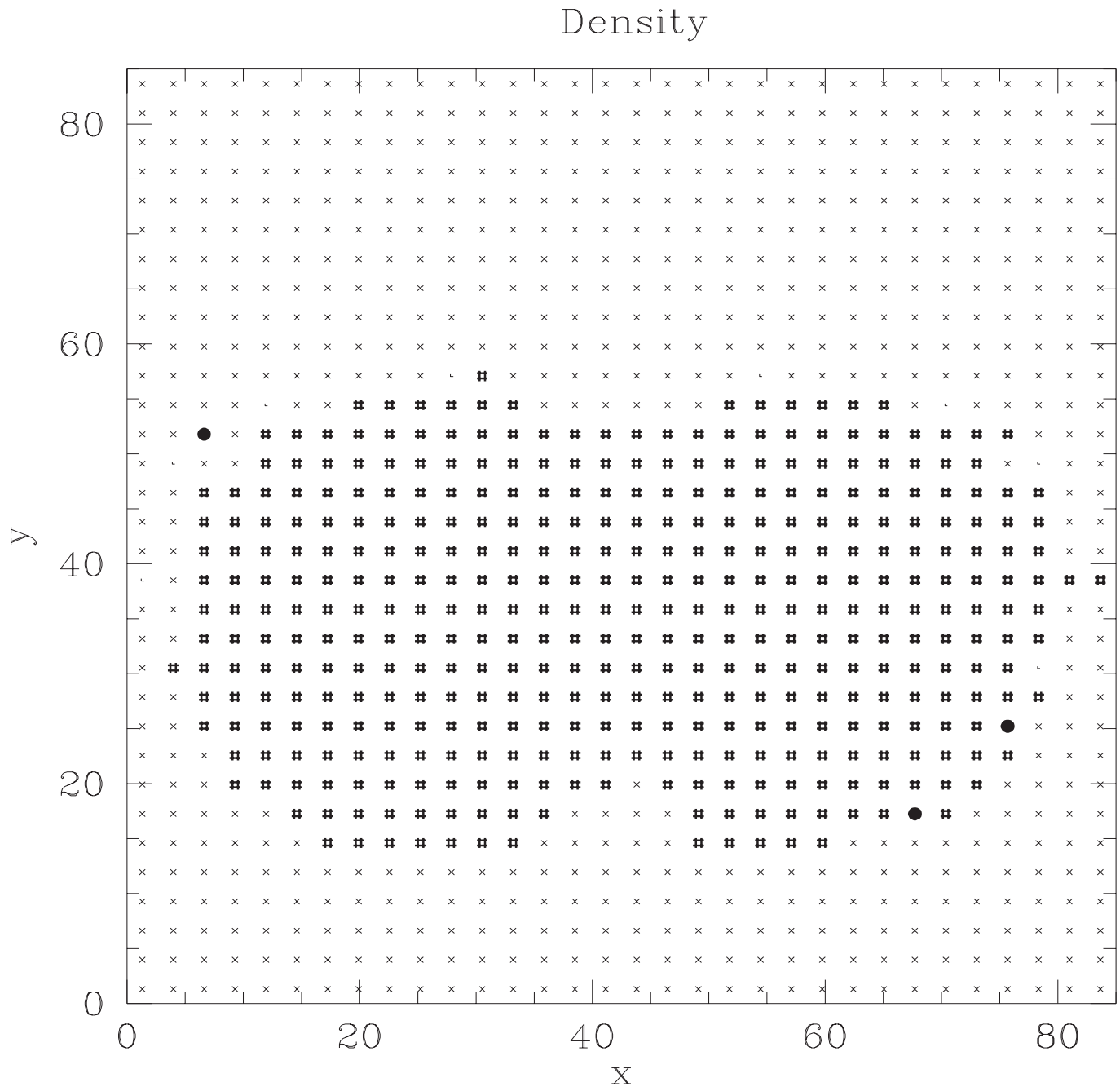


Figure 6.50:  $t= 2.011 E05$  anos. Densidade. CASO A2

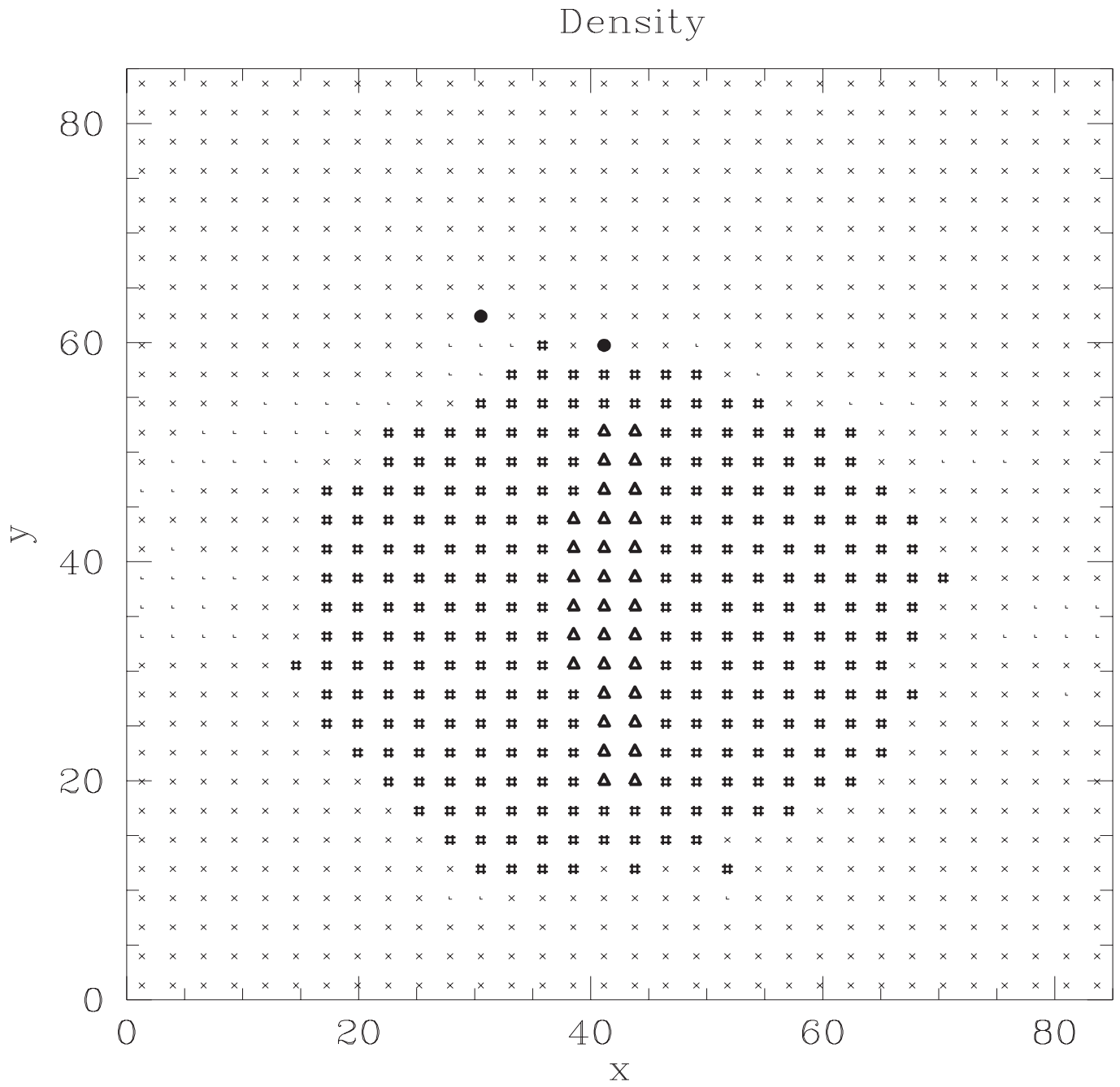


Figure 6.51:  $t= 8.848 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO A2

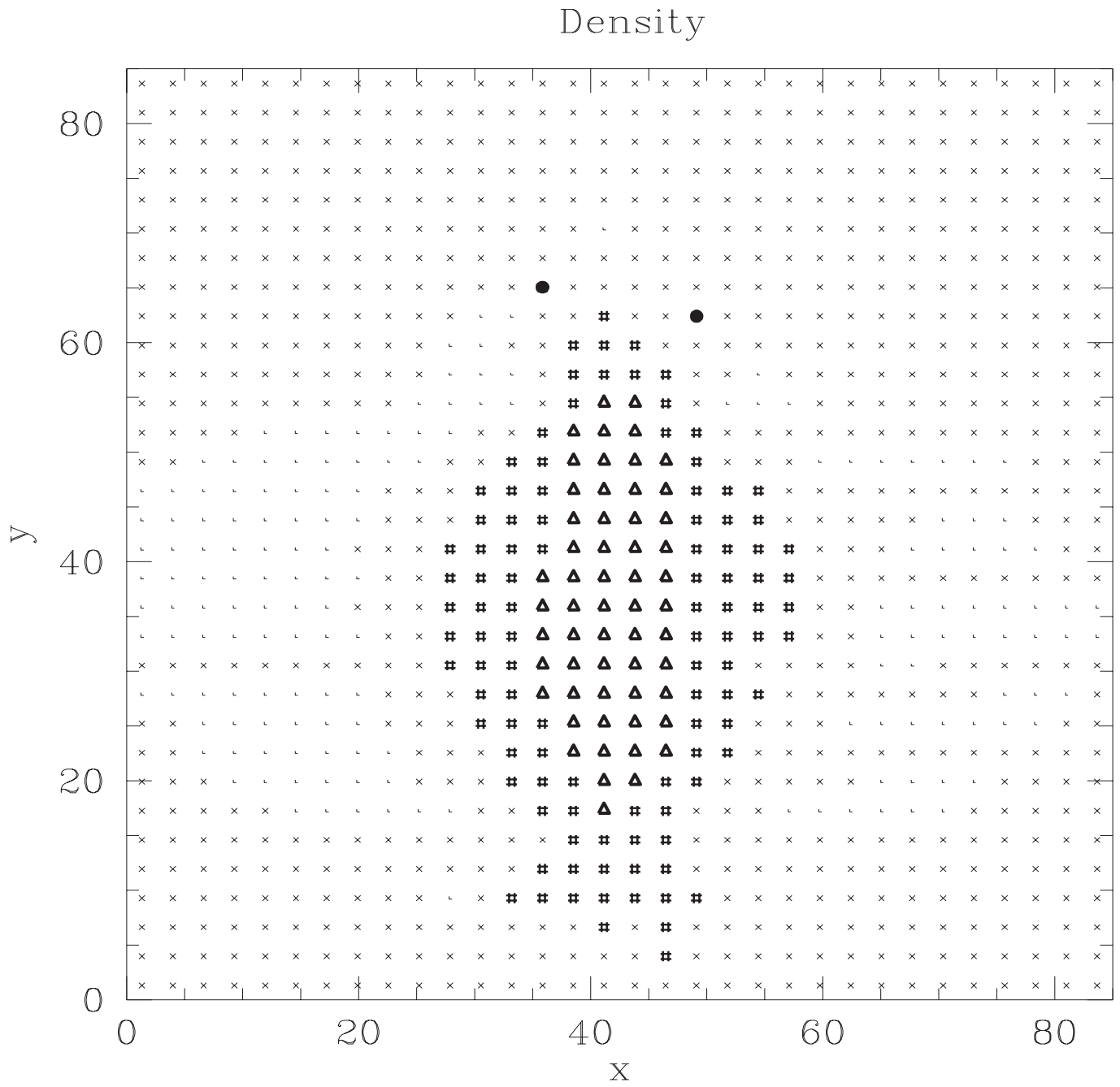
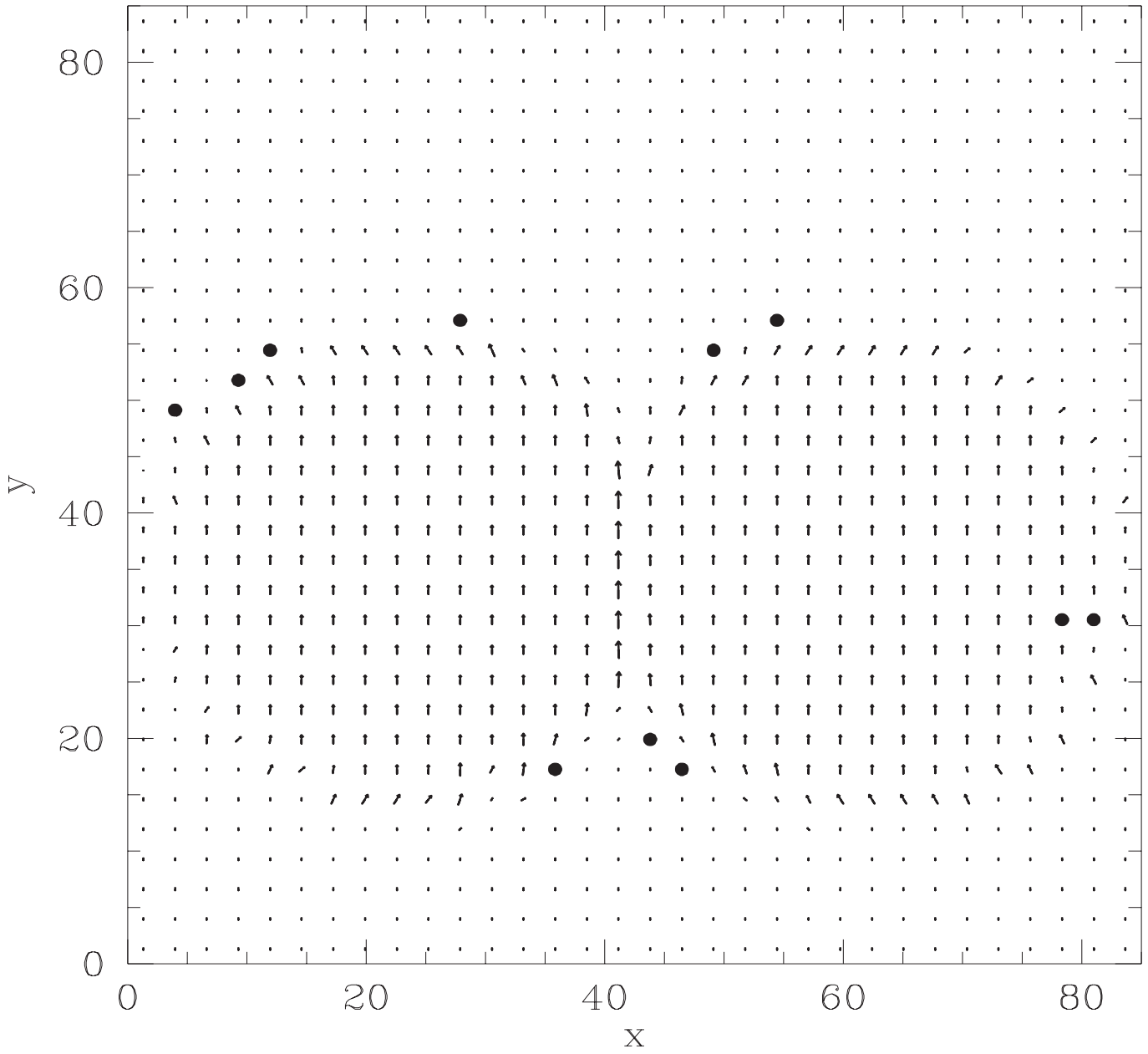


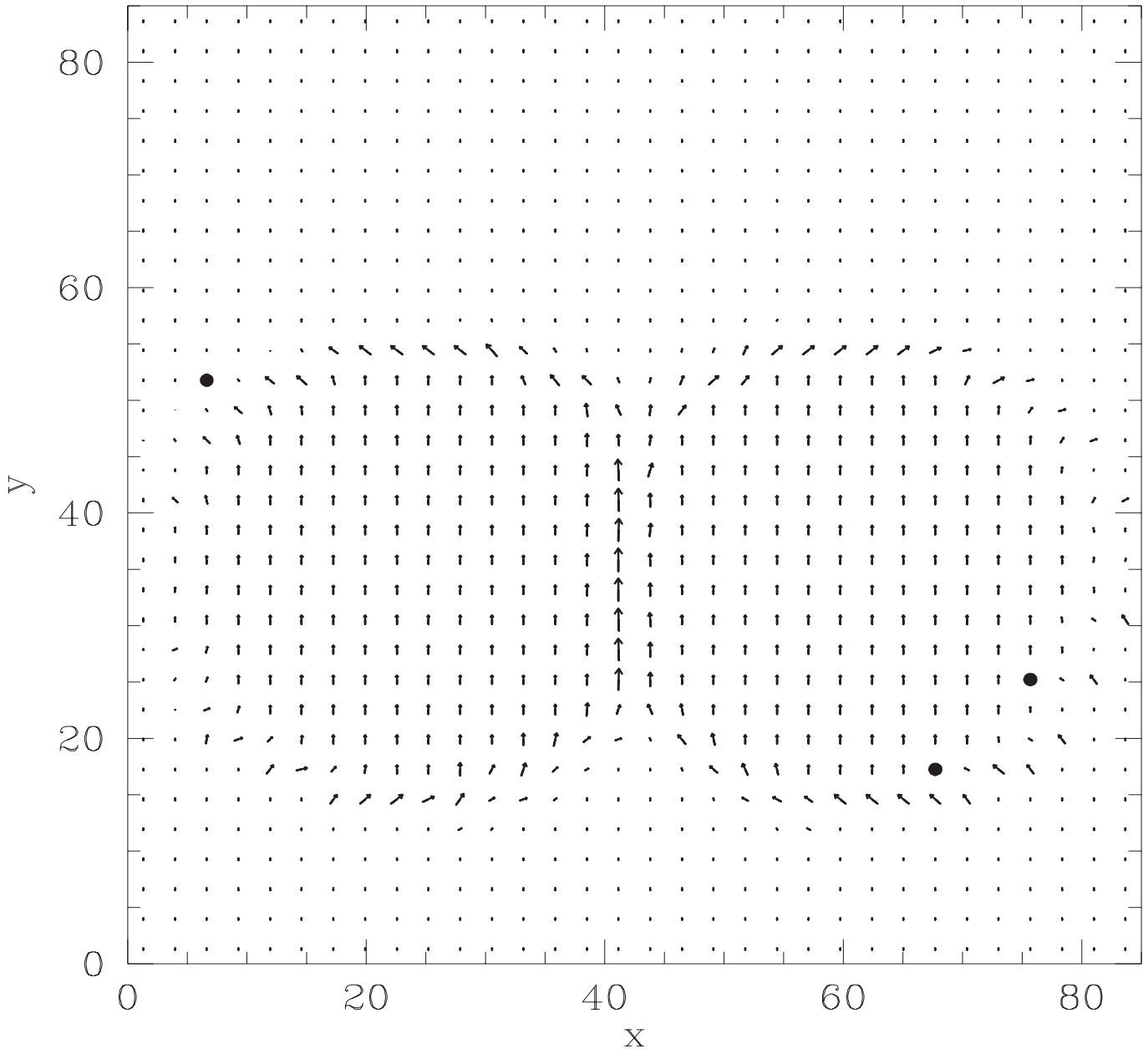
Figure 6.52:  $t= 1.680 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO A2

## Vector Field

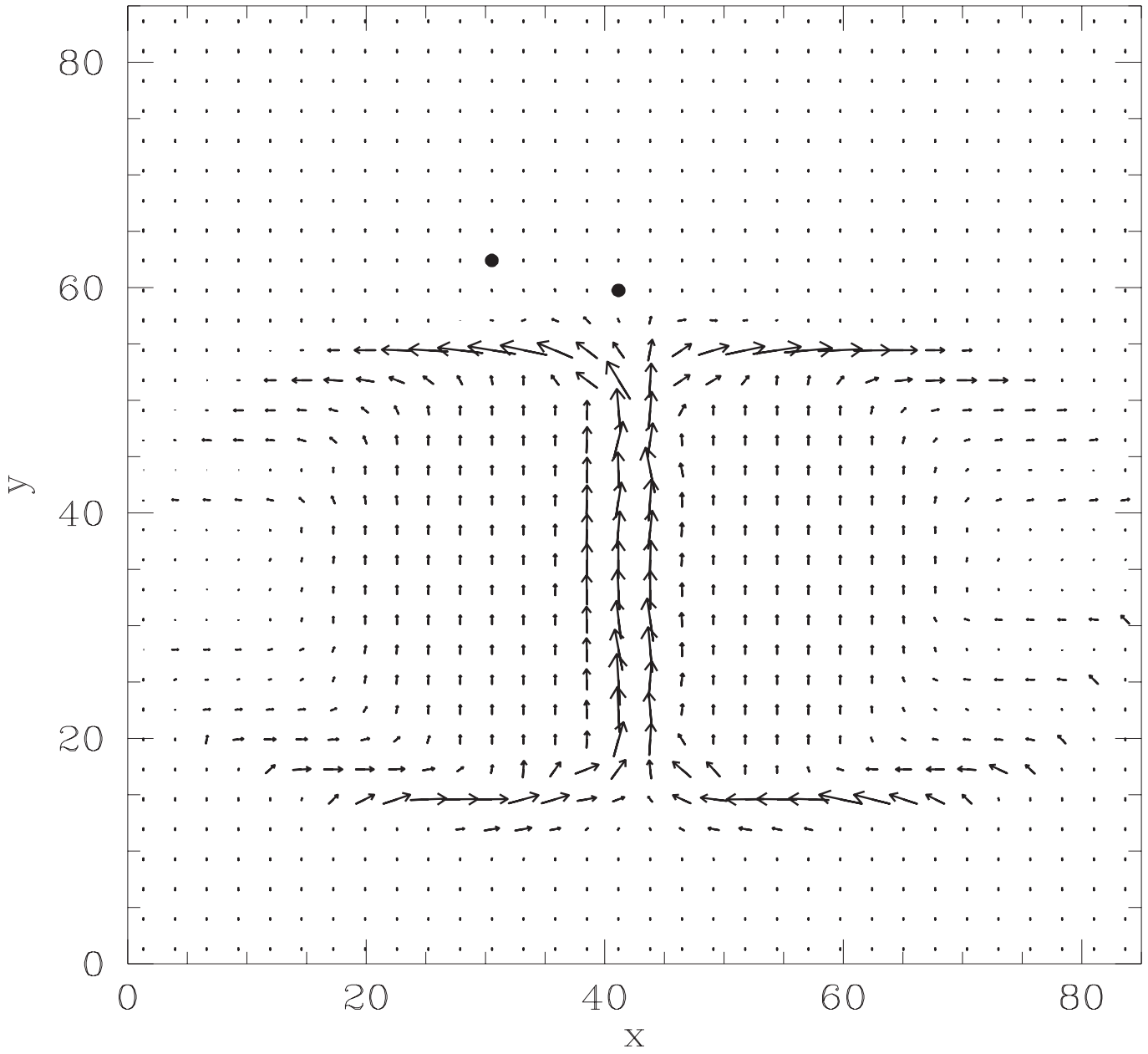
Figure 6.53:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO A2



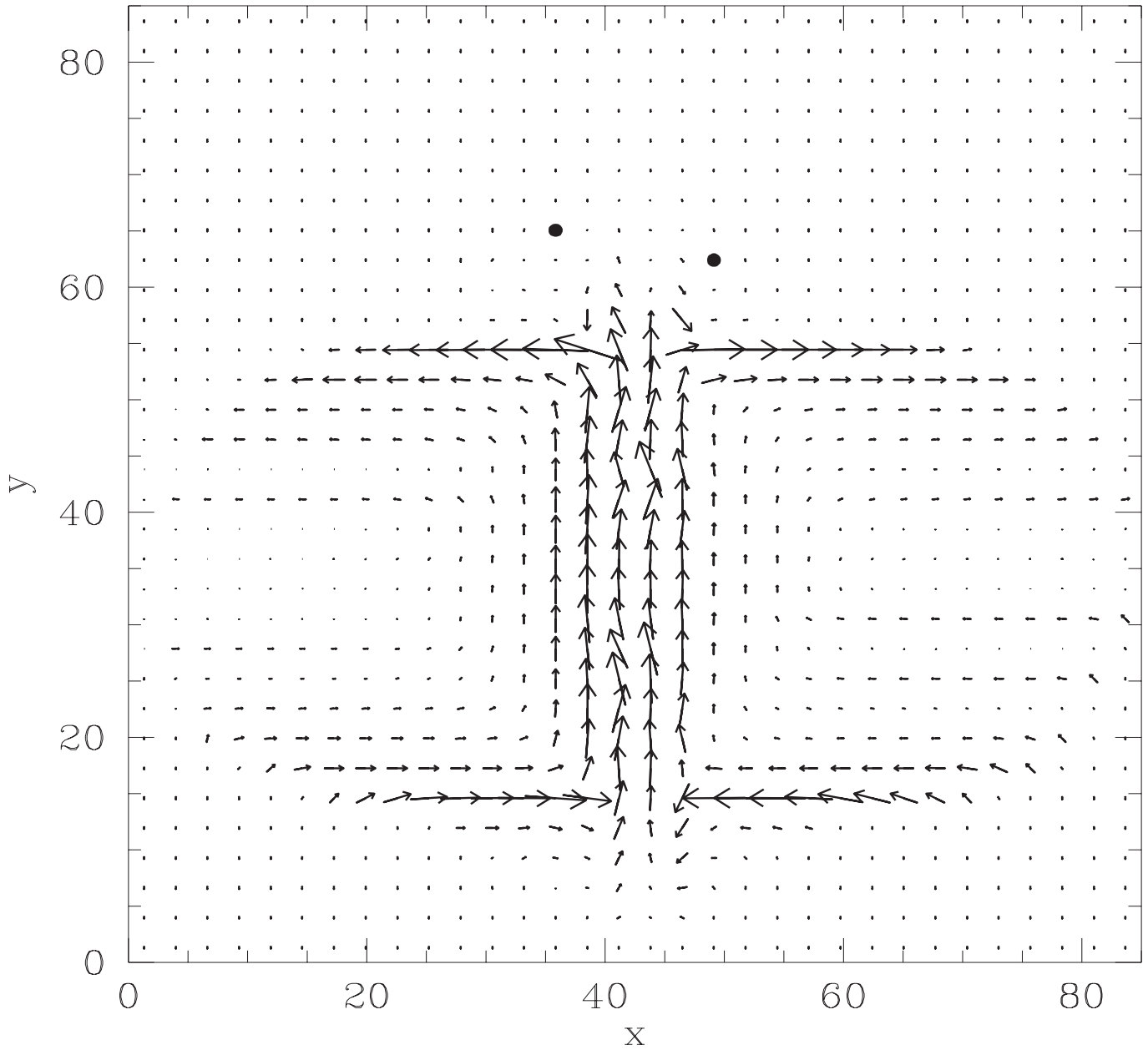
## Vector Field

Figure 6.54:  $t= 2.011 \text{ E05}$  anos. Campo Magnético. CASO A2

## Vector Field

Figure 6.55:  $t= 8.848 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO A2

## Vector Field

Figure 6.56:  $t= 1.680 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO A2

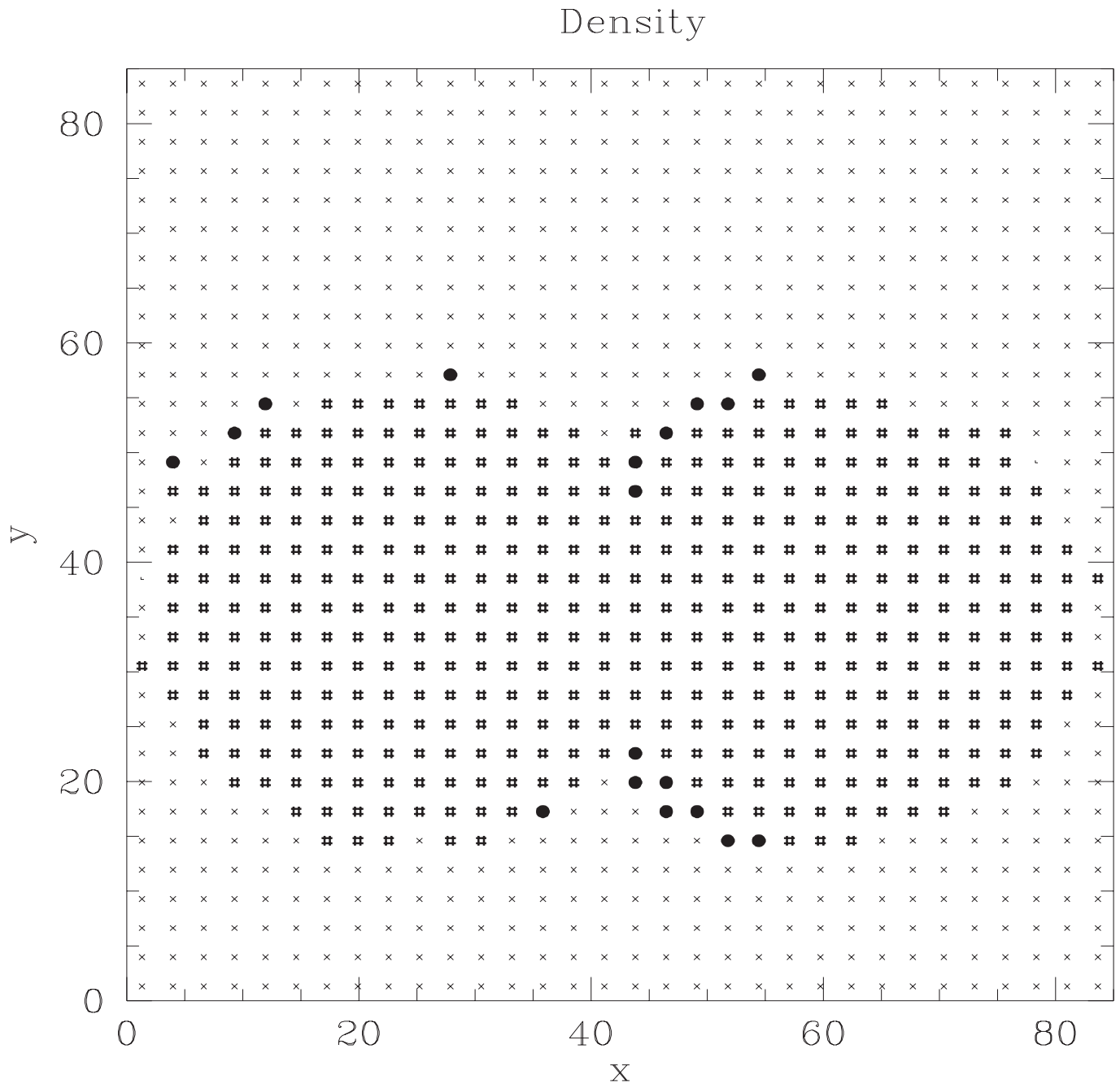


Figure 6.57:  $t= 9.895 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO C2

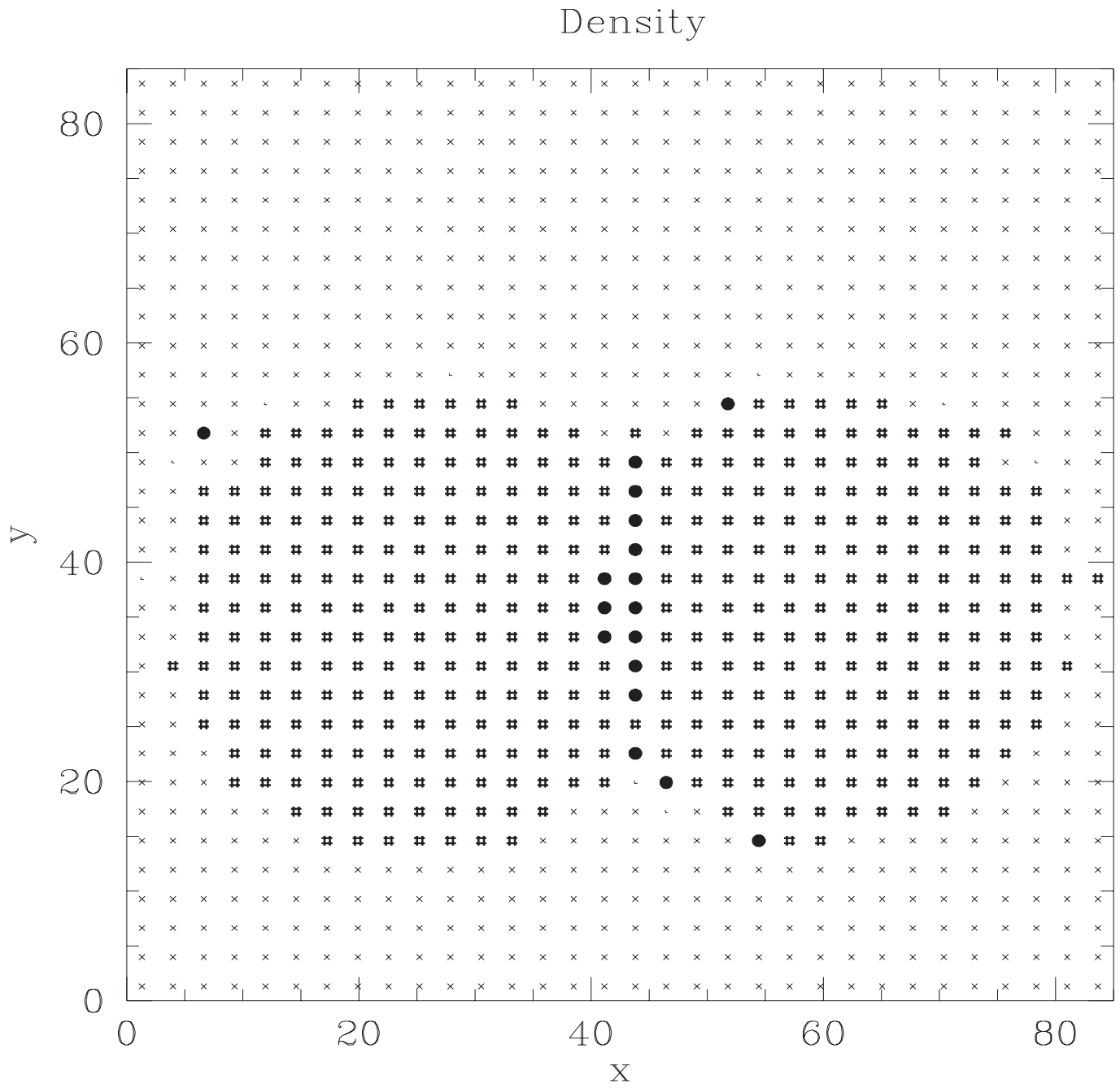


Figure 6.58:  $t= 1.920 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C2

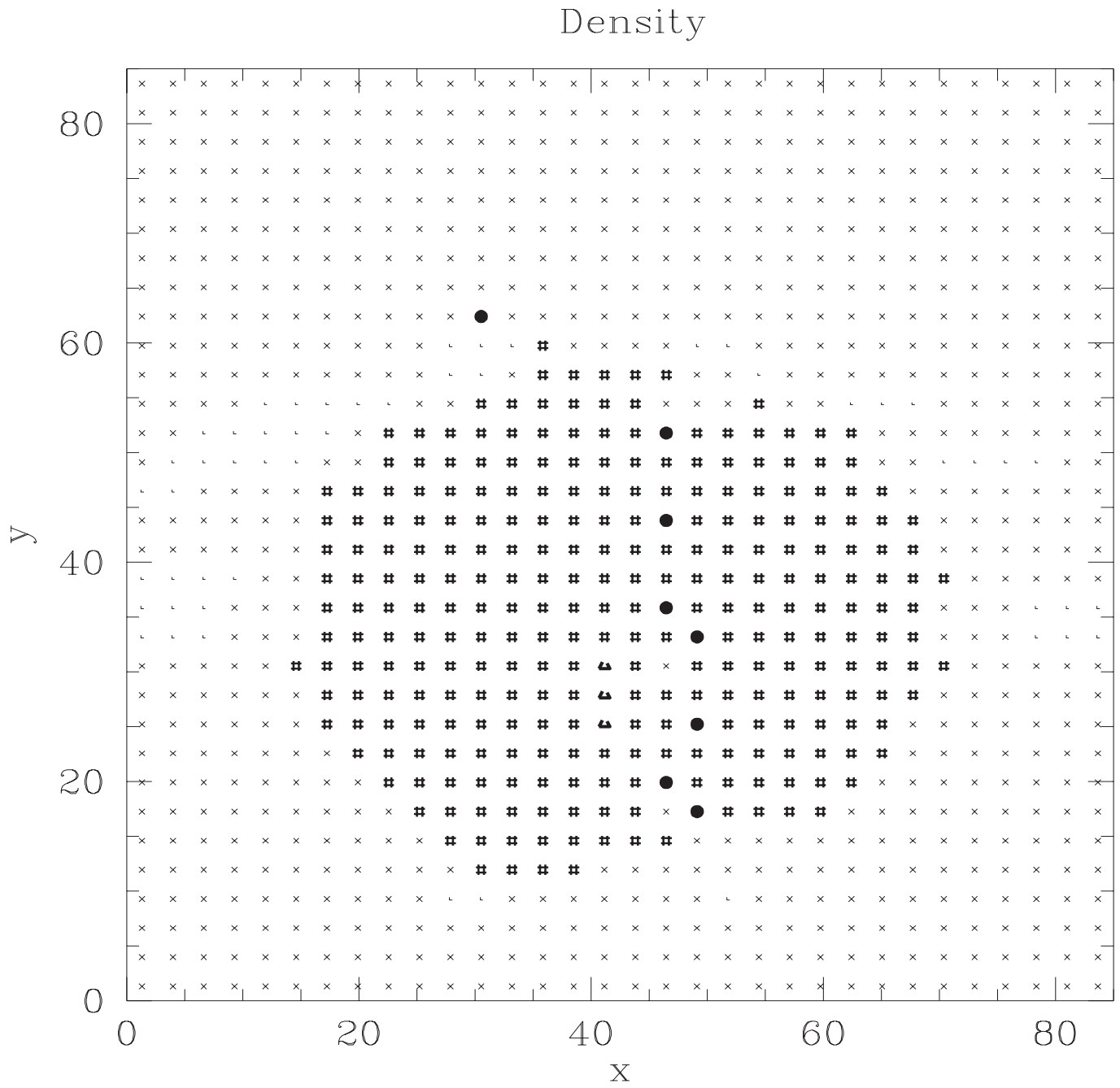


Figure 6.59:  $t= 8.823 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C2

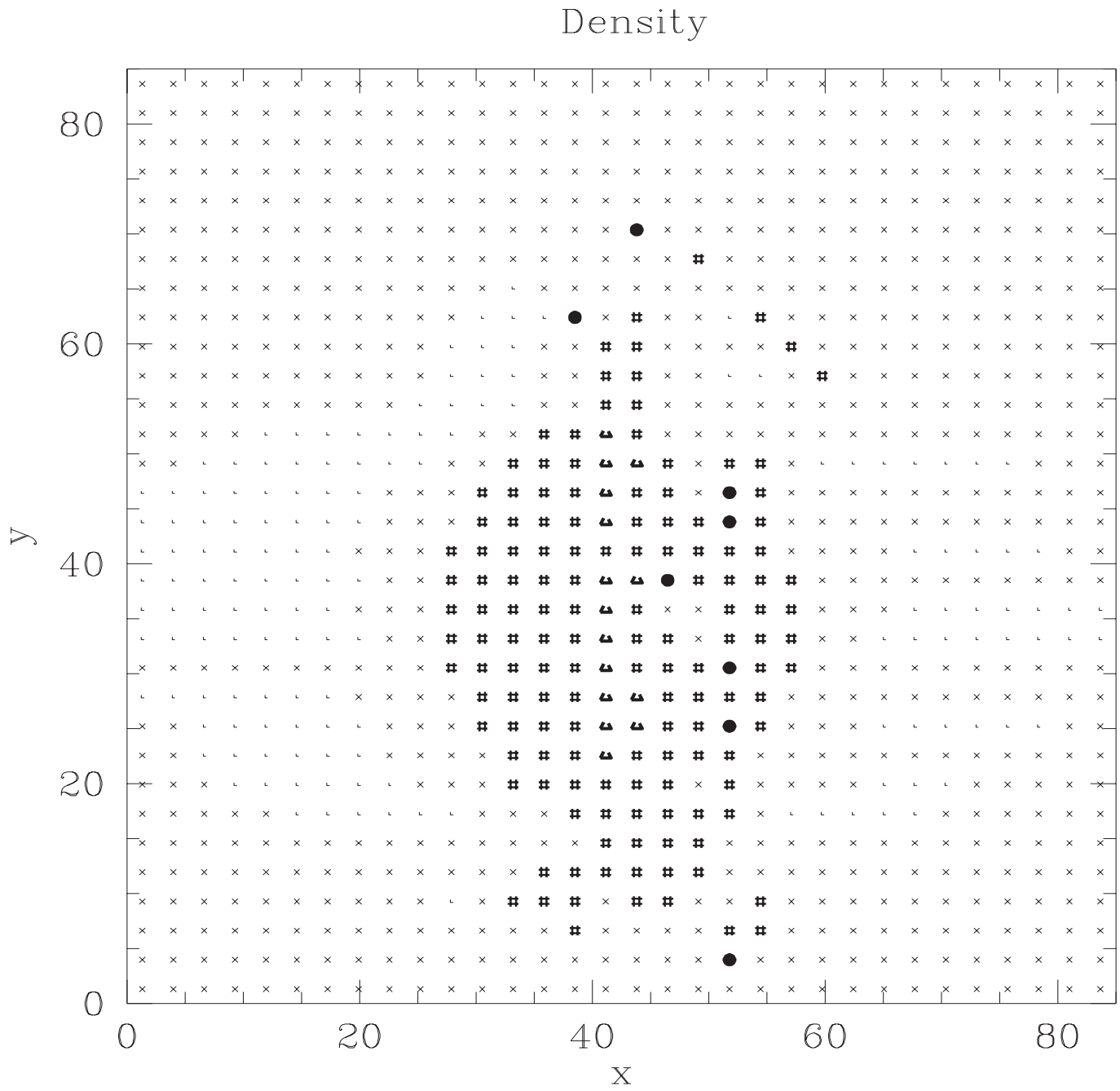
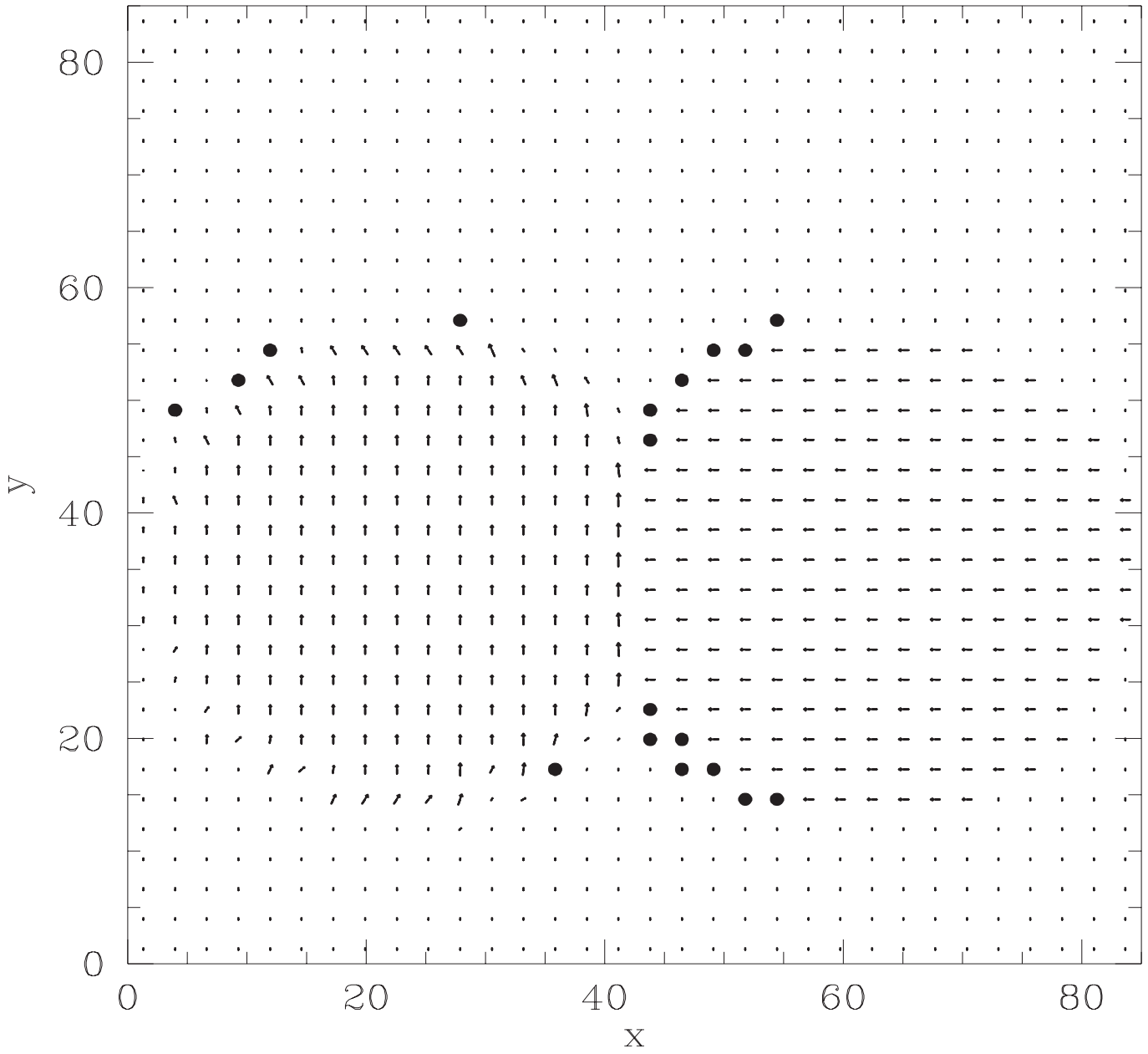


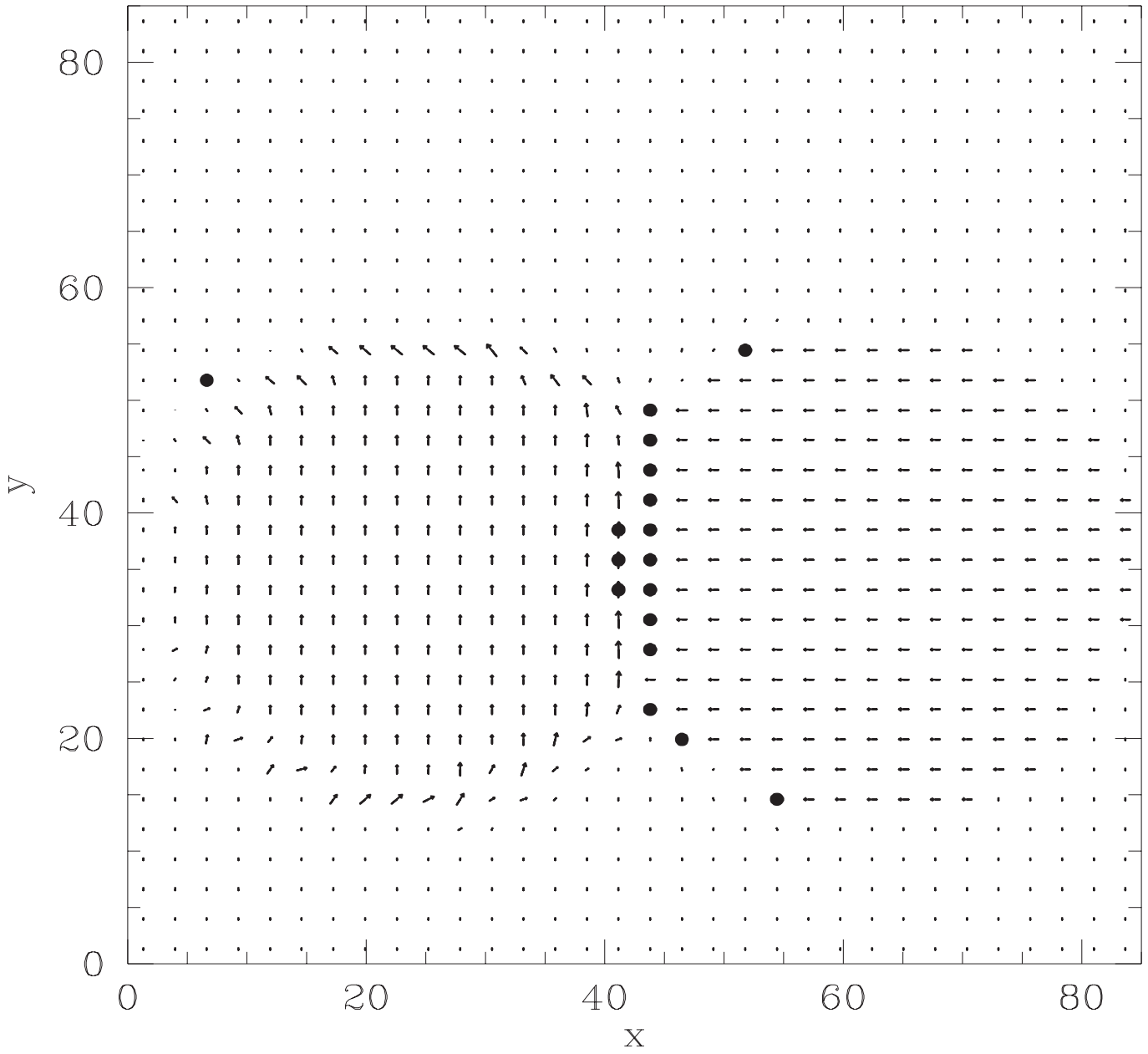
Figure 6.60:  $t= 1.689 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO C2

## Vector Field

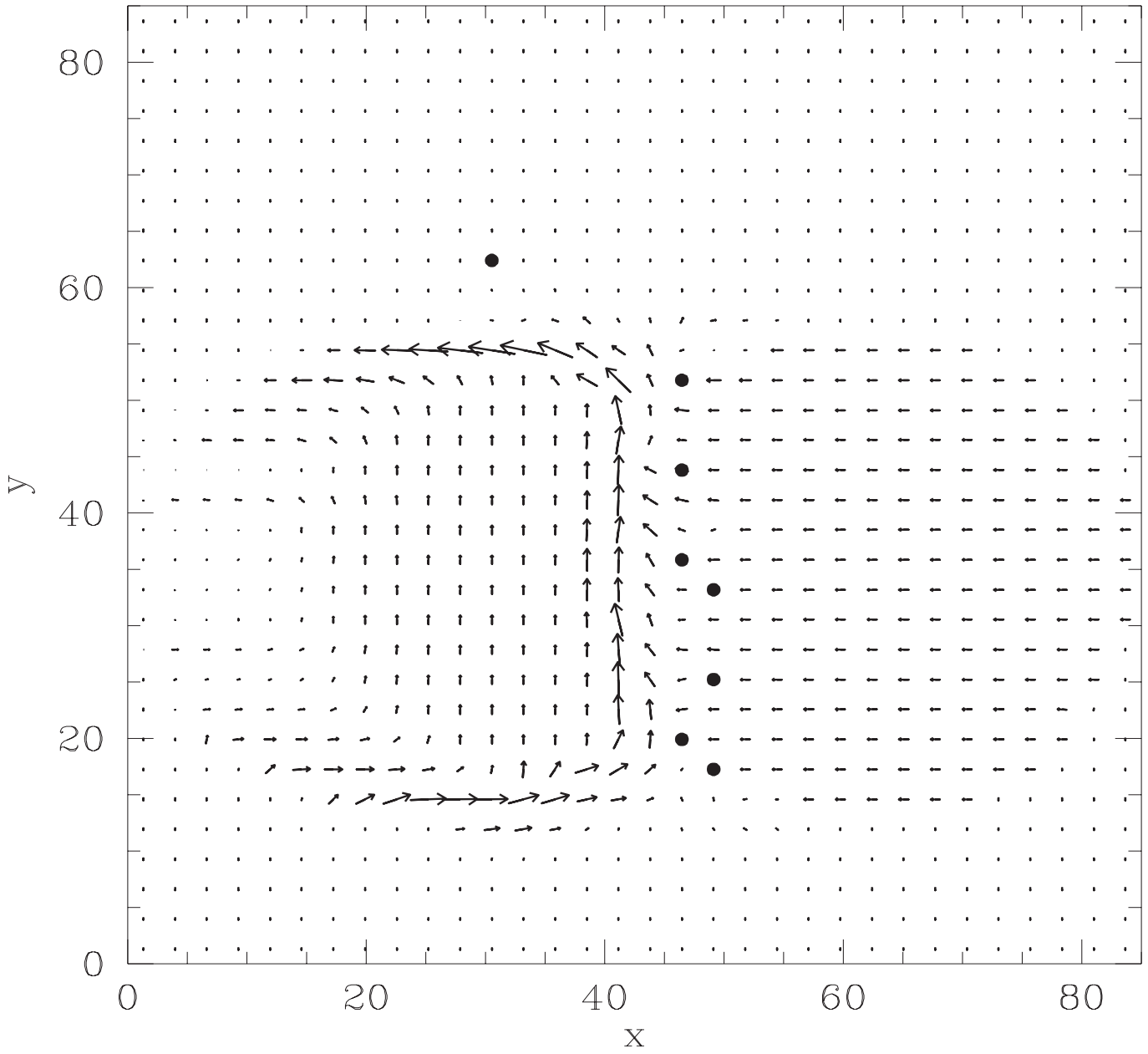
Figure 6.61:  $t= 9.895 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO C2



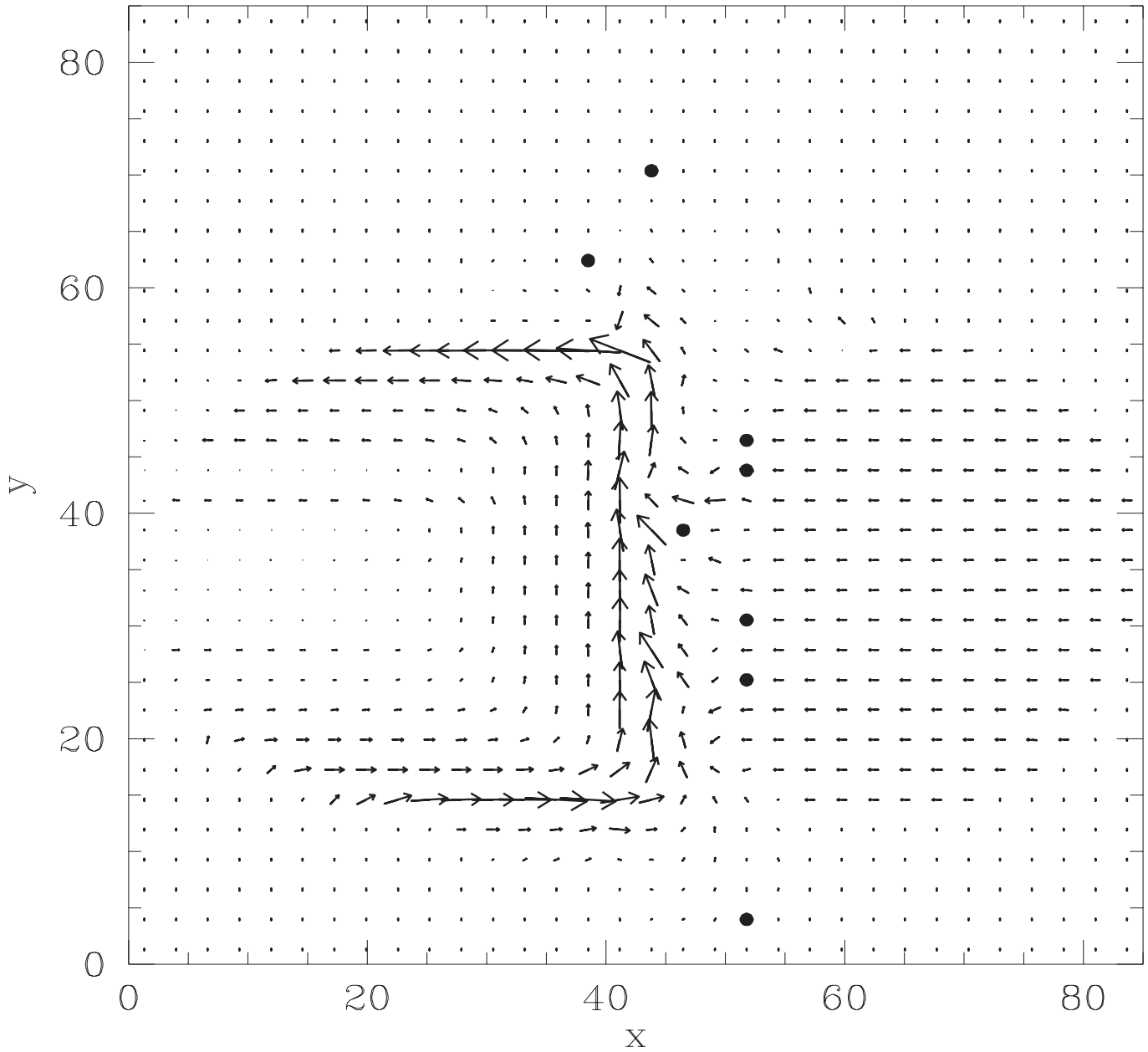
## Vector Field

Figure 6.62:  $t= 1.920 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C2

## Vector Field

Figure 6.63:  $t= 8.823 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C2

## Vector Field

Figure 6.64:  $t= 1.689 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO C2

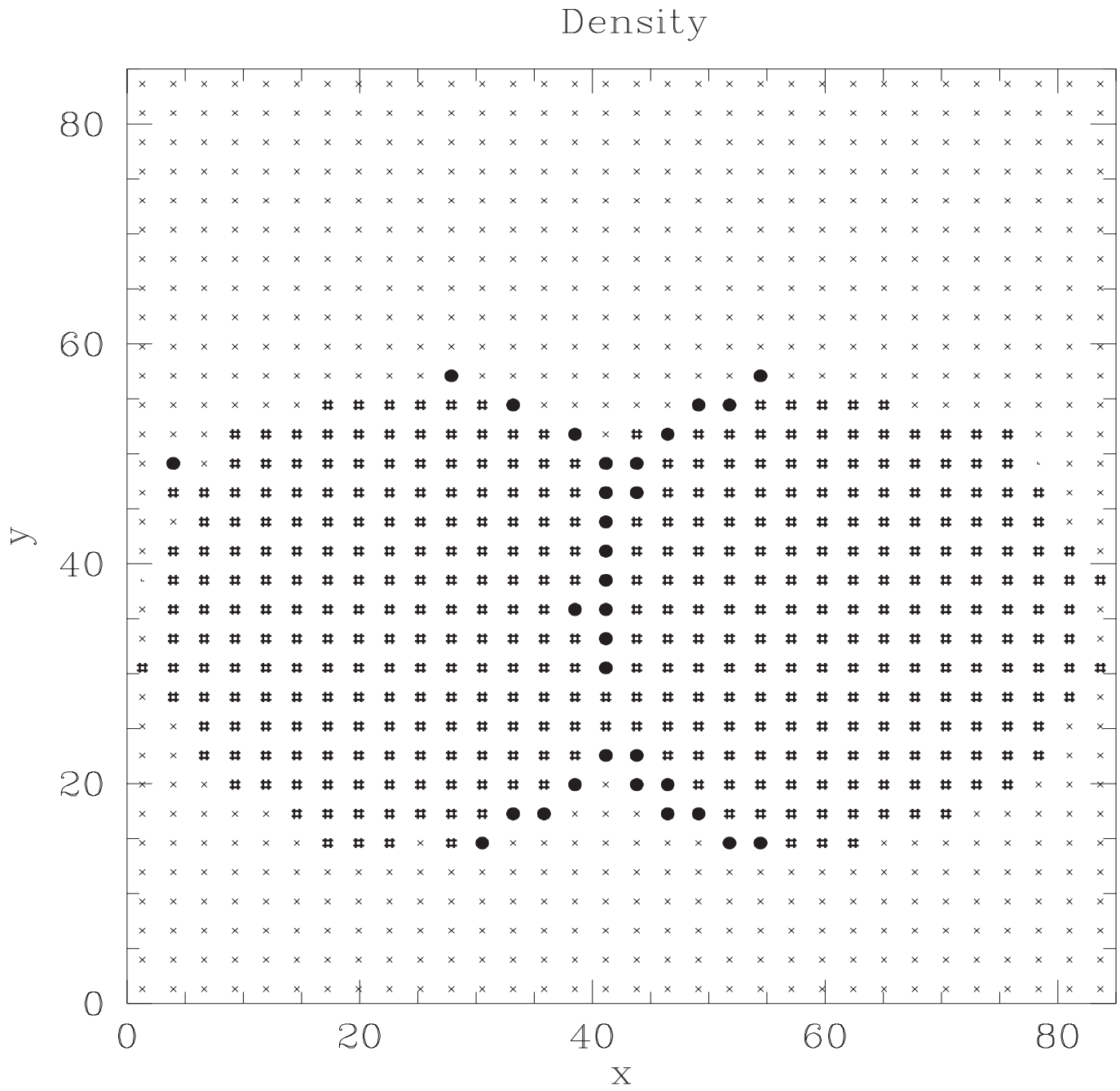


Figure 6.65:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO E2

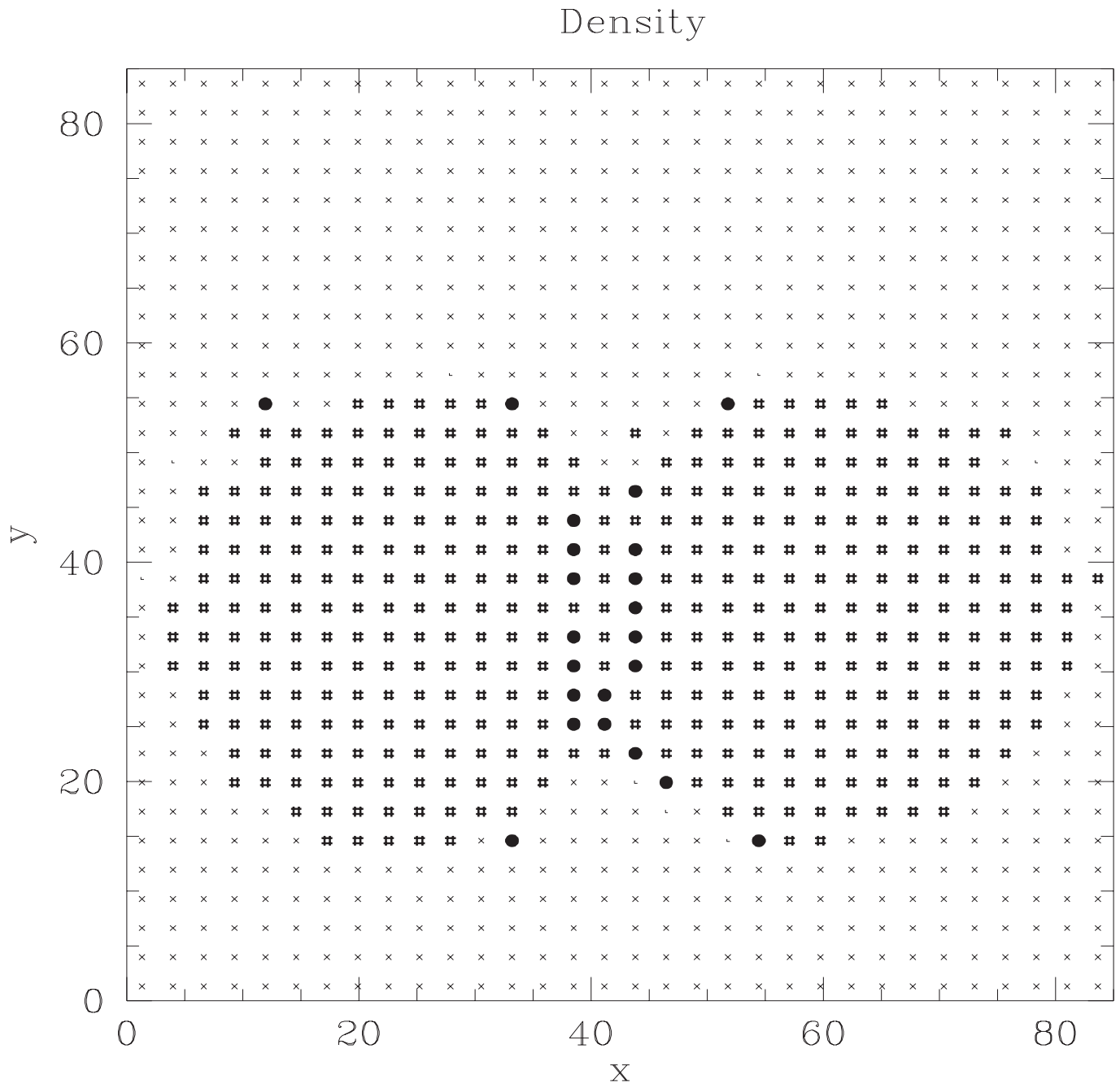


Figure 6.66:  $t= 1.755 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E2

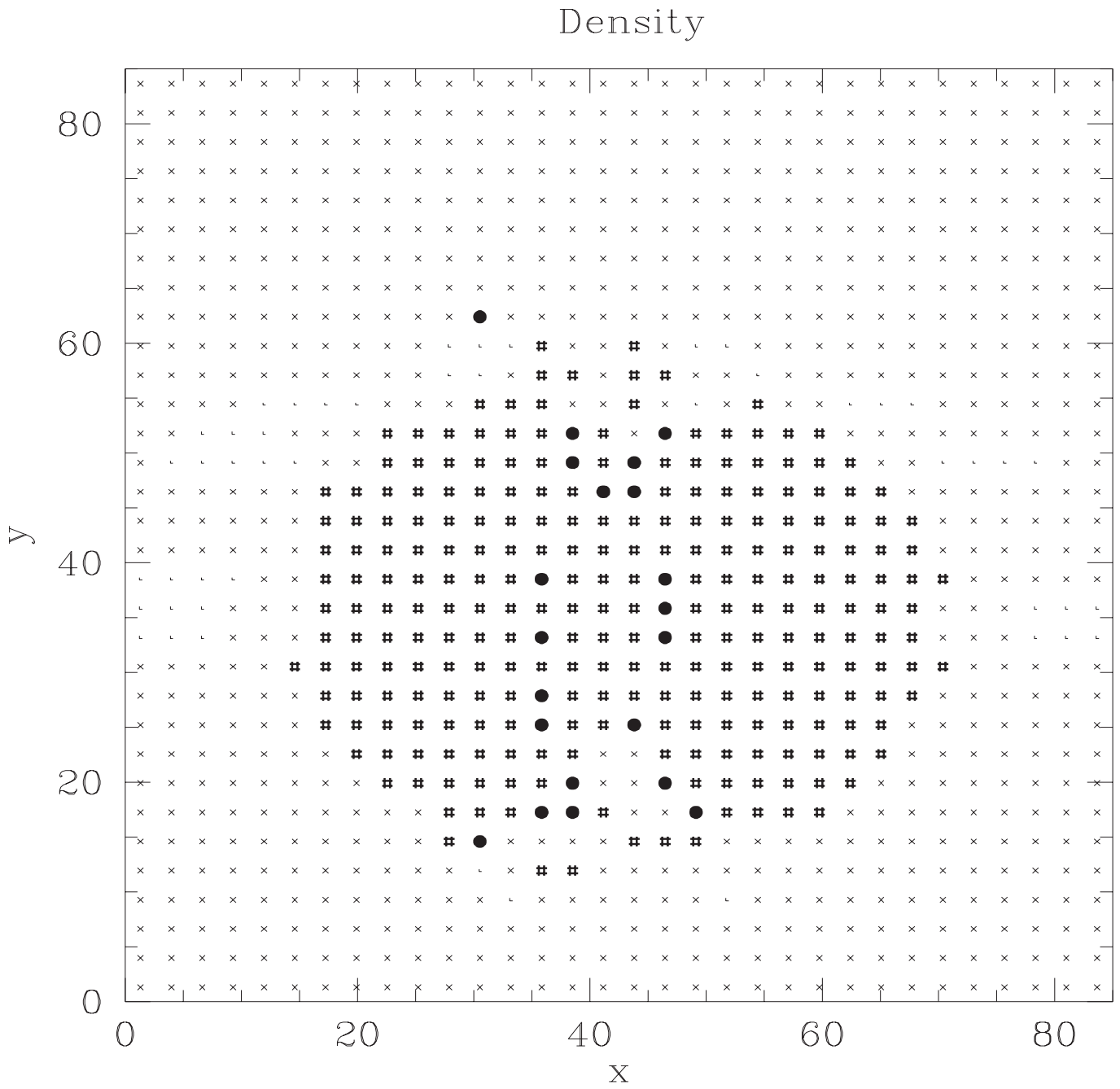


Figure 6.67:  $t= 8.887 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E2

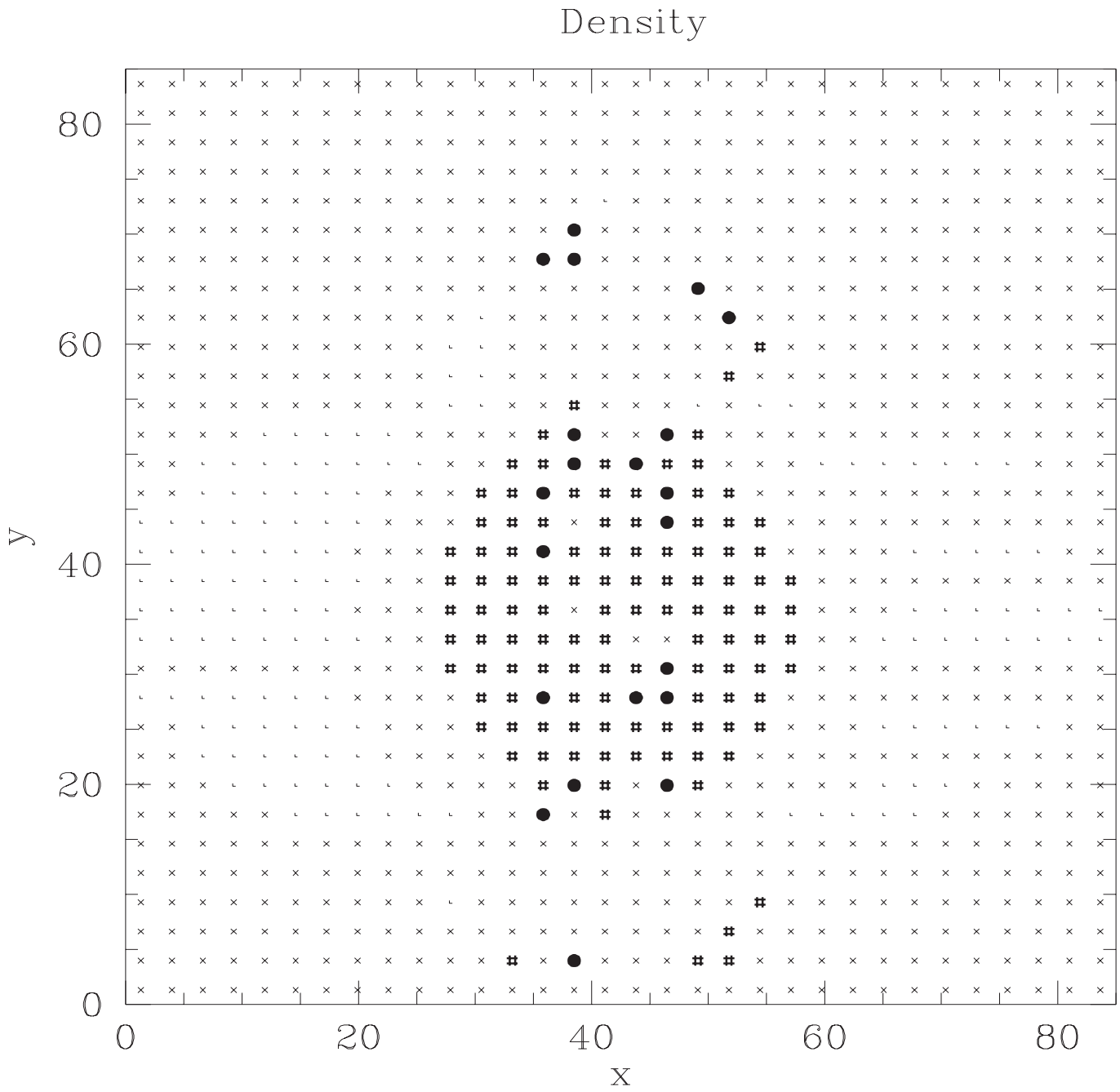


Figure 6.68:  $t= 1.695 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO E2

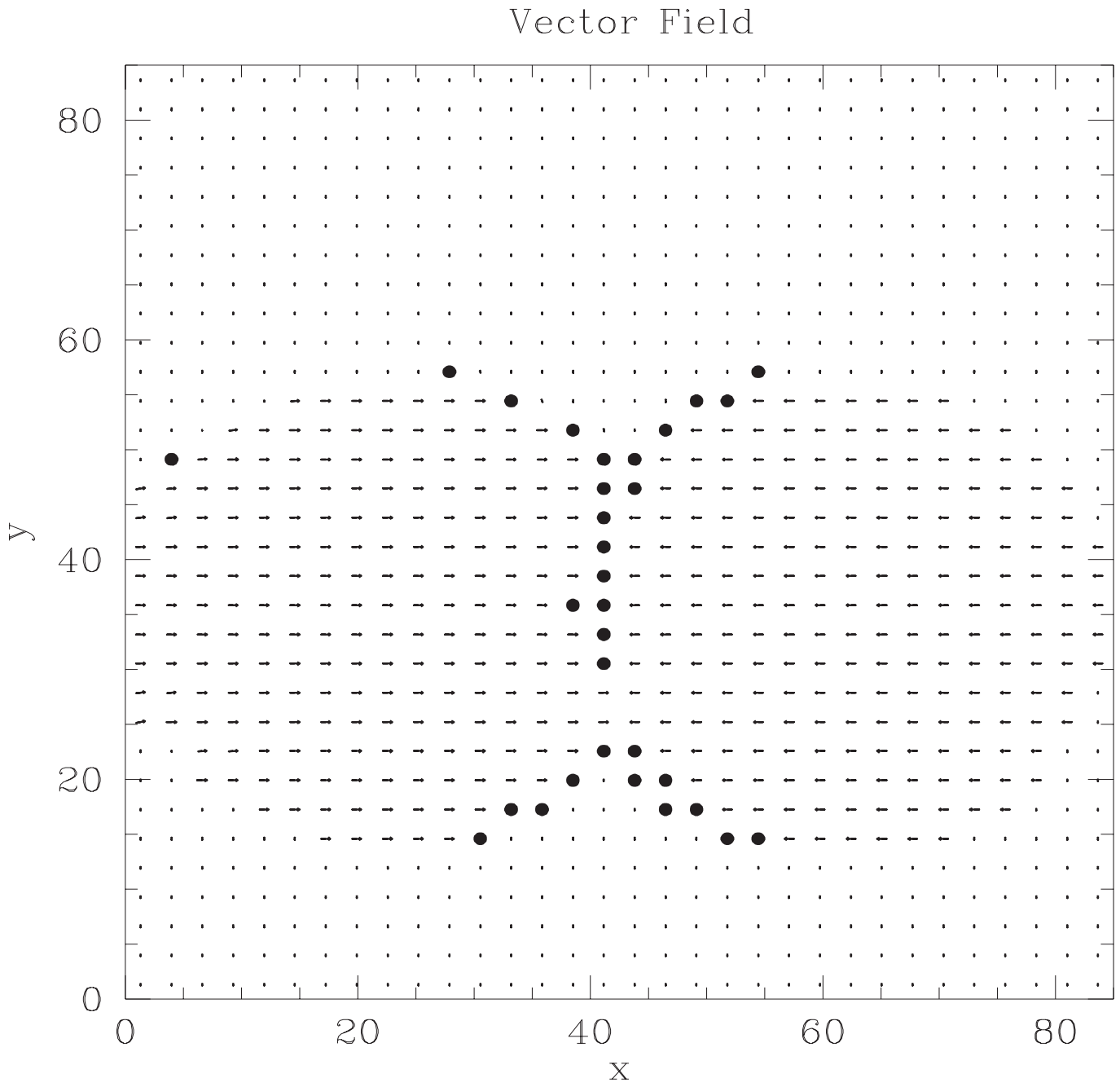
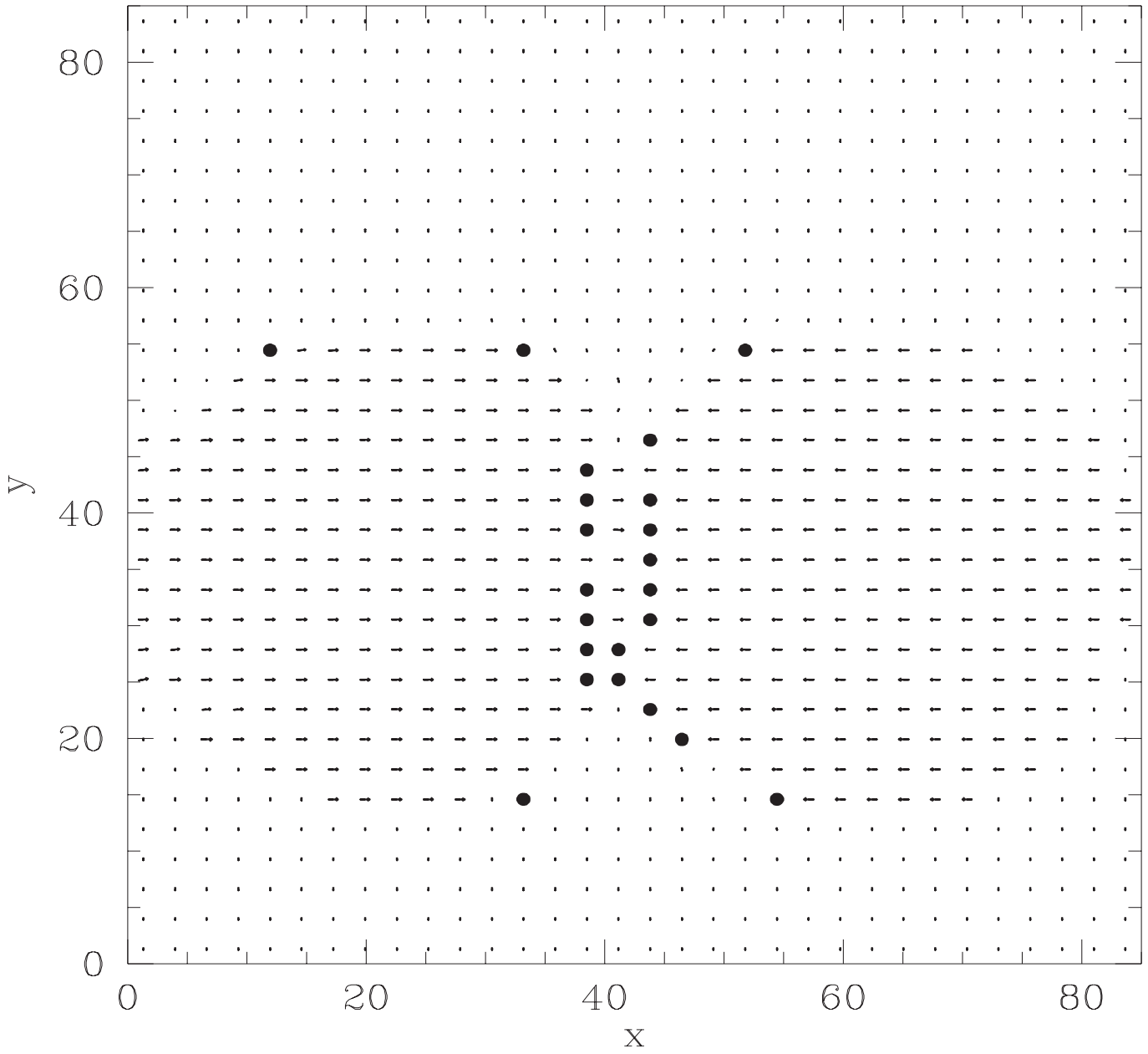


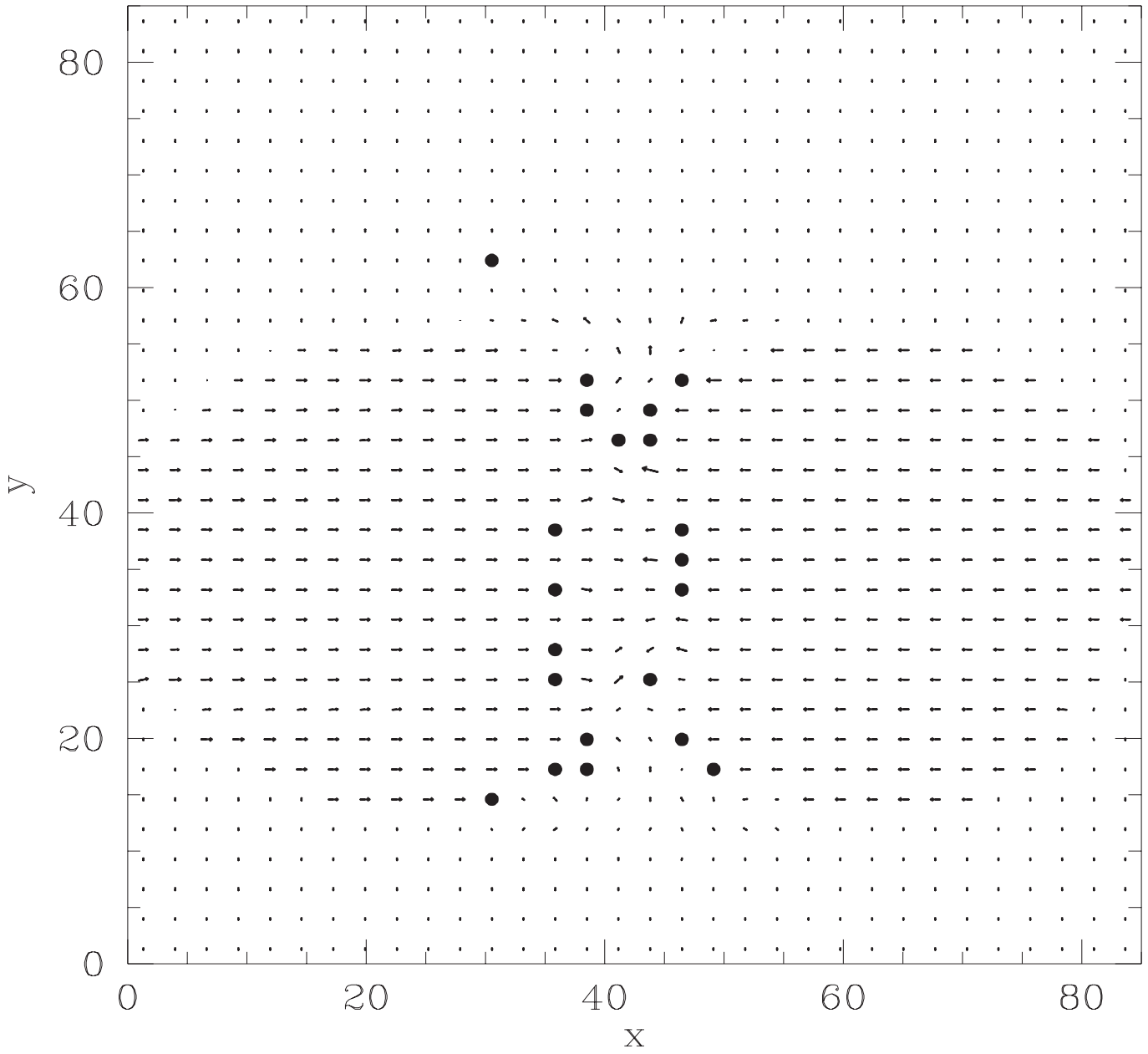
Figure 6.69:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO E2



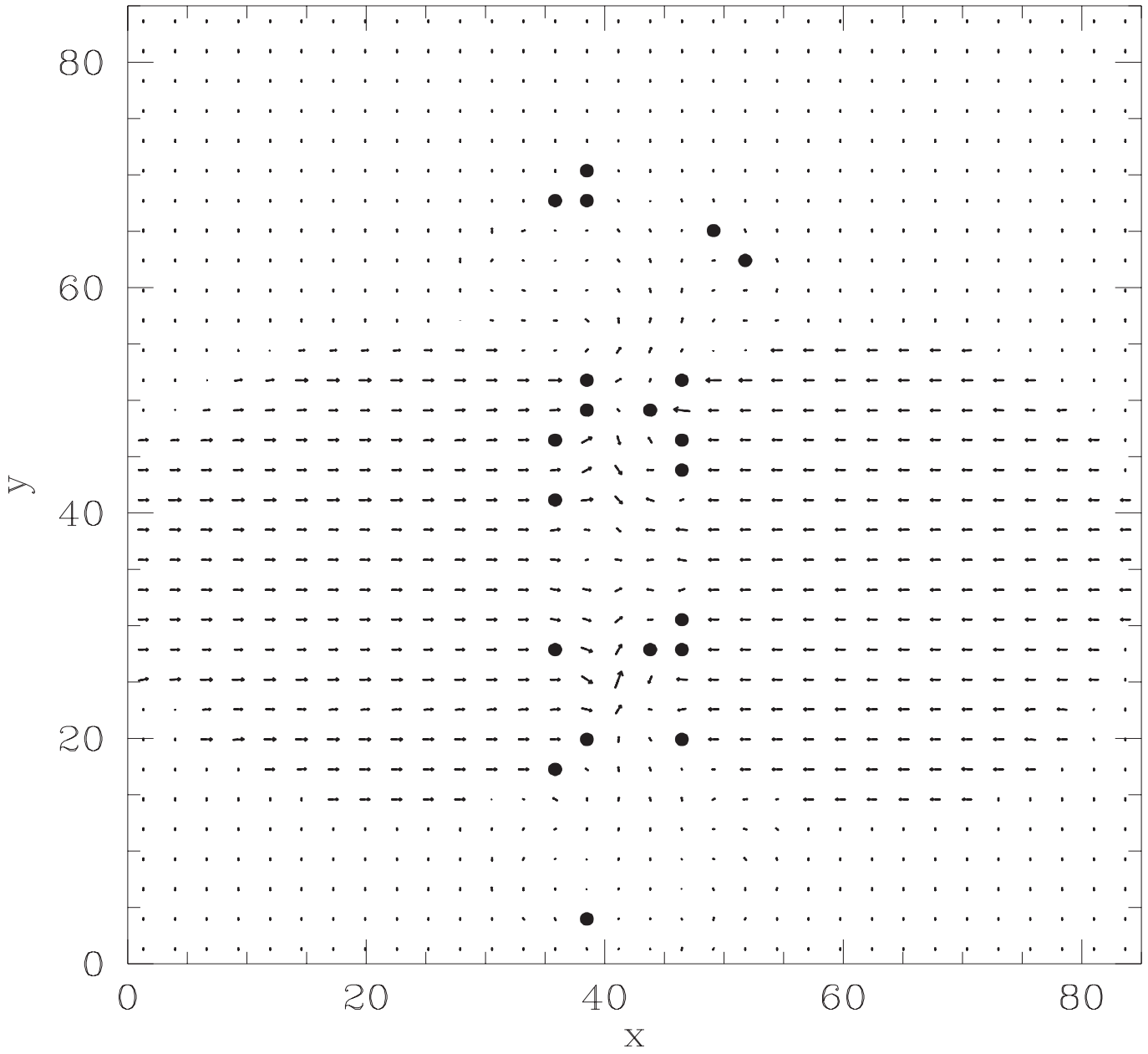
## Vector Field

Figure 6.70:  $t= 1.755 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E2

## Vector Field

Figure 6.71:  $t= 8.887 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E2

## Vector Field

Figure 6.72:  $t= 1.695 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO E2

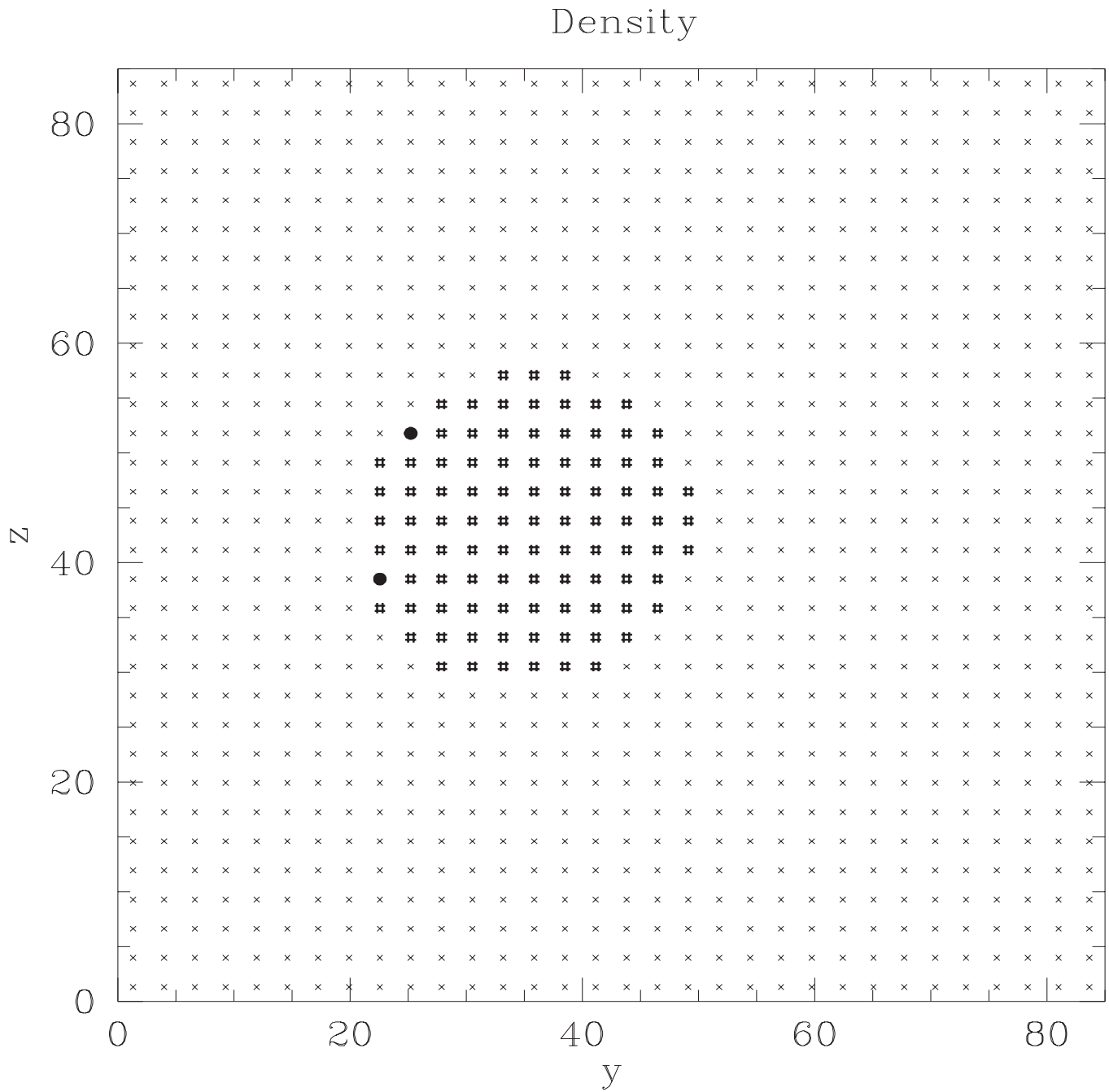


Figure 6.73:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO A2

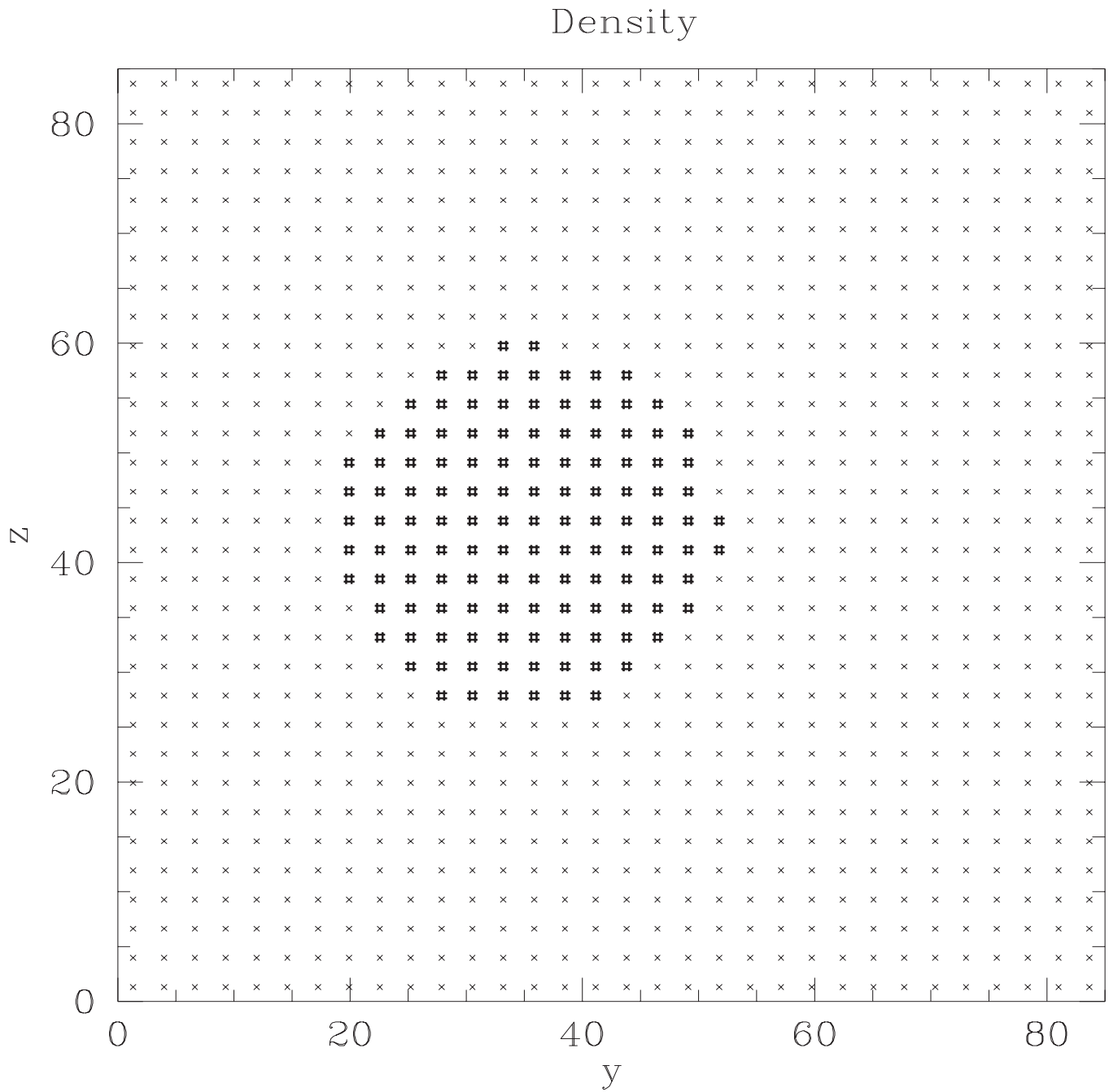


Figure 6.74:  $t = 2.011 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO A2

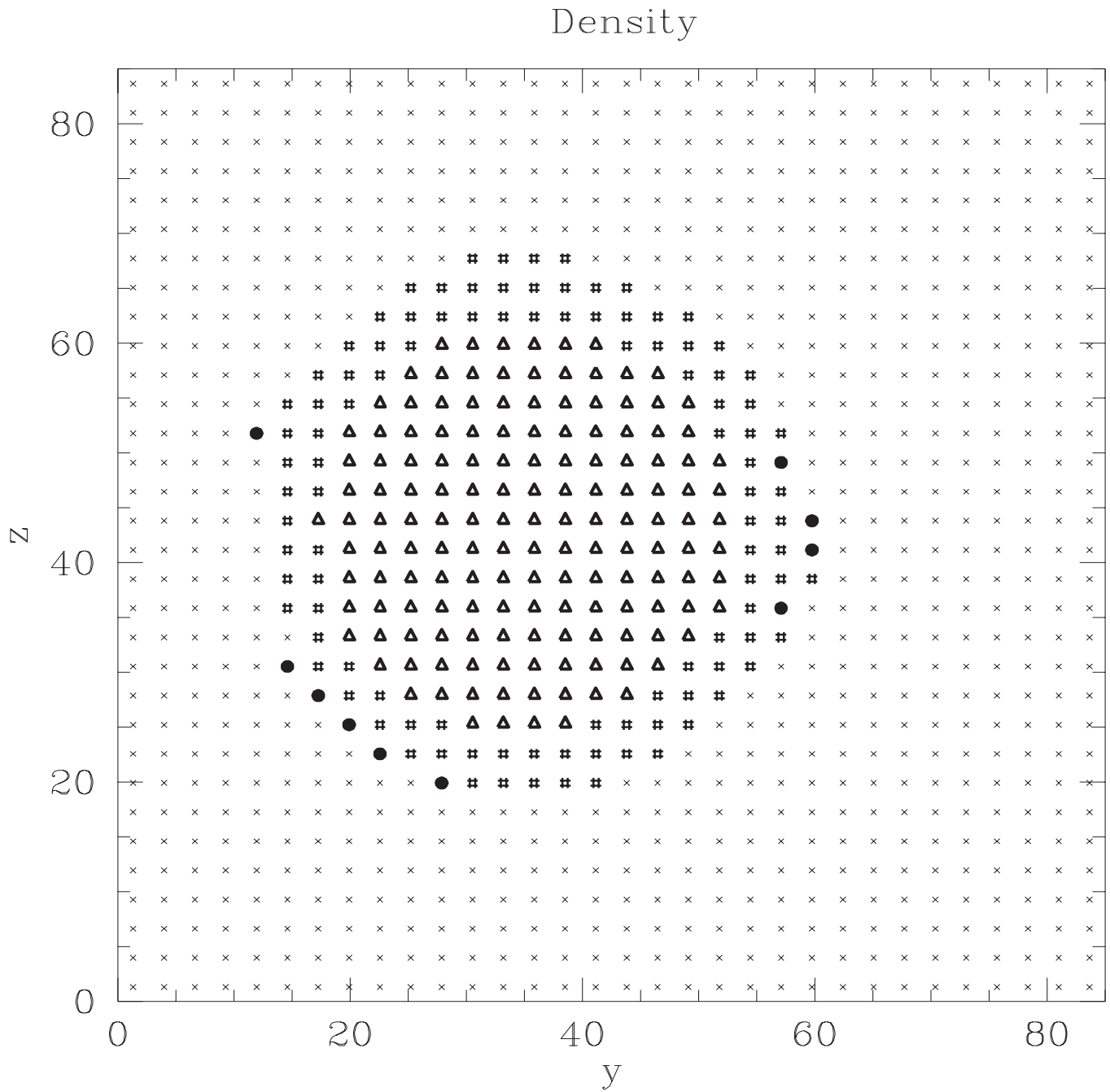


Figure 6.75:  $t= 8.848 E05$  anos. Densidade. CASO A2

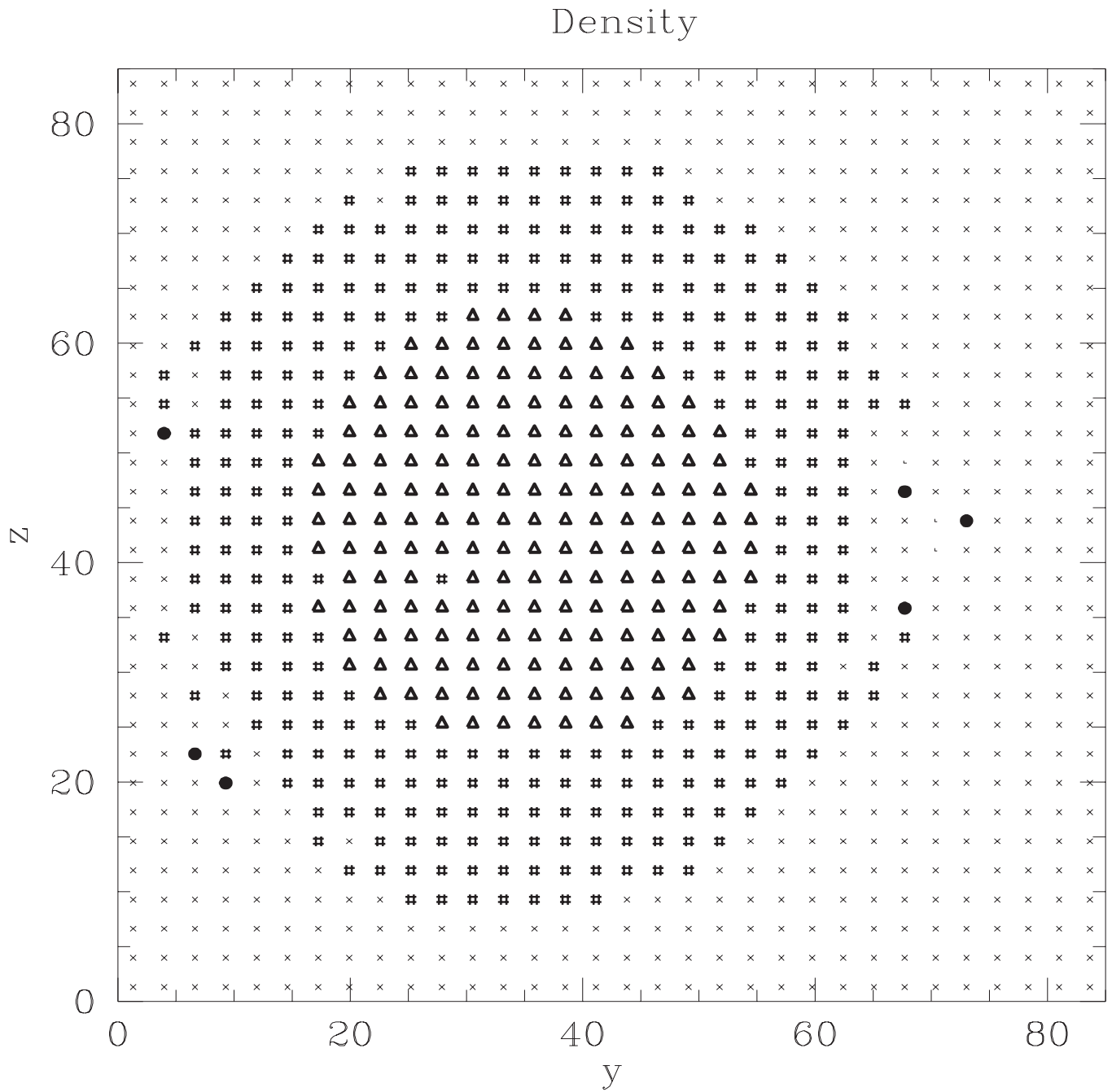
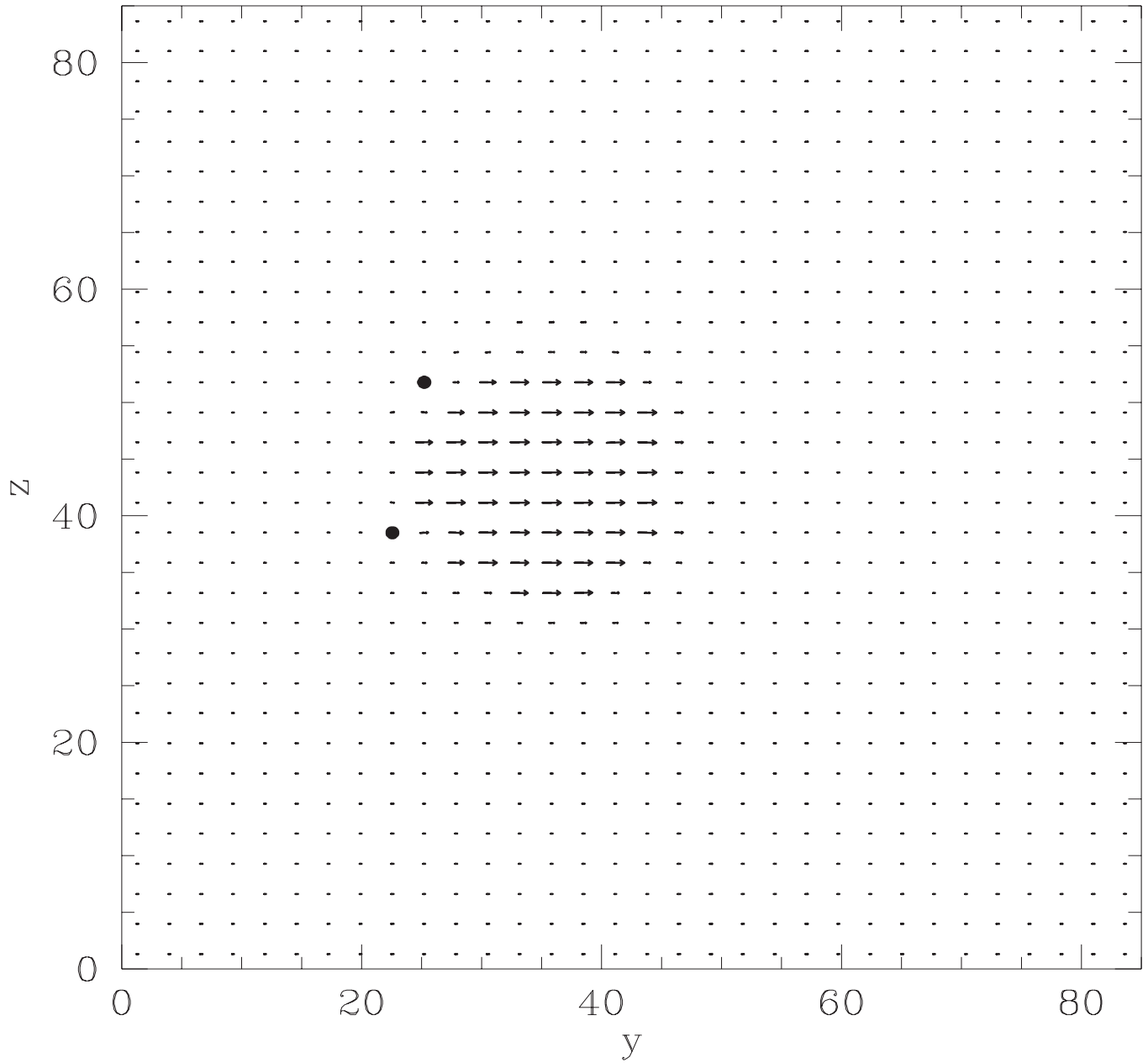


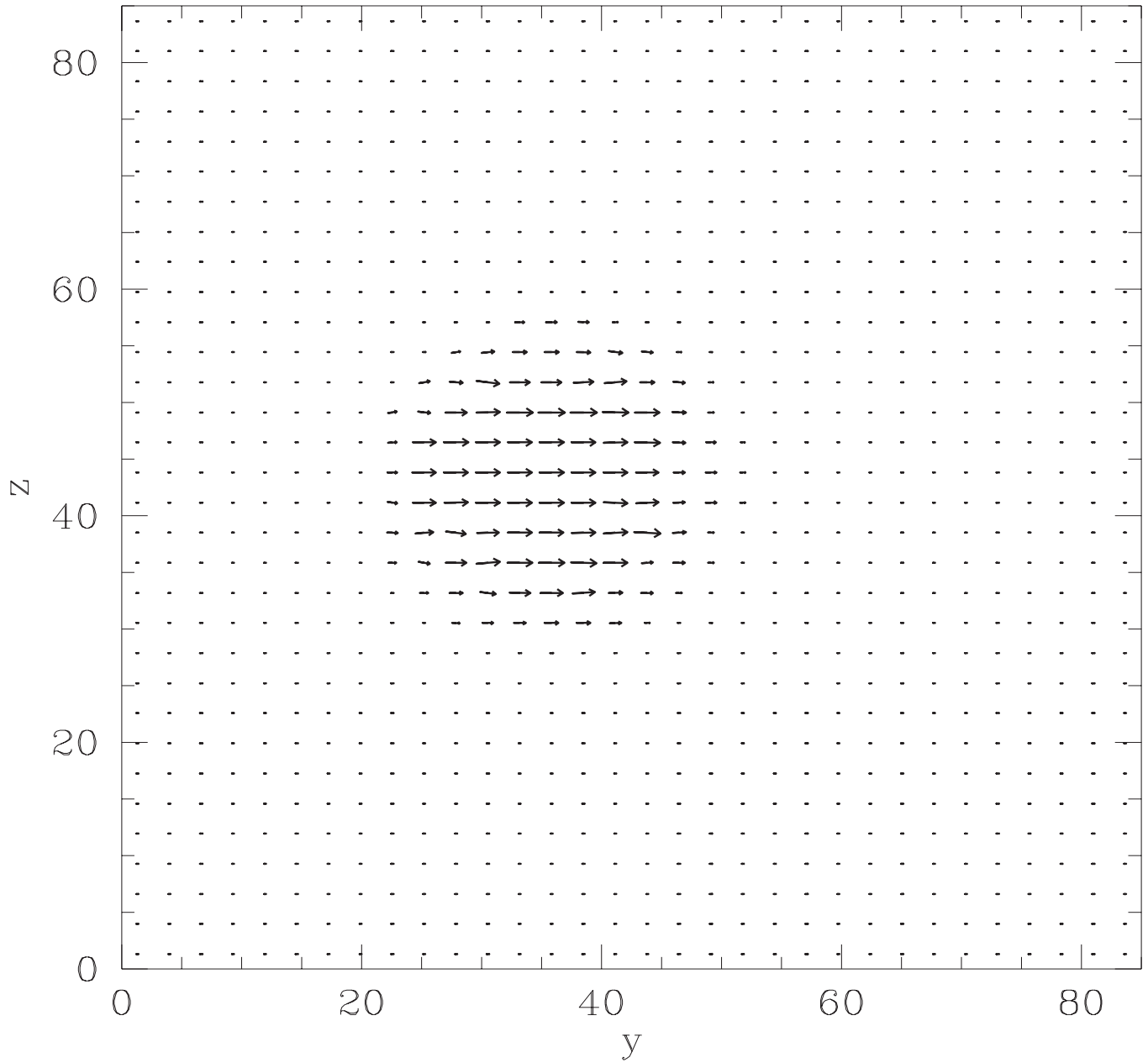
Figure 6.76:  $t= 1.680 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO A2

## Vector Field

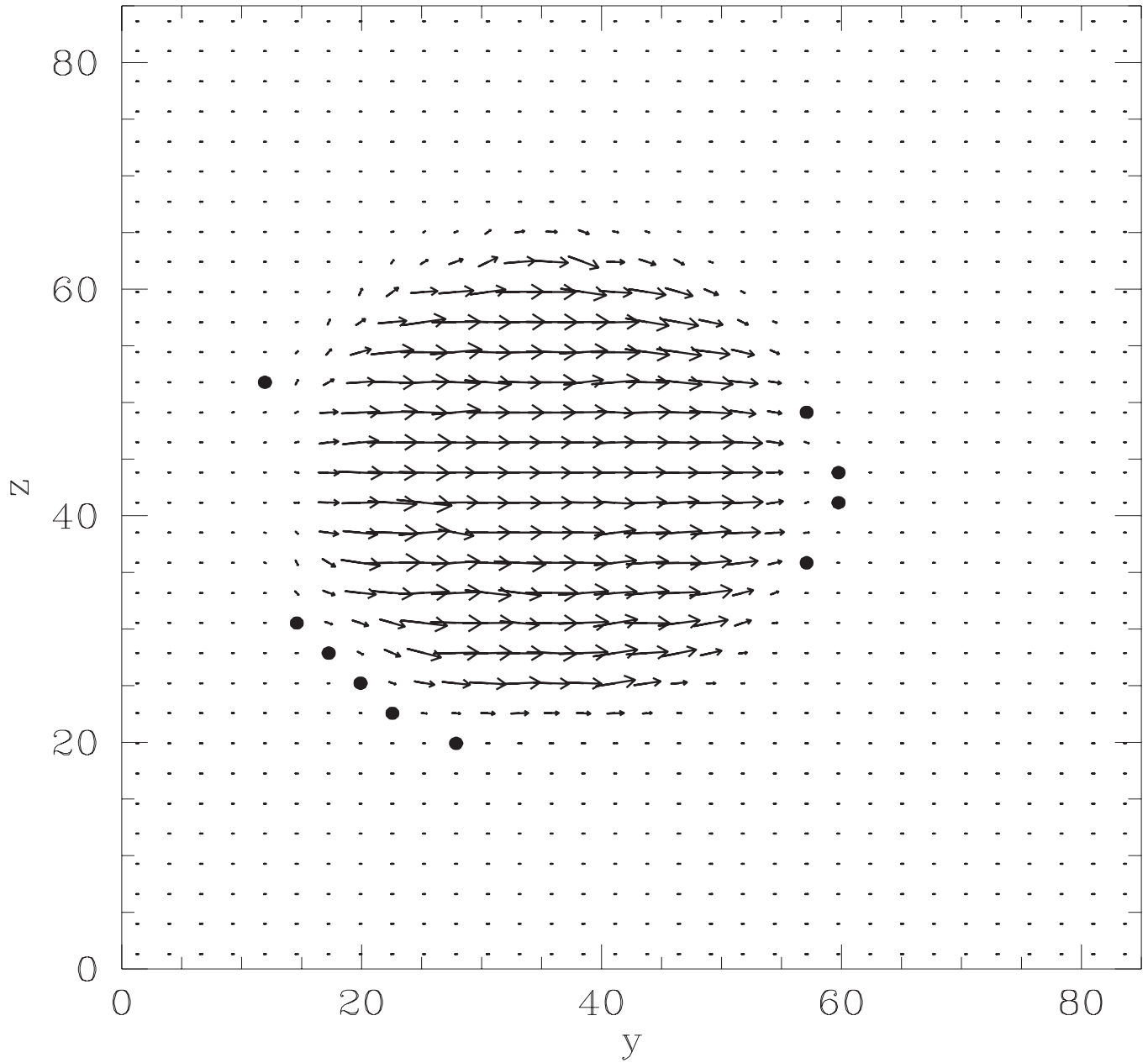
Figure 6.77:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO A2



## Vector Field

Figure 6.78:  $t= 2.011 E05$  anos. Campo Magnético. CASO A2

## Vector Field

Figure 6.79:  $t = 8.848 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO A2

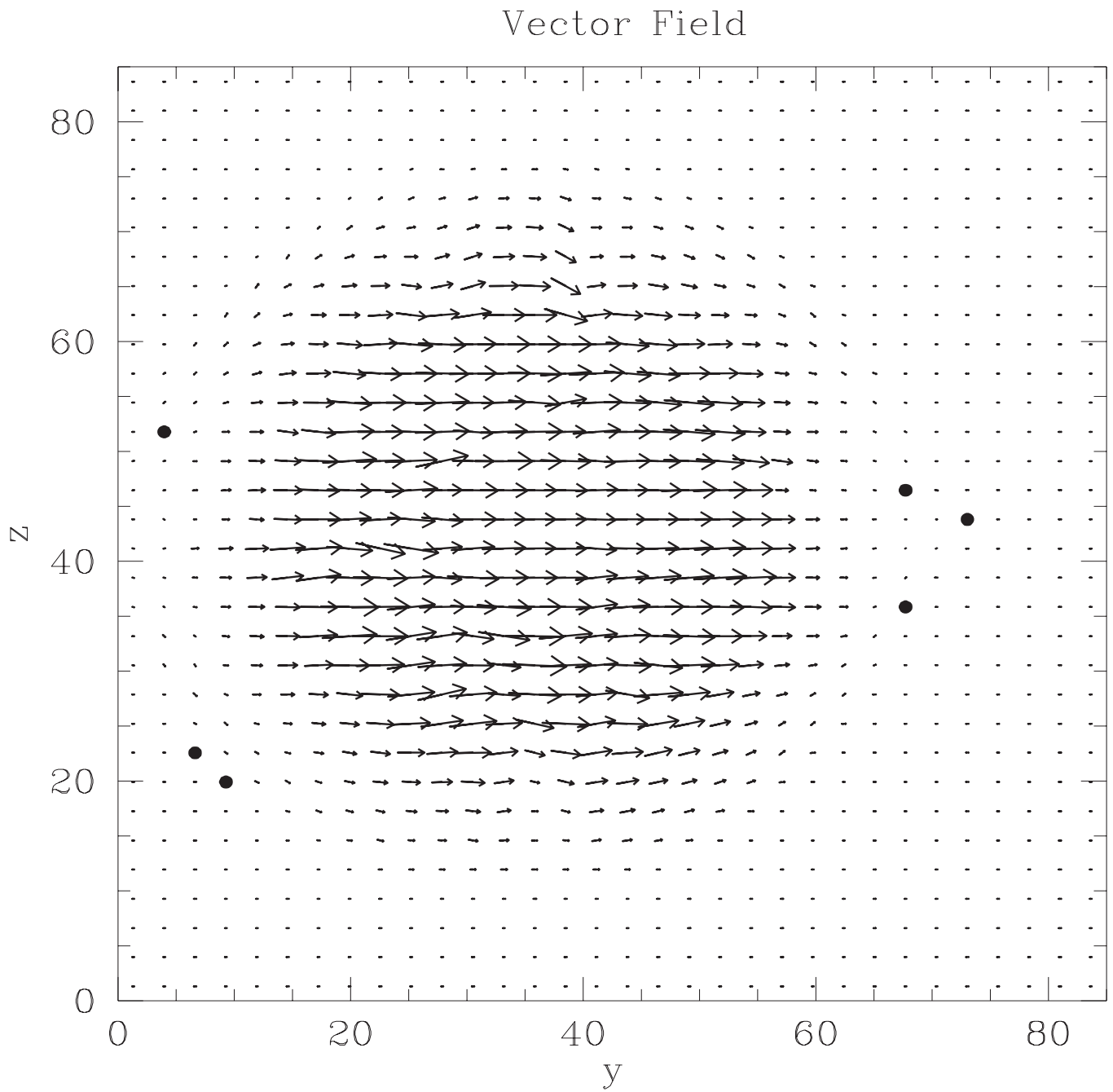


Figure 6.80:  $t= 1.680 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO A2

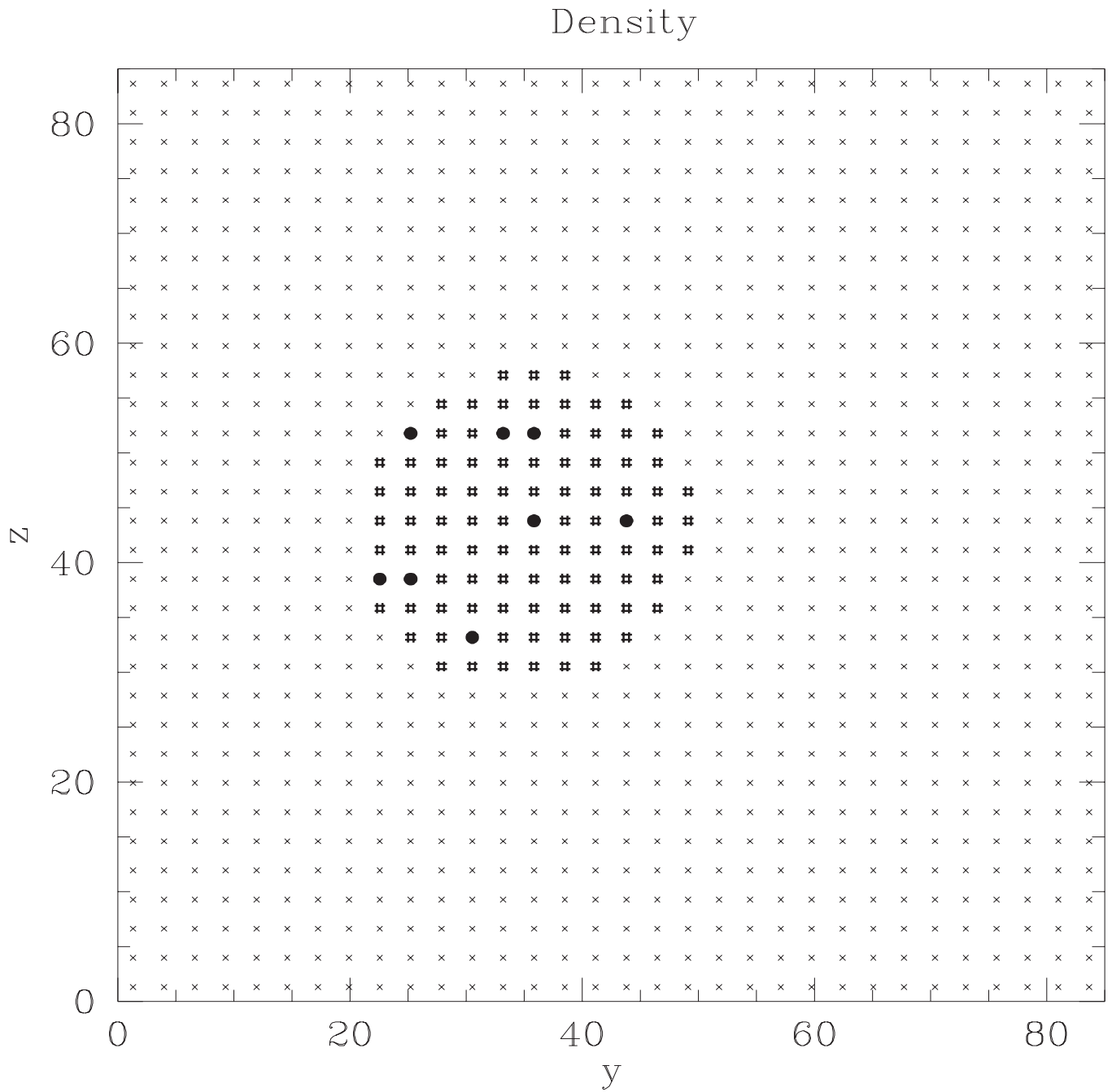


Figure 6.81:  $t= 9.895 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO C2

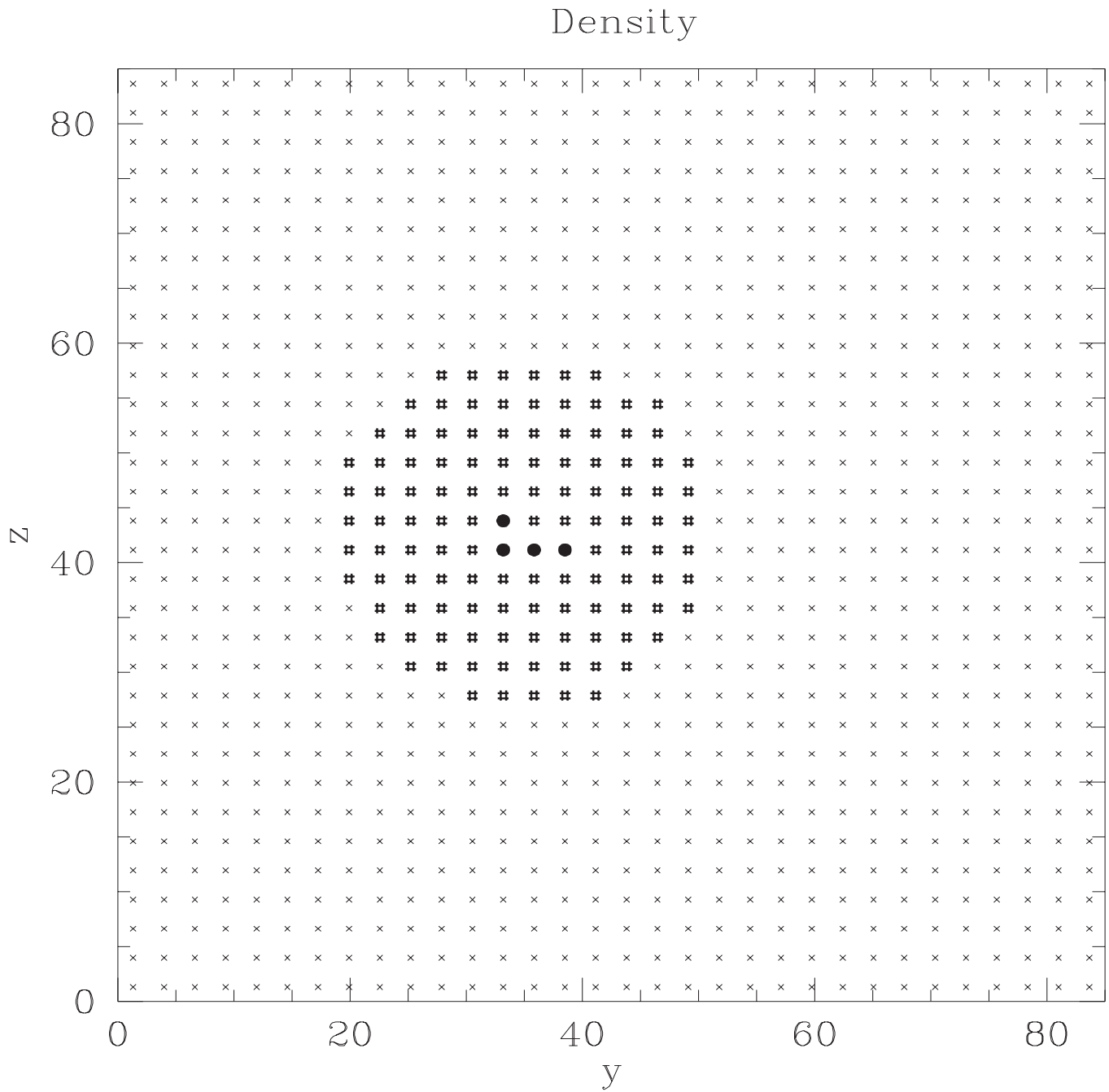


Figure 6.82:  $t = 1.920 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C2

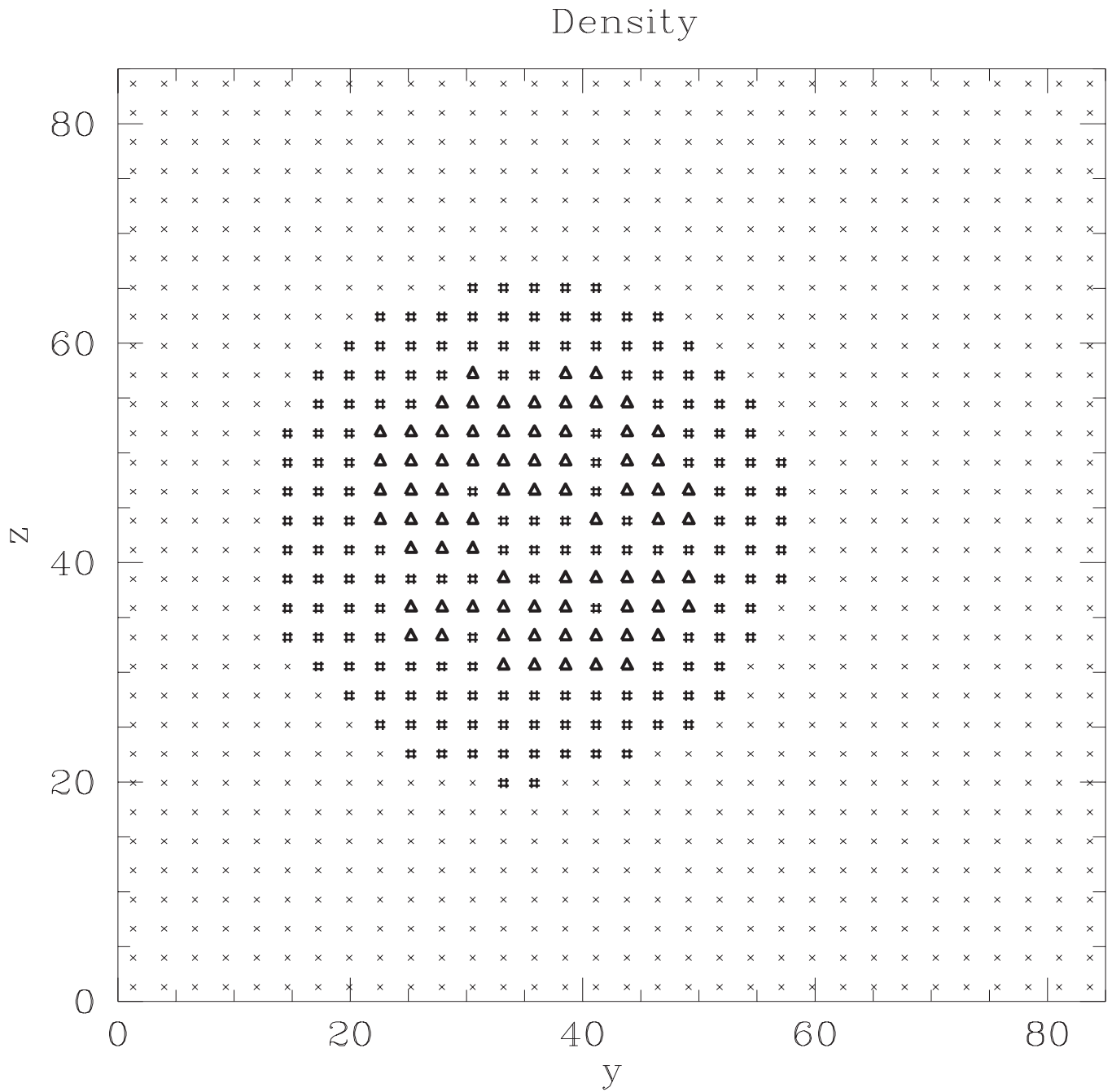


Figure 6.83:  $t= 8.823 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO C2

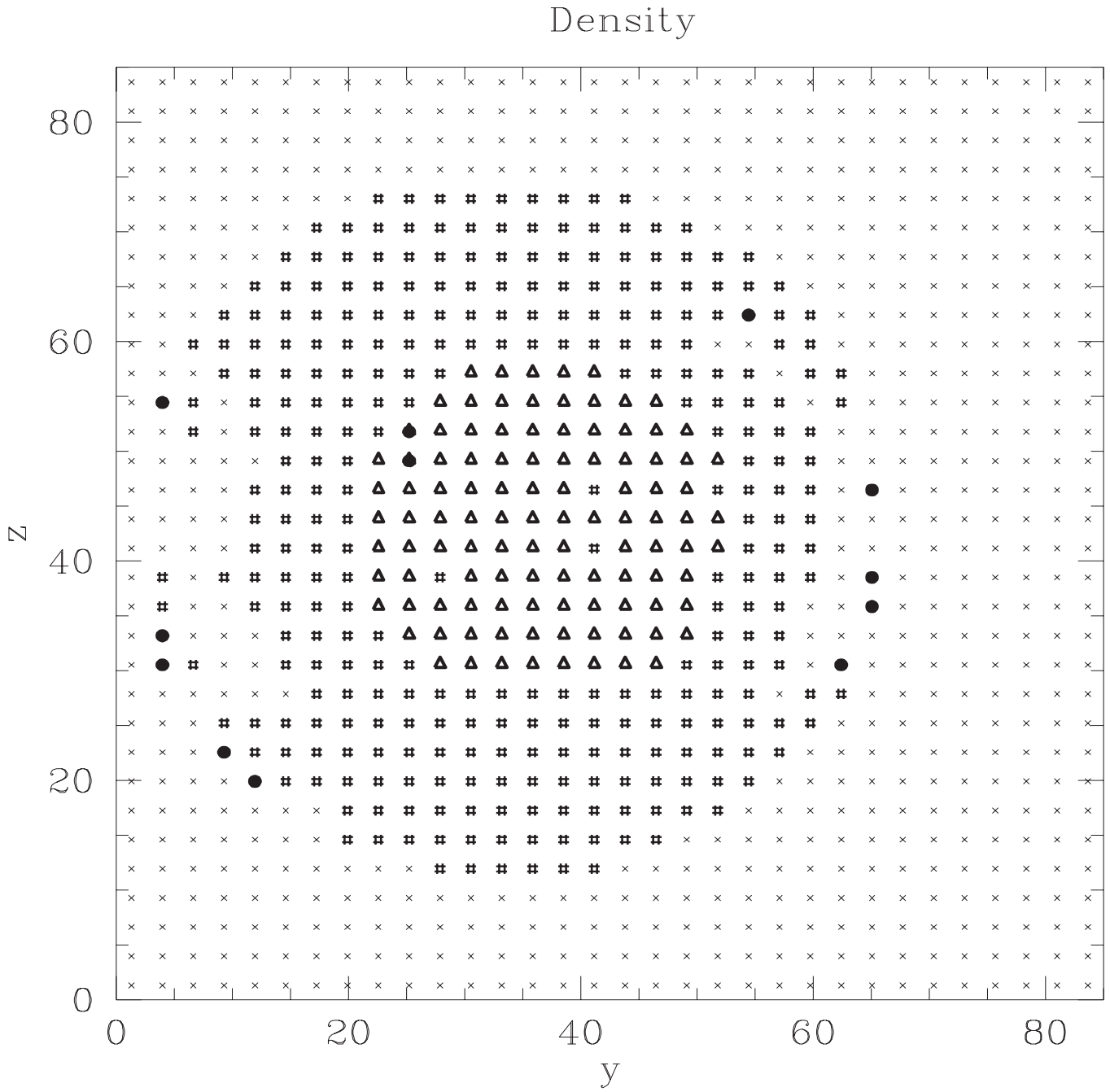
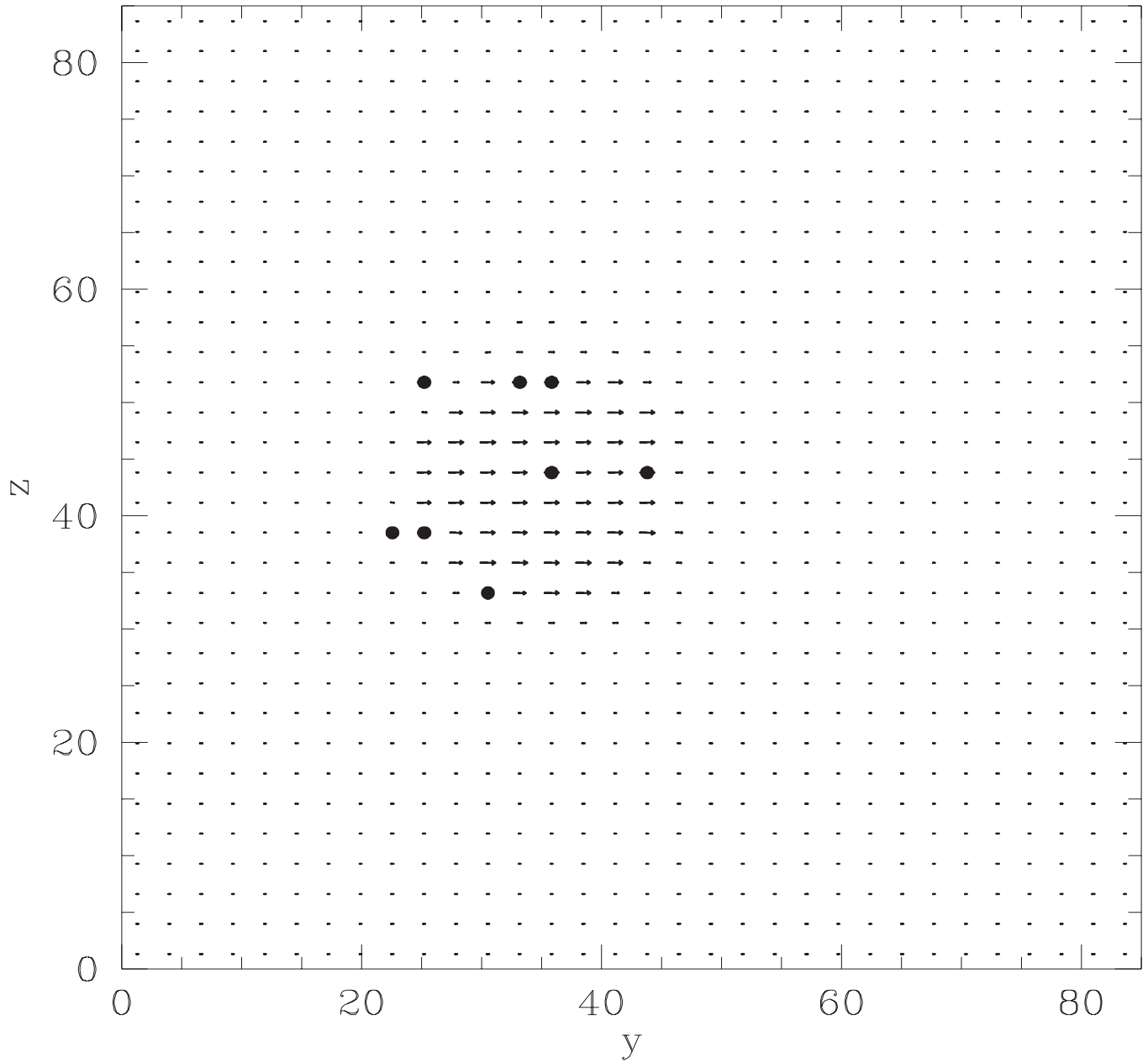


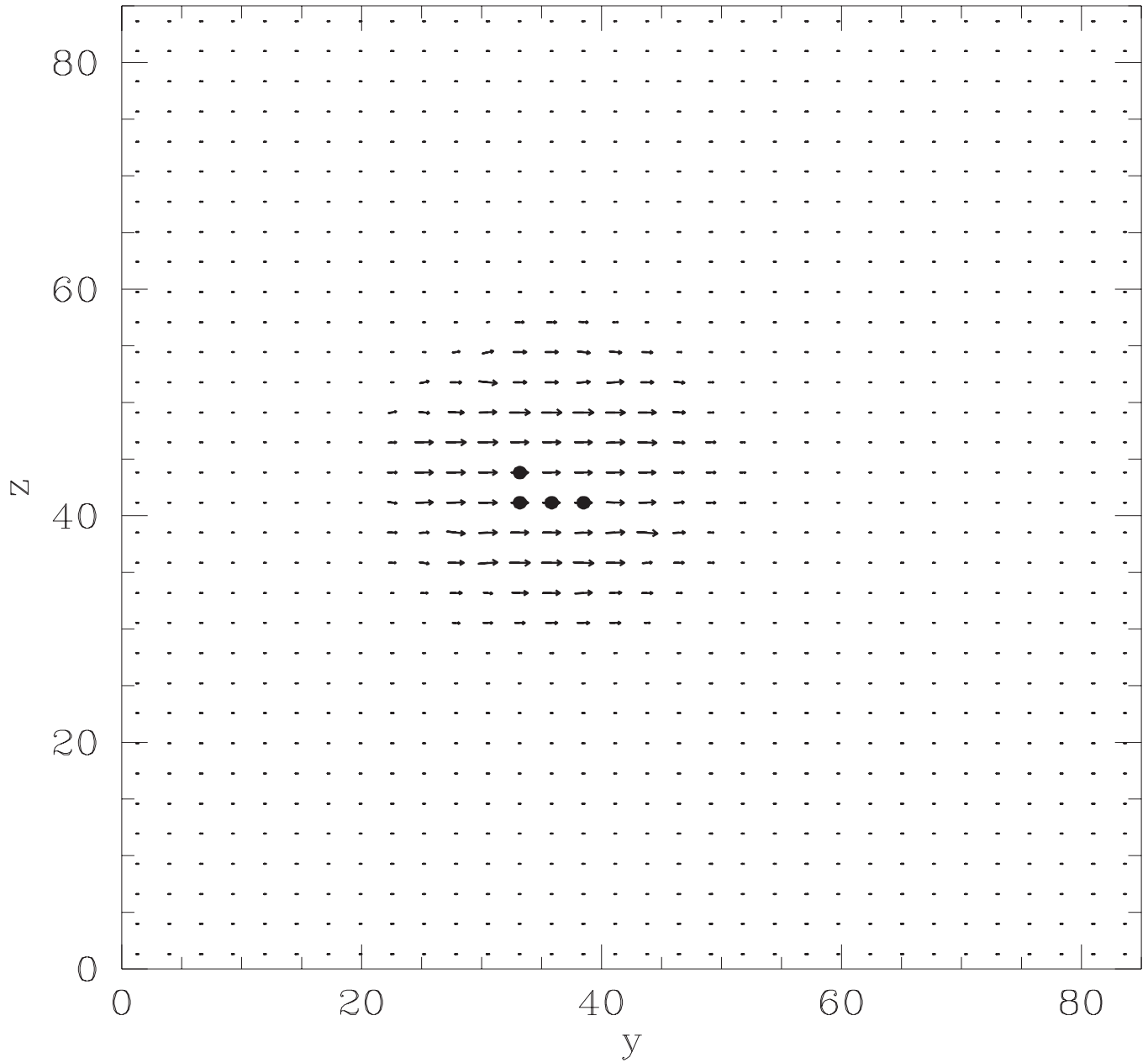
Figure 6.84:  $t= 1.689 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO C2

## Vector Field

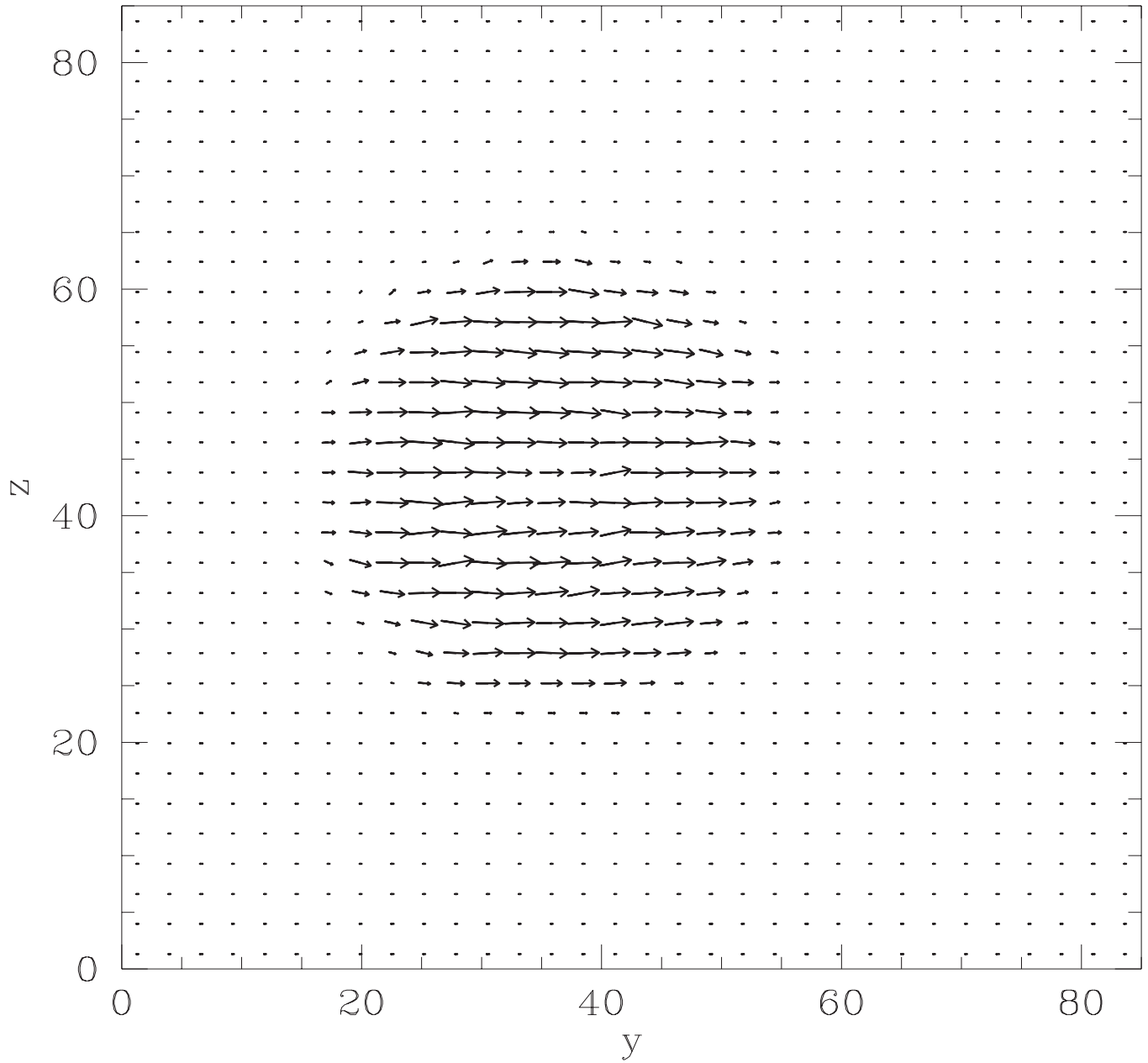
Figure 6.85:  $t= 9.895 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO C2



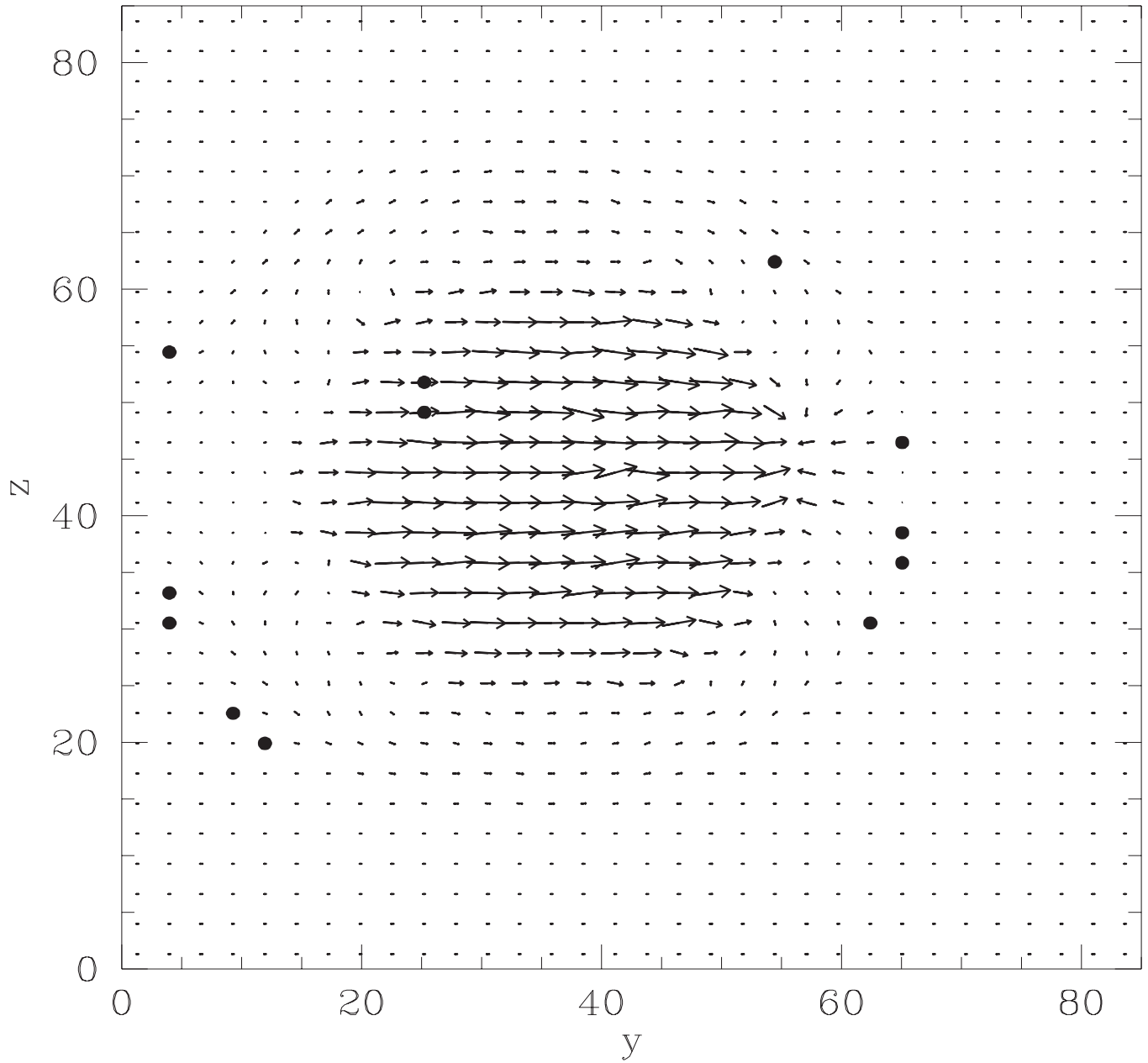
## Vector Field

Figure 6.86:  $t= 1.920 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C2

## Vector Field

Figure 6.87:  $t= 8.823 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO C2

## Vector Field

Figure 6.88:  $t= 1.689 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO C2

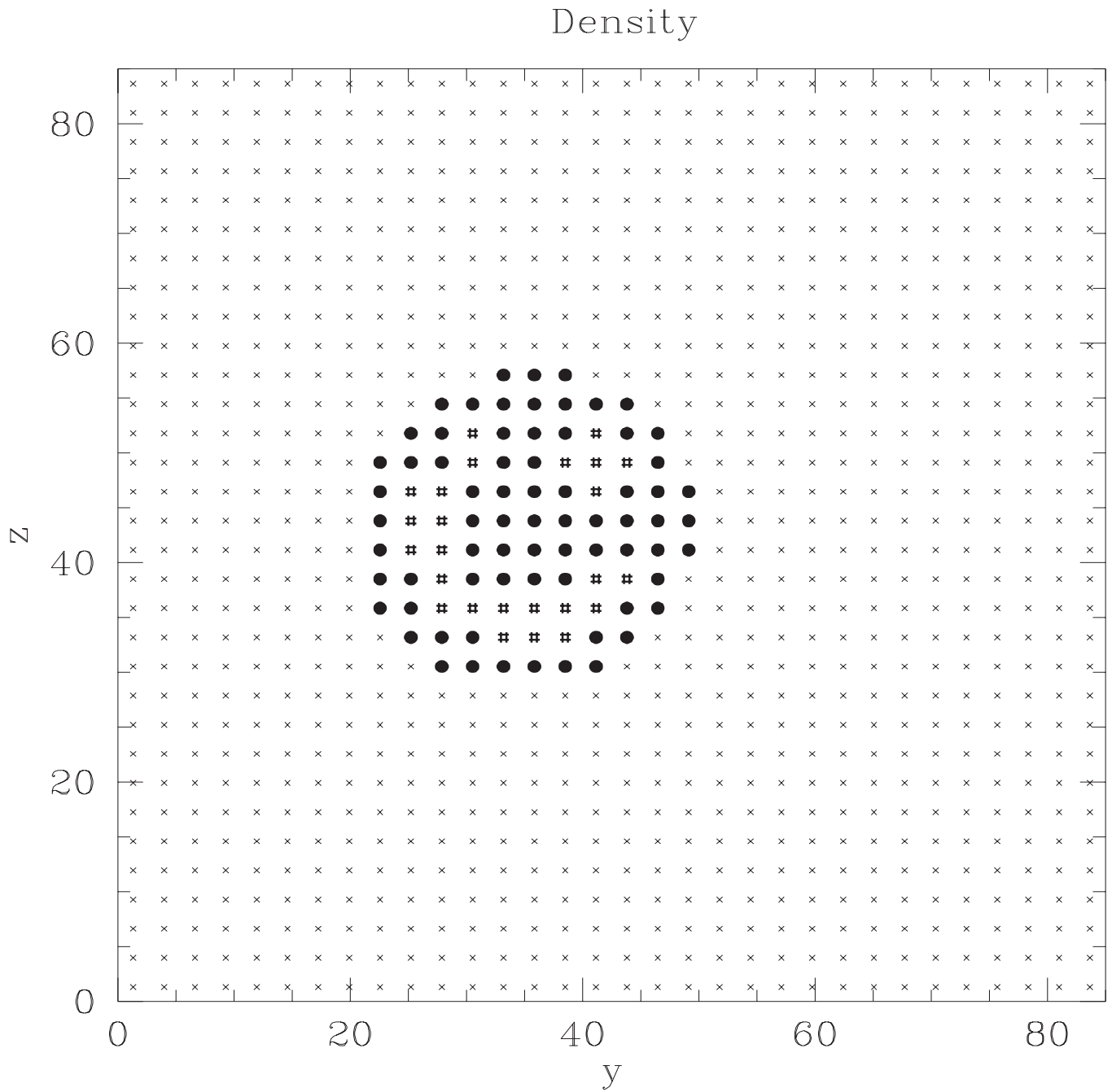


Figure 6.89:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Densidade. CASO E2

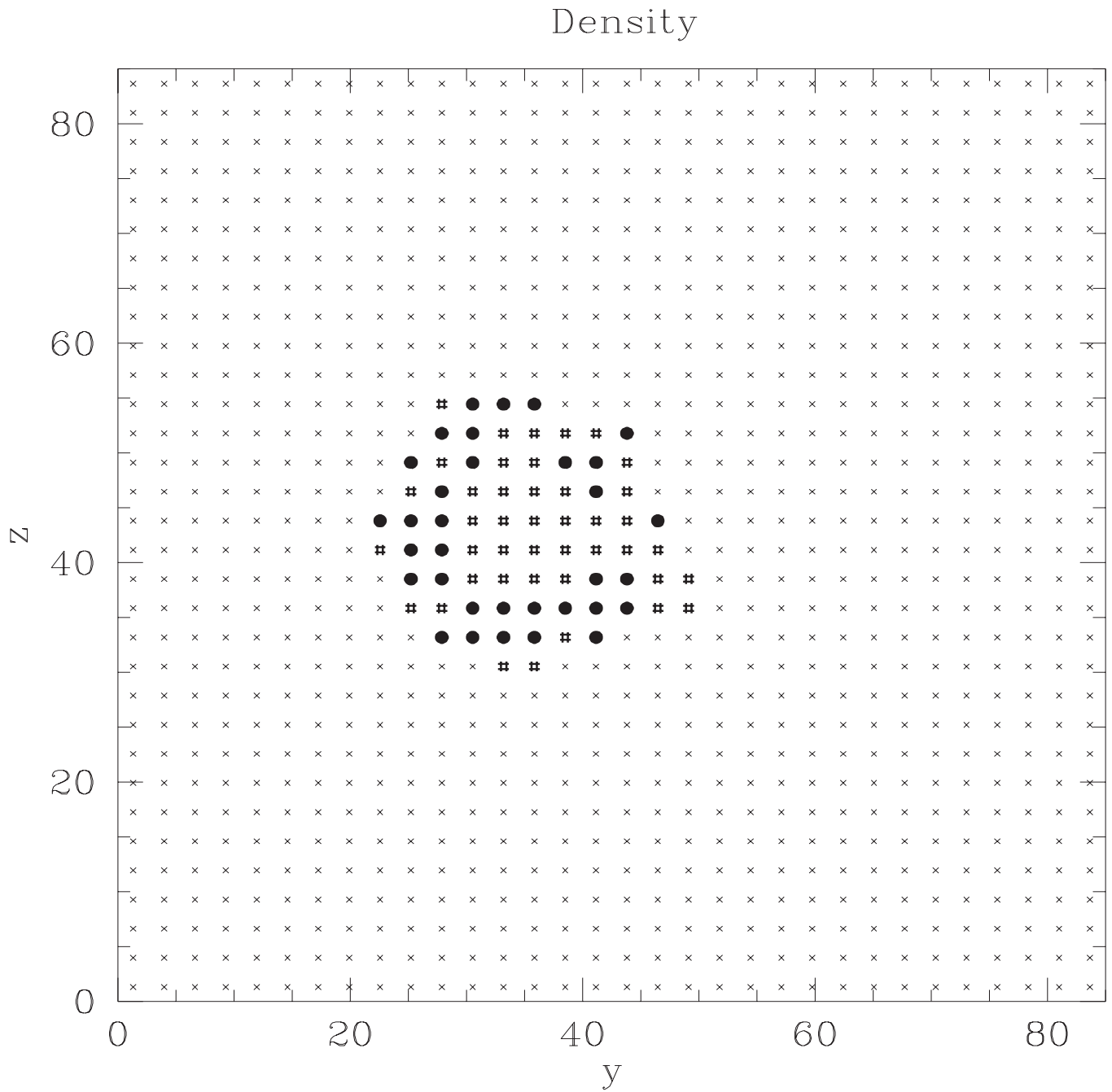


Figure 6.90:  $t= 1.755 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E2

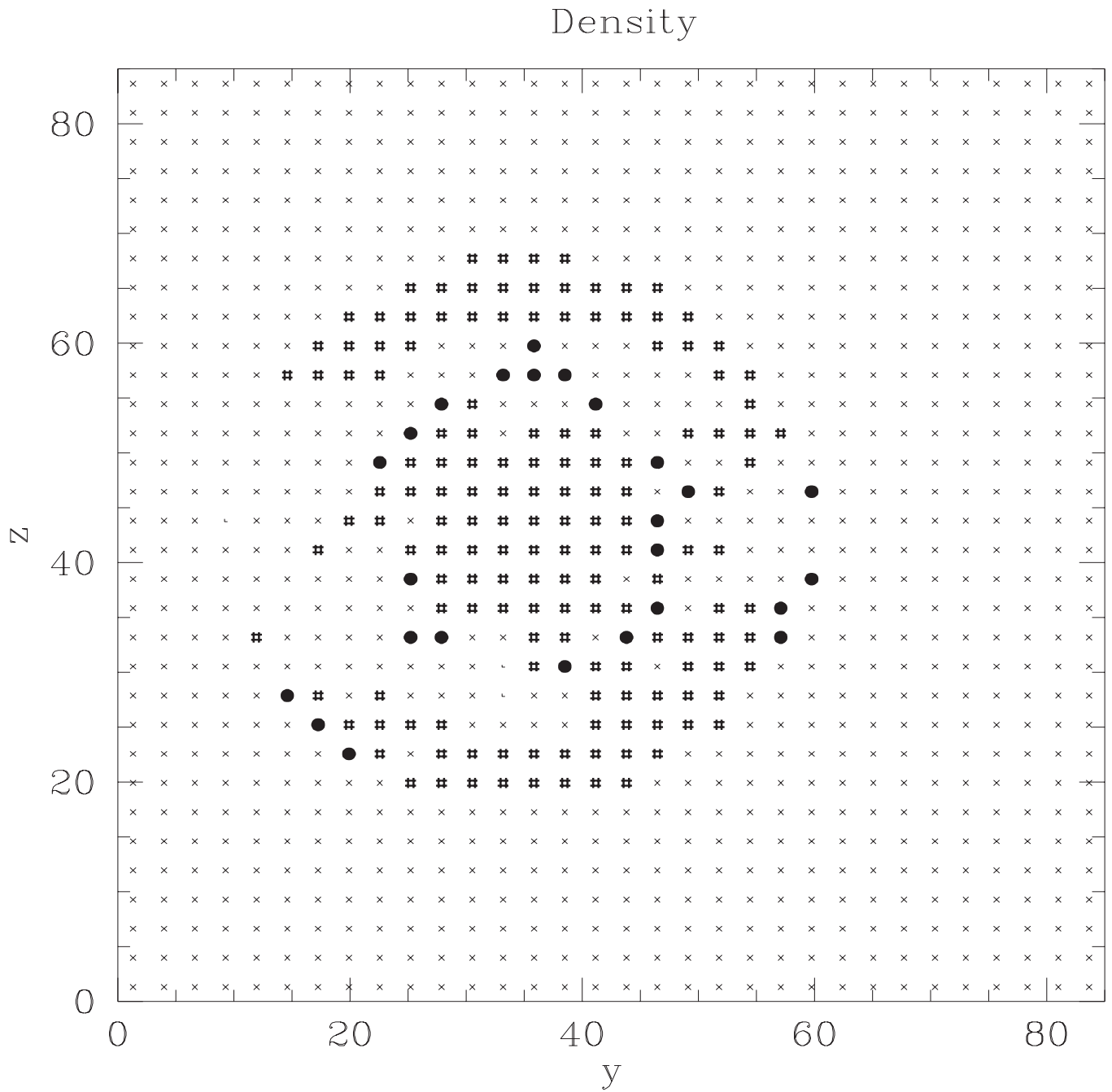


Figure 6.91:  $t= 8.887 \text{ E}05$  anos. Densidade. CASO E2

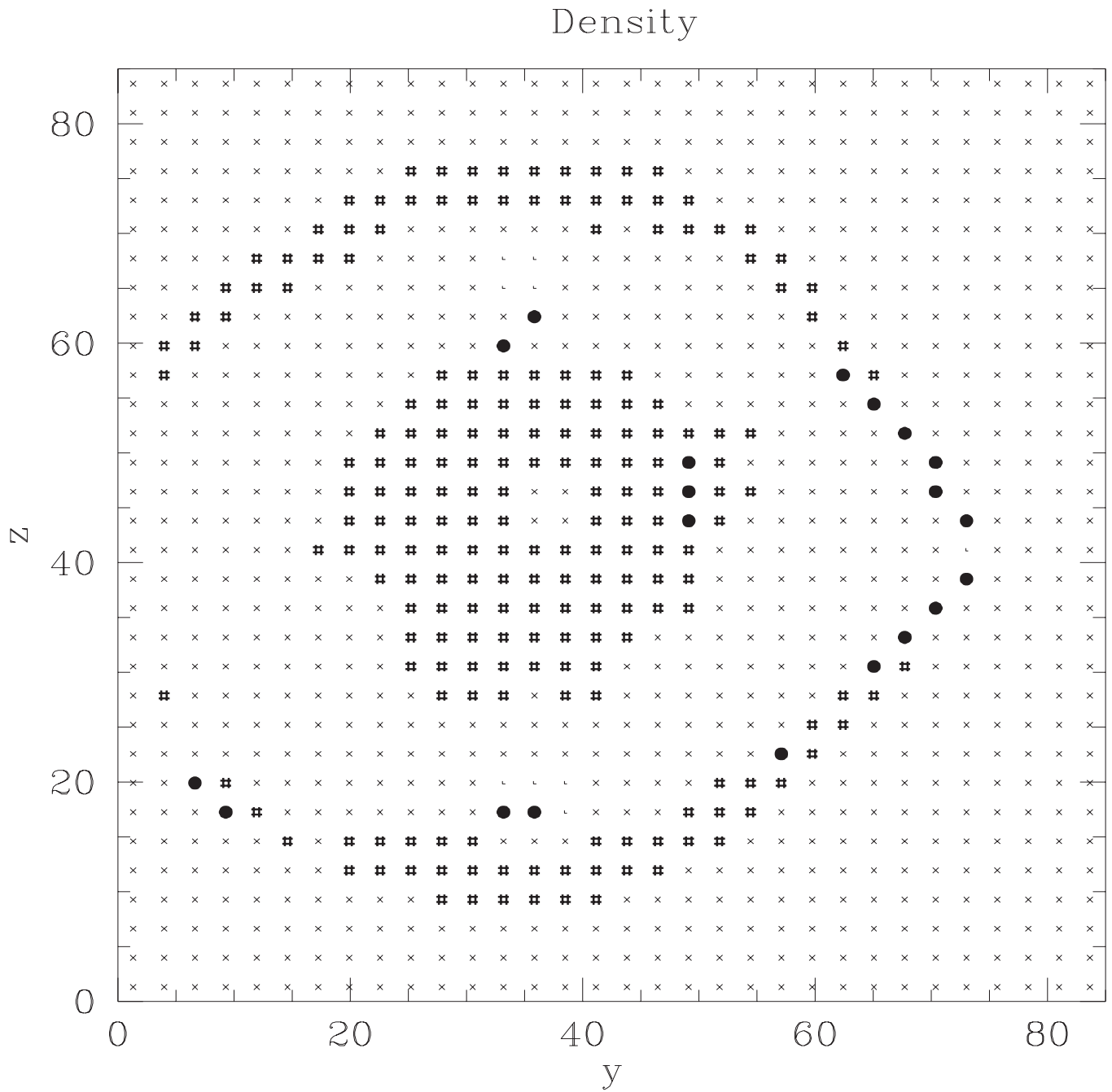


Figure 6.92:  $t= 1.695 \text{ E}06$  anos. Densidade. CASO E2

## Vector Field

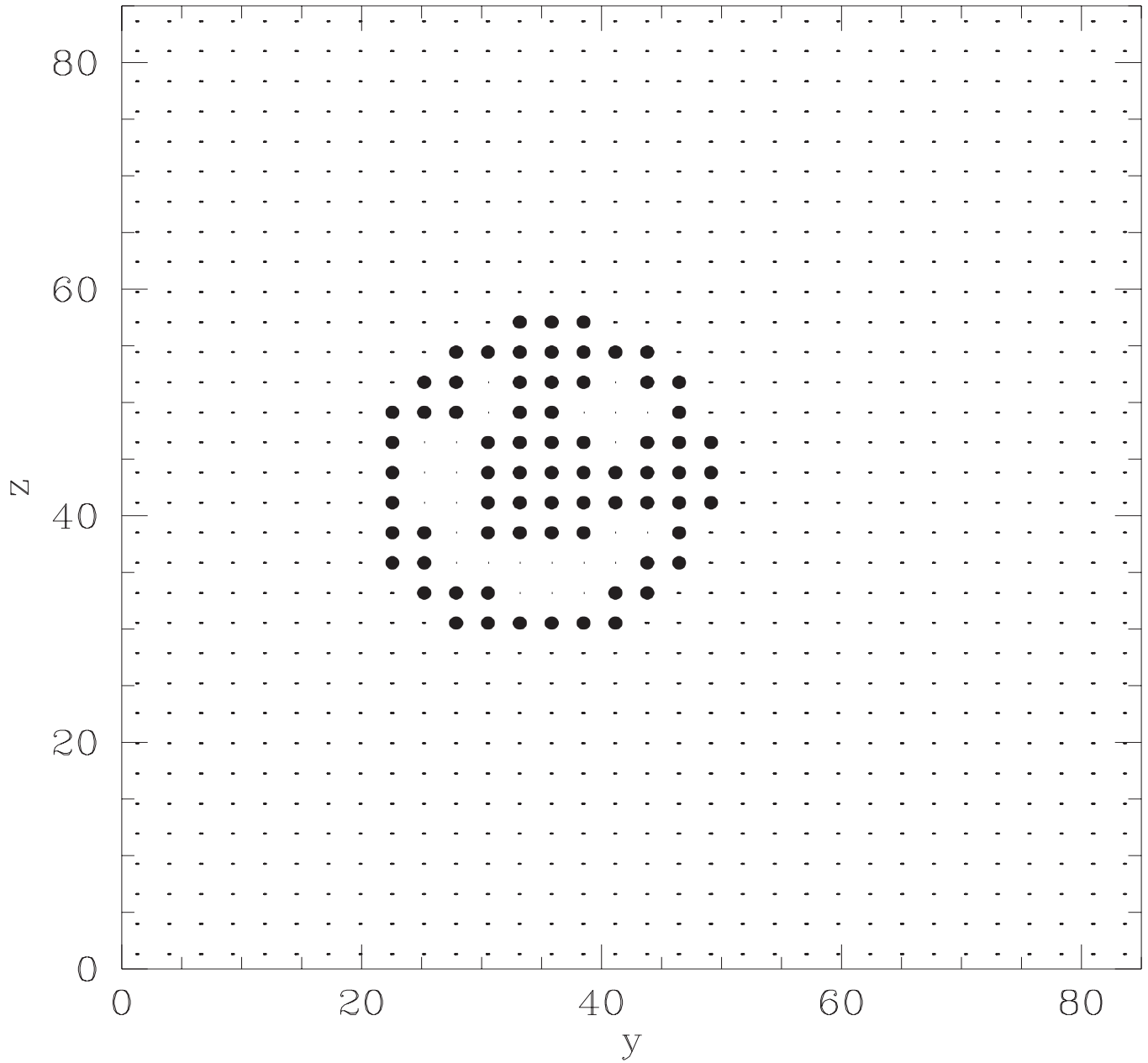


Figure 6.93:  $t= 9.896 \text{ E}04$  anos. Campo Magnético. CASO E2



## Vector Field

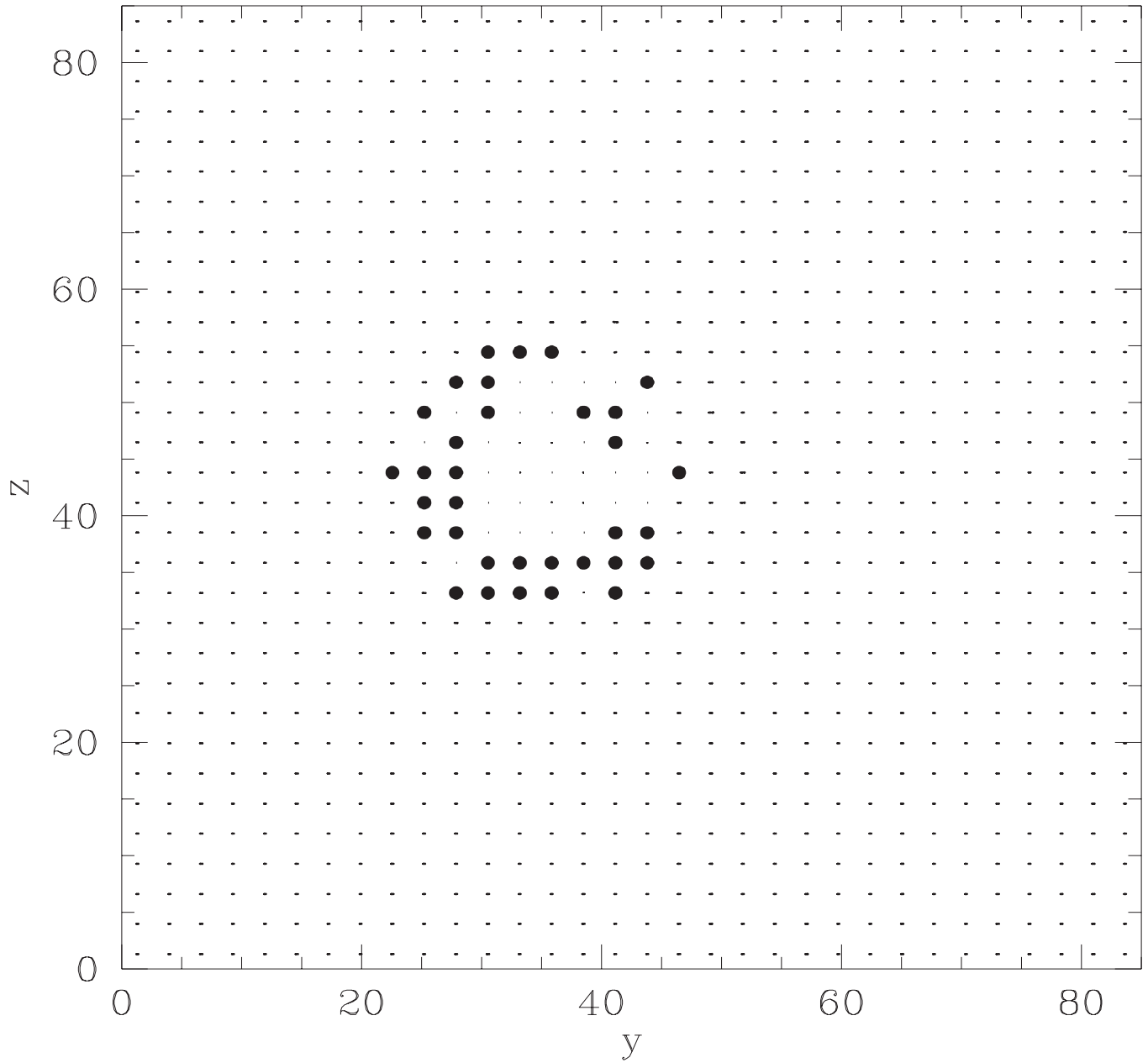


Figure 6.94:  $t= 1.755 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E2

## Vector Field

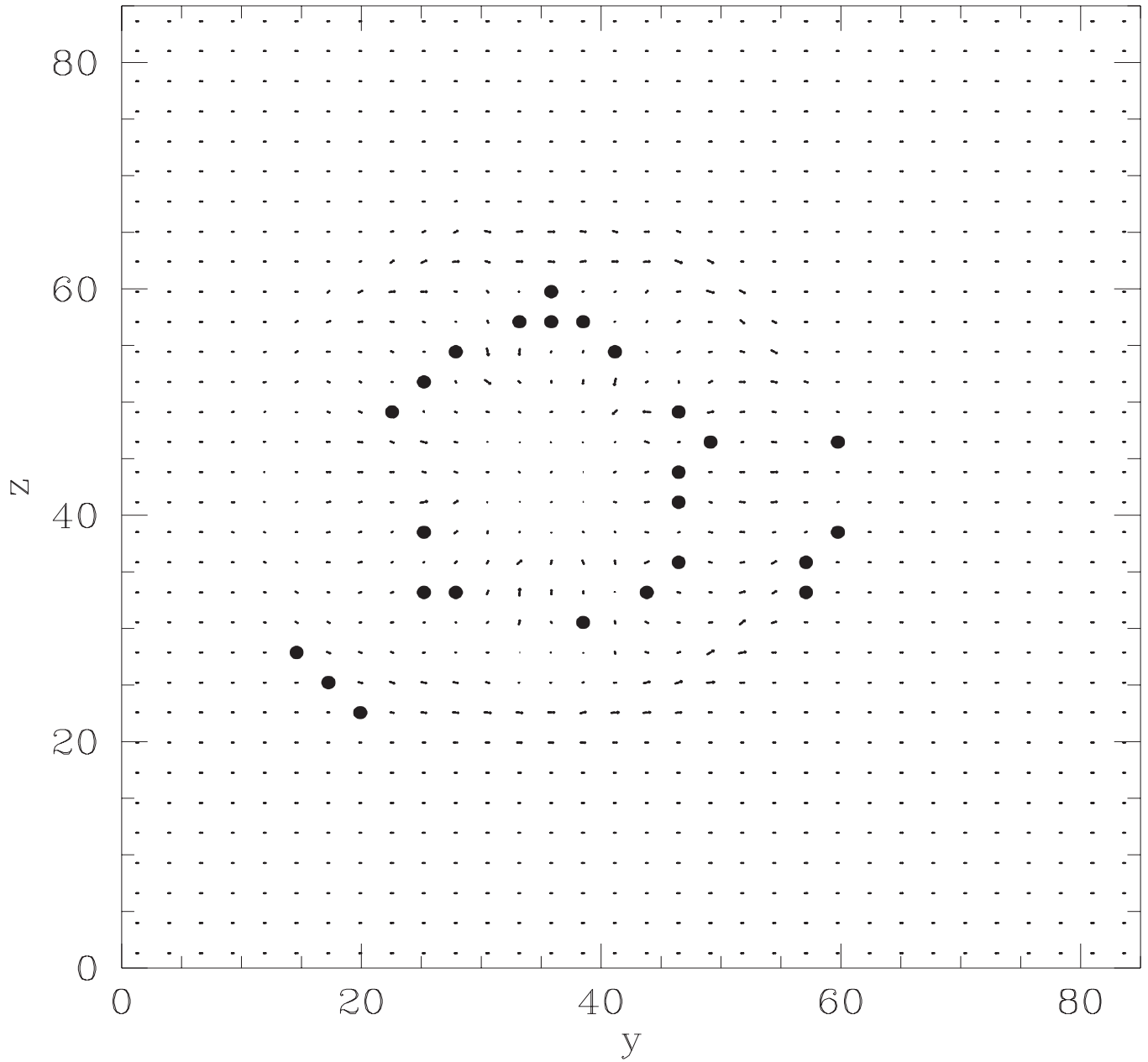
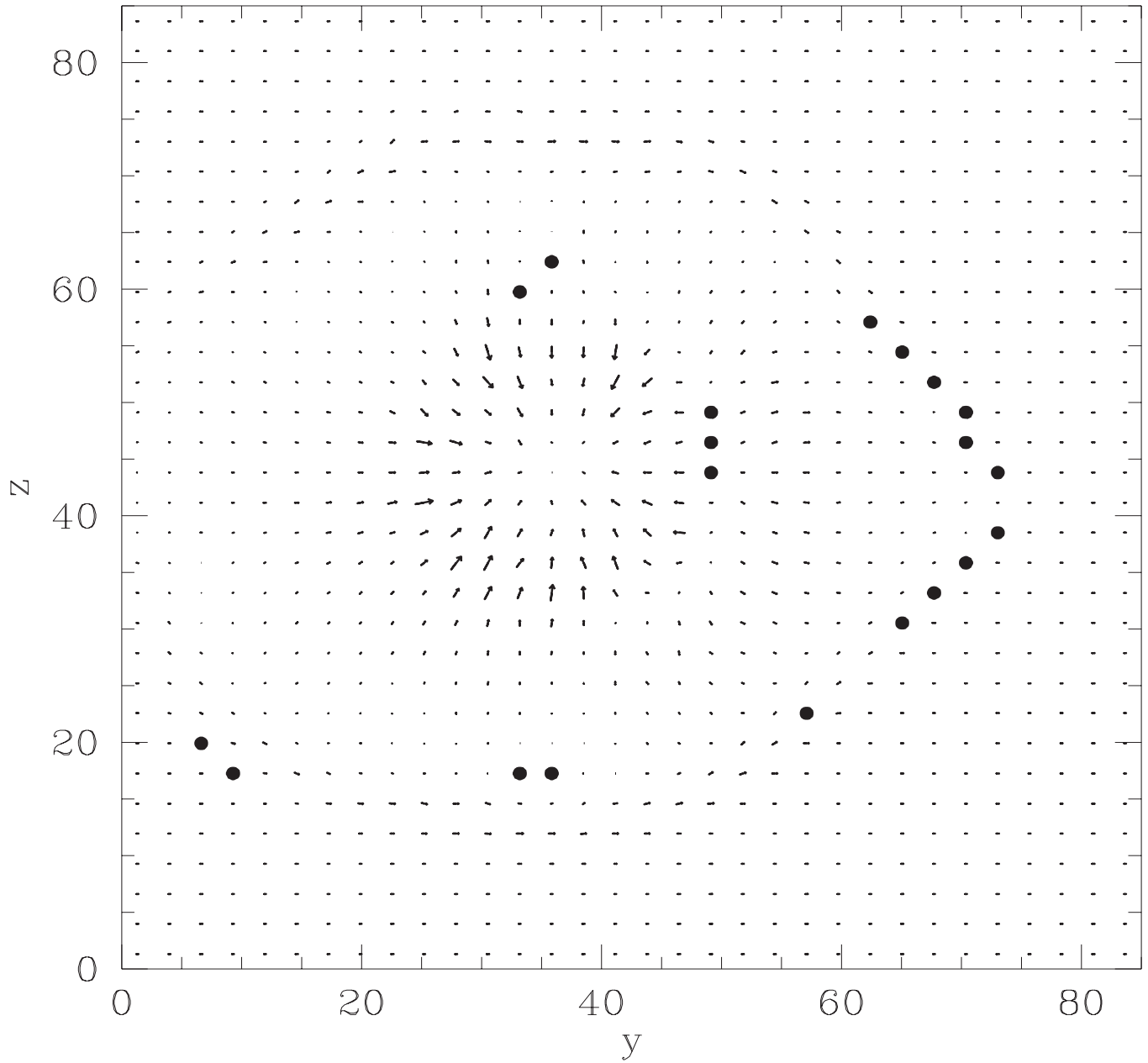


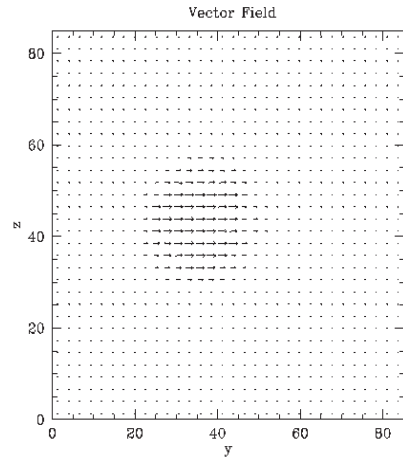
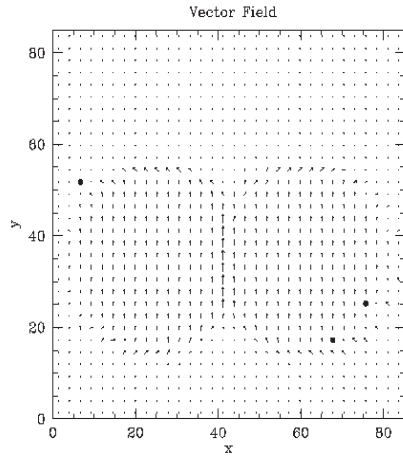
Figure 6.95:  $t = 8.887 \text{ E}05$  anos. Campo Magnético. CASO E2

## Vector Field

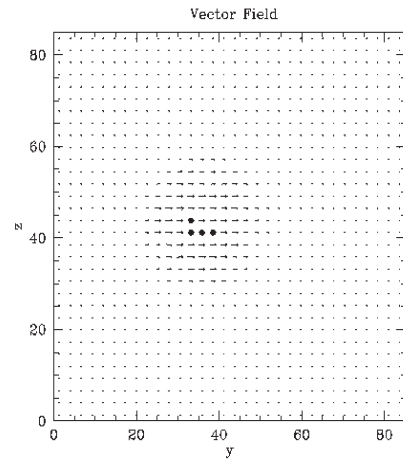
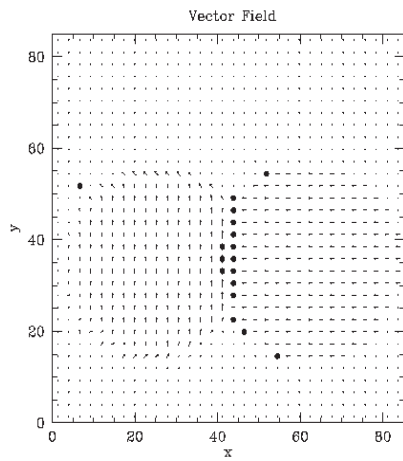
Figure 6.96:  $t= 1.695 \text{ E}06$  anos. Campo Magnético. CASO E2

Na página seguinte temos, para o tempo computacional de  $2 \cdot 10^5$  anos, a visão do choque nuvem-nuvem, tanto no plano  $xy$ , quanto no plano  $yz$  (onde o ponto de corte em  $x$ , para esse plano, recai exatamente sobre a camada de choque). Observamos os casos A2, C2 e E2, e novamente notamos a comprovação numérica para as previsões teórico-analíticas de Elmegreen (1992), que já foram bem discutidas anteriormente. Nosso caso intermediário (caso C2), continua a apresentar formação de grupos estelares a uma taxa intermediária entre os casos extremos A2 e E2.

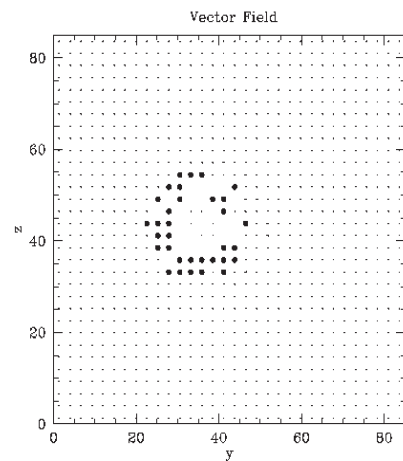
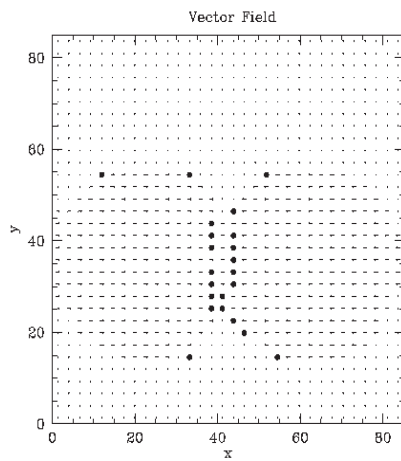
Notamos que através dos cortes em  $yz$  fica ainda mais evidente que há um aumento na eficiência de formação estelar conforme se vai do caso A2 para o E2.



CASO A2 - Corte nos planos xy e yz



CASO C2 - Corte nos planos xy e yz



CASO E2 - Corte nos planos xy e yz

### 6.2.1 Taxa de Formação Estelar

Obtivemos um gráfico da integração da massa de grupos estelares pelo tempo, para o caso A2 (que é o caso onde temos maior inibição à formação desses grupos estelares). Com esse gráfico podemos estimar a taxa mínima de formação de grupos estelares, em nossas simulações.

O eixo das abscissas representa o tempo, em unidades de mega-anos. O eixo das ordenadas mostra valores das massas, em unidades de massas solares.

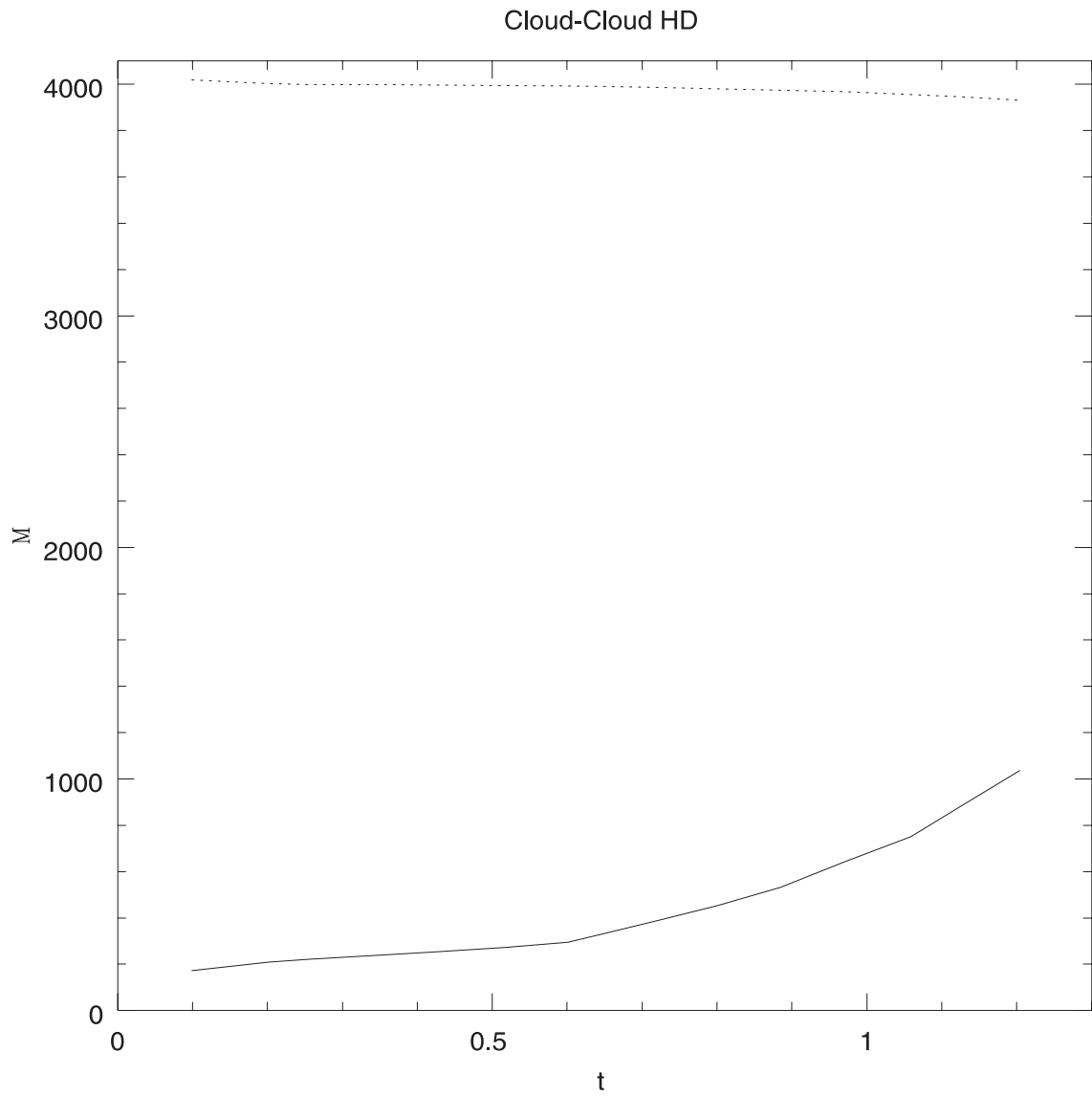
A linha pontilhada na parte superior do gráfico representa a massa total do sistema. Essa curva não está na mesma unidade que a curva com linha cheia; a curva da massa total tem que ser multiplicada por 10, ou seja, seu valor inicial é em torno de 40000 massas solares. Vemos que a massa total do sistema decai com o tempo devido à perda de massa pelas bordas da grade computacional, e mesmo devido à prescrição de retirada da massa dos grupos estelares, logo que formados (ver capítulo 5).

A linha contínua, na parte inferior do gráfico, representa a integração da massa dos grupos estelares formados durante a colisão nuvem-nuvem. Observe que o valor final da massa dos grupos estelares formados é de pouco mais de 1000 massas solares.

Lembramos aqui a discussão feita no capítulo 5, onde explicitamos que, a rigor, quando nos referimos a “taxa de formação estelar” na verdade estamos tratando da “taxa com que as células atingem a condição de Jeans”, ou seja, nossa “taxa de formação estelar” é no máximo um limite superior para a taxa de formação de estrelas efetiva no sistema.

Para estimar a taxa de formação estelar, dividimos a massa total de grupos estelares formados pela massa total inicial do sistema. O que nos dá como resultado 0,025. Então, a taxa de formação de grupos estelares mínima, em nossas simulações, será de

2,5 %. O que está dentro do esperado segundo as indicações observacionais, que apontam para baixas taxas de formação estelar, conforme mencionado (e.g., Bodenheimer 1992).



# Capítulo 7

## CONCLUSÕES

Após todo o processo de aprendizado do código ZEUS, da subsequente criação das subrotinas Newcloud e Cloudump (para analisar o problema e para extrair seus dados, respectivamente), após adequar as simulações com todas as exigências físicas do problema estudado, de modo a utilizarmos em nosso problema apenas valores iniciais corroborados observacionalmente e teoricamente, depois de exaustivo estudo de diversos casos e variações de parâmetros, enfim pudemos extrair os dados mais significativos do problema tratado. A análise desses dados gerou conclusões muito interessantes, e que aqui sintetizamos.

Após analisar o estudo da colisão nuvem-nuvem, usando diversas configurações de campo magnético, variando sua direção e sentido, concluímos que campos ortogonais à direção do movimento inibem a formação estelar, campos paralelos a esse movimento induzem uma formação estelar bastante efetiva (o que está de acordo com as previsões de Elmegreen (1992), como já foi dito antes), e o caso onde temos uma nuvem com campo ortogonal, e a outra com campo paralelo ao choque, estrelas são geradas a uma taxa intermediária entre os dois casos anteriores (o que está de acordo com a situação desse último caso, que é um caso visivelmente intermediário, entre os dois



anteriores).

Da análise da variação do sentido dos campos, concluímos que os choques onde a configuração do campo é paralela ao movimento têm uma formação estelar independente do sentido desses campos. Já para nuvens com campos ortogonais ao movimento, durante a colisão, notamos que a formação estelar é dependente do sentido desses campos. Campos magnéticos, das nuvens, ortogonais ao movimento e com sentidos contrários (i.e., anti-paralelos) formam estrelas a uma taxa maior que campos ortogonais ao choque e ambos de mesmo sentido, mostrando claramente a influência dos sentidos relativos dos campos quando estes são forçados um contra o outro pela colisão. Campos de mesmo sentido têm sua magnitude acrescida, durante a colisão, o que aumenta a pressão magnética do meio e inibe a formação estelar, enquanto que campos de sentido contrário sofrem um efeito inverso, por assim dizer, durante a colisão, onde notamos uma queda local da magnitude do campo resultante, o que abaixa o valor da pressão magnética, e isso somado ao aumento da densidade local, devido à colisão, faz com que a massa de Jeans magnética seja baixa na região, aumentando ali a taxa de formação estelar.

Calculamos a taxa de formação estelar mínima que nossas simulações alcançaram, e obtivemos o valor de 2,5%; um valor baixo, que está de acordo com as indicações observacionais.

Obtivemos vários resultados notáveis neste trabalho. A comprovação numérica de previsões teóricas, como as hipóteses de Elmegreen (1992) acima citadas, e mesmo observacionais, como o resultado quantitativo da taxa de formação estelar demonstrou, nos deixaram muito felizes. Mas ainda tivemos a oportunidade de ampliar os conhecimentos que hoje possuímos sobre os estudos das fases iniciais do processo de

formação estelar, sobretudo aquele associado à formação induzida de estrelas devida à colisão entre nuvens, ao propormos casos novos de configuração do campo magnético e analisarmos a evolução da colisão para cada um desses casos. A relação entre o campo magnético e a taxa de formação estelar na colisão nuvem-nuvem é um estudo complexo, mas terminamos esse trabalho com a certeza de que encaixamos mais algumas peças nesse imenso e importantíssimo quebra-cabeça astrofísico.

## Capítulo 8

# REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Bodenheimer, P., 1992 Star Formation in Stellar Systems, eds. G. Tenorio-Tagle, M. Prieto & F. Sánchez, Cambridge University Press, Cambridge, p.1.

Clarke, D.A., Norman, M.L., & Fiedler, R.A., 1994 Zeus-3D User Manual, LCA, NCSA, University of Illinois.

Elmegreen, B.G., 1992 Star Formation in Stellar Systems, eds. G. Tenorio-Tagle, M. Prieto & F. Sánchez, Cambridge University Press, Cambridge, p.381.

Elmegreen, B.G., & Lada, C.J., 1977 ApJ 214:725.

Garay, G., Moran, J.M., Rodríguez, L.F., & Reid, M.J., 1998 ApJ 492:635.

Hartmann, L., 1998 Accretion Processes in Star Formation, Cambridge University Press.

Heiles, C., Goodman, A.A., McKee, C.F., & Zweibel E.G., 1993 Magnetic Fields

in Star-Forming Regions. I - Observations. Publicado em Protostars and Planets III, eds.M. Matthews and E. Levy, Tucson: University of Arizona Press, p.279.

Hetem Jr., A., 1996 Estudo Teórico da Estrutura de Nuvens Moleculares. Tese de doutorado, Departamento de Astronomia, IAG, USP.

Klein, R.I., & Woods, D.T., 1998 ApJ 497:777.

Ladd, E.F., Fuller, G.A., Deane, J.R., 1998 ApJ 495:871.

Lang, K.R., 1978, Astrophysical Formulae, Springer - Verlag.

Marinho, E.P., 1997 Implementação de um Código Lagrangiano Tridimensional para o Estudo da Dinâmica do Meio Interestelar. Tese de doutorado, Departamento de Astronomia, IAG, USP.

Marinho, E.P., & Lépine, J.R.D., 1999 Star Formation in Colliding Molecular Clouds With an SPH code (submetido para publicação).

McKee, C.F., Zweibel, E.G., Goodman, A.A., & Heiles, C., 1993 Magnetic Fields in Star-Forming Regions. II - Theory. Publicado em Protostars and Planets III, eds. M. Matthews and E. Levy, Tucson: University of Arizona Press, p.327.

Meyerdierks, H., 1992 A&A 253:515.

Morras, R., & Bajaja, E., 1983 A&AS 51:131.

Nakano, T., 1998 ApJ 494:587.

Pongracic, H., Chapman, S.J., Davies, J.R., Disney, M.J., Nelson, A.H. & Whitworth, A.P., 1992 *Mon. Not. R. astr. Soc.* 256:291

Pound, M.W., 1998 *ApJ* 493:L113.

Raga, A.C., Cantó, J., & Steffen, W., 1996 *Q.J.R. astr. Soc.* 37:493.

Rawlings, J.M.C., 1996 *Q.J.R. astr. Soc.* 37:503.

Scoville, N.Z., Sanders, D.B., & Clemens, D.P., 1986 *ApJ* 310:L77.

Stone, J.M., & Norman, M.L., 1992a *ApJS* 80:753.

Stone, J.M., & Norman, M.L., 1992b *ApJS* 80:791.

Stone, J.M., Mihalas, D., & Norman, M.L., 1992 *ApJS* 80:819.

Winkler, K.H.A., Norman, M.L., & Mihalas, D., 1984 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 31 N° 6:473.

Zhang, Q., Ho, P.T.P., & Ohashi, N., 1998 *ApJ* 494:636.