

Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, einen möglichst einfachen, schnellen und speichersparenden Algorithmus zur Simulation einer dissipativen Gaskomponente in Galaxien zu entwickeln, der sich problemlos in das Simulationsprogramm SUPERBOX einbauen läßt und sich auch mit der Grundidee dieses Programms verträgt. Dabei wurde auf die von A. Brahic entwickelte und bewährte Methode zurückgegriffen, Gas, das in Scheibengalaxien hauptsächlich in Form von riesigen Molekülwolken („giant molecular clouds“ = GMC) vorliegt, durch inelastisch stoßende Teilchen („sticky particle“ = SP) zu repräsentieren.

Durch eine solche Erweiterung lassen sich Effekte wie Schockfronten, Drehimpulstransport und Masseneinfall auf das Zentrum realistisch wiedergeben; die innere Struktur der Gaswolken, wie Temperatur, Druck, Spin etc. bleiben bei dieser Art der Simulation unberücksichtigt. Um dem statistischen Charakter von SUPERBOX nicht zu widersprechen, wurde auf Einführung eines Massenspektrums verzichtet; alle Teilchen haben die gleiche Masse. Ebenfalls unberücksichtigt bleiben Sternentstehung und Gasrecycling.

Der endgültige Algorithmus wurde an einfachen Modellsystemen, d.h. der isolierten Plummersphäre und der Plummersphäre mit Drehimpuls, erprobt und die freien Parameter des Modells der Problemstellung angepaßt.

Dabei trat jedoch ein Problem auf: Eine Plummersphäre dient als einfaches, analytisch berechenbares Modell einer elliptischen Galaxie. In elliptischen Galaxien werden aber keine GMC beobachtet; Gas liegt dort, abgesehen vom Zentrum oder einer dünnen Staubscheibe, nur in Form einer heißen, durch thermischen Druck stabilisierten Komponente vor.

Da der von mir entwickelte Algorithmus kein druckstabilisiertes Gas simulieren kann, sinken die SP je nach Wahl der Parameter mehr oder weniger schnell ins Zentrum. Dies entspricht einerseits den astronomischen Gegebenheiten, andererseits läßt sich so keine Wechselwirkung zwischen zwei Plummersphären mit Gas untersuchen.

Daher wurden die Parameter so eingestellt, daß die Gasteilchen über den Zeitraum der Wechselwirkung in der Sphäre verteilt bleiben. Untersucht wurde, ob die dissipative Komponente Auswirkungen auf die in der Arbeit von N. Waßmer beschriebene Kernverschiebung, die Änderung der internen Energien, die Form und Ausdehnung der Plummersphäre hat. Es zeigt sich, daß die Haupteffekte der rein stellardynamischen Rechnungen im wesentlichen erhalten bleiben.

Bei der isolierten Plummersphäre bilden die SP einen zentralen Klumpen, während sich bei der rotierenden Plummersphäre die SP in einem Ring in der x - y -Ebene, d.h. der Mittelebene senkrecht zur Rotationsachse, sammeln.

Bei Wechselwirkungen (=WW) zwischen zwei Plummermodellen findet man eine

leichte Verschiebung des Gaszentrums gegenüber dem stellardynamischen Dichtezentrum. Einen ähnlichen Effekt sieht man bei der Scheibengalaxie NGC 5514, einer infrarot-aktiven Galaxie nach einer WW. Dort wurde neben dem zentralen Dichte- und Aktivitätszentrum noch ein weiteres Aktivitätszentrum beobachtet. Diese Verschiebung des gasdynamischen Aktivitätszentrums ist bei nichtrotierenden Sphären größer als bei rotierenden und hängt auch stark von der Wahl der WW-Parameter ab. Bei den rotierenden Modellen wird der Ring durch die WW zerstört, es bilden sich balken- bzw. spiralförmige Gasstrukturen im Zentrum; der stellardynamische Anteil zeigt Ansätze von Gezeitenarmen, wie sie von wechselwirkenden Scheibengalaxien bekannt sind.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Warum simuliert man Gas ?	9
1.2	Wie simuliert man Gas ?	10
1.3	Methode in dieser Arbeit	14
2	Interstellares Gas	17
2.1	Formen interstellaren Gases	17
2.2	Giant Molecular Clouds	19
2.3	Gas in elliptischen Galaxien	20
2.4	Ein wenig Hydrodynamik	21
3	Die Programme	23
3.1	SUPERBOX	23
3.2	Sticky-Particle-Code	28
4	Isolierte Plummersphäre	35
4.1	Theoretische Beschreibung	35
4.2	Numerische Realisierung	37
4.3	Rotierende Plummersphäre	38
4.4	Modellparameter	39
4.5	Ergebnisse	41
4.5.1	Nichtrotierende Sphäre	41
4.5.2	Rotierende Sphäre	42
4.6	Mechanismus der Ringbildung	52
5	Wechselwirkende Systeme	55
5.1	Modellparameter	55
5.2	Ergebnisse	56
5.2.1	Nichtrotierende Modelle	56
5.2.2	Rotierende Modelle	58
6	Verschiebung des Aktivitätszentrums	101
6.1	Ergebnisse	101

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	8
6.2 Mögliche Ursachen	103
6.3 Beobachtungshinweise	104
7 Abschließende Betrachtung	111

Kapitel 1

Einleitung

Life's like a box of chocolate,
you'll never know what you get.
Forrest Gump

1.1 Warum simuliert man Gas ?

Bei rein stellardynamischen Simulationsrechnungen bilden die Sterne ein stoßfreies Kontinuum, d.h. über den Zeitraum der Simulation verlieren die Teilchen die ursprüngliche Information über ihren dynamischen Zustand nicht. Genauer betrachtet bedeutet Stoßfreiheit, daß die Zeitskala, in der echte „Zweikörper“-Wechselwirkungen eine Rolle in der Dynamik des Systems spielen, (= Relaxationszeit) größer als die Hubble-Zeit ist. Es ist auch nicht gerechtfertigt von Sternen zu reden, da die Teilchen ein Vielfaches der Masse eines Einzelsterns repräsentieren (sog. „Supersterne“). Ein „Superstern“ in diesen Simulationsrechnungen entspricht eher einem Element des 6-dimensionalen Phasenraums der Sterne einer Galaxie als einem Teilchen im physikalischen Ortsraum. Die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Teilchen ist rein gravitativ, definiert durch das gemeinsam gebildete Potential. Dabei können aber viele Strukturen und Einflüsse nicht berücksichtigt und simuliert werden.

- Schon 1962 vertrat Lynden-Bell die Ansicht, daß sich Scheibengalaxien aus dem Kollaps von rotierendem Gas gebildet haben. (s.a. [21])
- Eine wirklich dauerhafte Spiralstruktur ist durch rein stellardynamische Rechnungen anscheinend nicht zu erzeugen, sondern erst durch „Einsatz“ von Gaswolken [9].
- Aktive galaktische Kerne („active galactic nuclei“ = AGN) werden durch stetigen Gaseinfall unterhalten. [16]

- Sternentstehungsgebiete findet man in Bereichen von Schockfronten im interstellaren Gas, wenn GMC kollabieren.
- Die Bildung von GMC selbst läßt sich mit gasdynamischen Rechnungen nachvollziehen.
- Der Drehimpulstransport innerhalb einer Galaxie wird maßgeblich durch Gasdynamik verantwortet. [12]
- Schließlich ist auch die Bildung von Gasarmen bei wechselwirkenden Galaxien simulierbar.

Diese und andere Erscheinungen können durch Simulationen mit Gaskomponenten nachvollziehbar gemacht werden.

1.2 Wie simuliert man Gas ?

Um Gasdynamik innerhalb einer Galaxie zu simulieren, gibt es viele unterschiedliche Ansätze; dabei spielt auch die Art des Gases, ob heißes, druckstabilisiertes Gas oder kalte molekulare Gaswolken, eine Rolle.

Man kann hauptsächlich zwischen zwei verschiedenen Vorgehensweisen unterscheiden:

1. Sticky particle:

Dabei werden Gaswolken durch inelastisch stoßende Teilchen simuliert.

- Erste Rechnungen gehen z.B. auf A. Brahic [7] zurück, der Planetenringe aber auch Gas durch masselose, d.h. nicht gravitierende Teilchen simulierte, die er in ein vorgegebenes Potential setzte. Jedem Teilchen wurden die gleichen Eigenschaften zugeordnet (gleiche Masse, Radius, etc.). Begegnen sich zwei Teilchen auf ihren Bahnen (Abstand $d < 2R_{Teilchen}$), so führen sie einen inelastischen Stoß aus. Dabei wird ihre Relativgeschwindigkeit in radialer und tangentialer Richtung bezüglich ihres Abstandsvektors verkürzt:

$$\begin{aligned}\vec{v}_{rel} &= \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \\ \vec{v}_{cms} &= \frac{1}{2} \cdot (\vec{v}_1 + \vec{v}_2) \\ \vec{v}_{rad} &= \frac{\vec{v}_{rel} \cdot \vec{r}_{12}}{r_{12}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\vec{v}_{tan} &= \vec{v}_{rel} - \vec{v}_{rad} \\
\vec{v}'_{rad} &= k \cdot \vec{v}_{rad} \\
\vec{v}'_{tan} &= k' \cdot \vec{v}_{tan} \\
\vec{v}'_1 &= \vec{v}_{cms} - \frac{1}{2} (\vec{v}'_{rad} + \vec{v}'_{tan}) \\
\vec{v}'_2 &= \vec{v}_{cms} + \frac{1}{2} (\vec{v}'_{rad} + \vec{v}'_{tan})
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Dabei ist k eine Zahl zwischen -1 und 0 , k' liegt zwischen 0 und 1 .
 \vec{v}_{rel} : Relativgeschwindigkeit, \vec{v}_{cms} : Schwerpunktsgeschwindigkeit,
 $\vec{v}_{rad}, \vec{v}_{tan}$: radiale bzw. tangentielle Komponente der Relativgeschwindigkeit; eigentlich müßte es longitudinale bzw. transversale Richtung heißen, aber die Begriffe radial und tangential entsprechen dem allgemeinen Sprachgebrauch bei astronomischen Veröffentlichungen.
Gestrichene Größen gelten nach dem Stoß.

- Eine verfeinerte Methode wird von F. Combes beschrieben [9]. Auch bei ihr sind die Gaswolken nicht selbstgravitierende Teilchen in einem vorgegebenen galaktischen Potential. Im Unterschied zu Brahic besitzen die Teilchen ein Massenspektrum, das dem der beobachteten GMC entspricht. Bei Stößen können die beiden Wolken verschmelzen, es kann zu einer teilweisen Übertragung von Masse kommen oder die Wolken können auseinanderbrechen. Haben die Wolken eine gewisse Endgröße erreicht (hier $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$), so werden aus ihnen nach 40 Myr aktive Sternentstehungsgebiete und die Teilchen werden aus der Simulation genommen. In gleicher Weise wird Gasrecycling, durch Supernovae-Ausbrüche etc. dadurch simuliert, daß kleine Wolken gleichmäßig über die Galaxie verteilt eingesetzt werden. Durch diese Rechnungen war es möglich, Spiralarme aus Schockfronten im Gas mit starken Sternentstehungsgebieten zu simulieren.

In Weiterführung simulierte S. von Linden den Drehimpulstransport durch Gaswolken in einer Scheibengalaxie. [12]

- Noch tiefer in die innere Beschaffenheit der einzelnen Wolken drang die Arbeit von C. Theis [21]. Bei seinen Rechnungen gibt es nicht nur ein Massenspektrum, sondern für jede Masse wurde der dazugehörige Wolkenradius bestimmt. Als Kriterium für die Art des Stoßes werden die Radien [r_{cloud}], Massen [m_{cloud}] und auch noch der innere Drehimpuls (Spin [L]) der Wolken betrachtet:

$$r_{cloud} = 95 \cdot \left(\frac{m_{cloud}}{10^6 M_{\odot}} \right)^{0.5} \text{ pc}$$

$$\sigma_{cloud} = \eta_{ov}^2 \cdot \pi r_{cloud}^2 \cdot \left(1 + \frac{2G(m_1 + m_2)}{\eta_{ov} r_{cloud} v_{12}^2} \right) \quad (1.2)$$

(σ : Wirkungsquerschnitt)

mit : $\eta_{ov} > 1$ für inelastische Stöße
 $\eta_{ov} = 0.2$ für das Verschmelzen

$$L_{max} = \frac{8}{21} \sqrt{G m_{cloud}^3 r_{cloud}}$$

(maximaler Spin der Wolke)

Wird der maximale Drehimpuls bei einem Stoß überschritten, so kann es zu keinem Verschmelzen der beiden Wolken kommen. In diesem Szenario simulierte Theis den Kollaps von prae-galaktischen, kugelförmigen Gasverteilungen, die als Scheibengalaxien enden.

2. Hydrodynamische Codes

Mit hydrodynamischen Codes, d.h. Algorithmen, die die hydrodynamischen Differentialgleichungen lösen, wird hauptsächlich das „heiße“ Gas simuliert, bzw. die internen Vorgänge in einer Wolke selbst.

Einer von vielen Algorithmen ist der PPM-Code („piecewise parabolic method“). Er wird von P. Colella [8] beschrieben. Dabei wird auf einem Gitter für jeden neuen Zeitschritt numerisch die Werte für die hydrodynamischen Variablen wie Dichte, Impuls, Energie und Druck bestimmt, indem stückweise die Kurvenverläufe parabolisch extrapoliert werden.

Der PPM-Code ist eine Verfahrensweise zur Lösung der linearen Advektions-Gleichung, die, hier zur besseren Übersichtlichkeit in eindimensionaler Form und ohne Kraftterm auf der rechten Seite geschrieben, lautet:

$$\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial \xi} = 0 \quad (1.3)$$

Dabei ist a die abhängige Größe, die extrapoliert werden soll (z.B. Druck, Dichte etc.), u die Geschwindigkeit und ξ die Ortsvariable.

Die Vorteile des Codes bestehen darin, daß er auch auf einem nicht äquidistantem Gitter brauchbar ist und eine Genauigkeit bis maximal 4. Ordnung in ξ liefert.

Mit ihm werden die hydrodynamischen Gleichungen für ein isothermes Gas gelöst. Es seien die Mittelwerte a_j^n der Lösung a für jede Zelle zur Zeit t^n , wobei n den n -ten Zeitschritt bezeichnet, bekannt:

$$a_j^n = \frac{1}{\Delta \xi_j} \int_{\xi_{j-1/2}}^{\xi_{j+1/2}} a(\xi, t^n) d\xi \quad (1.4)$$

Gesucht sind die Mittelwerte a_j^{n+1} zur Zeit $t^{n+1} = t^n + \Delta t$. Dazu wird eine stückweise kontinuierliche Polynom-Interpolationsfunktion $a(\xi)$ konstruiert, die die gleichen Mittelwerte wie Gleichung 1.4 ergibt. Dies liefert eine exakte Lösung der Gleichung 1.3: $a(\xi, t^n + \Delta t) = a(\xi - u\Delta t)$.

$$a_j^{n+1} = \frac{1}{\Delta\xi_j} \int_{\xi_{j-1/2}}^{\xi_{j+1/2}} a(\xi - u\Delta t) d\xi \quad (1.5)$$

Das parabolische Profil von a ist für jede Zelle gegeben durch:

$$\begin{aligned} a(\xi) &= a_{L,j} + x(\Delta a_j + a_{6,j}(1-x)) \\ a_{L,j} &= \lim_{\xi \rightarrow \xi_{j-1/2}} a(\xi) \\ a_{R,j} &= \lim_{\xi \rightarrow \xi_{j+1/2}} a(\xi) \\ \Delta a_j &= a_{R,j} - a_{L,j} \\ a_{6,j} &= 6(a_j^n - \frac{1}{2}(a_{L,j} + a_{R,j})) \\ x &= \frac{\xi - \xi_{j-1/2}}{\Delta\xi_j} \end{aligned} \quad (1.6)$$

$a_{L,j}$ und $a_{R,j}$ werden mit einem Interpolationsschema für $a_{j+1/2}$ ermittelt. $a_{j+1/2}$ ist der interpolierte Wert von a an der Zellengrenze $\xi_{j+1/2}$. Das Integral

$$\begin{aligned} A(\xi) &= \int^{\xi} a(\xi', t^n) d\xi' \\ A(\xi_{j+1/2}) &= A_{j+1/2} = \sum_{k \leq j} a_k^n \Delta\xi_k \end{aligned}$$

ist bekannt und an den Zellengrenzen berechenbar.

Um $a_{j+1/2}$ zu berechnen wird das Polynom 4. Grades durch die Punkte $A_{j+k+1/2}$, $\xi_{j+k+1/2}$, $k = 0, \pm 1, \pm 2$ interpoliert und differenziert:

$$a_{j+1/2} = \left. \frac{dA}{d\xi} \right|_{\xi_{j+1/2}} \quad (1.7)$$

Für $a_{j+1/2}$ gilt :

$$\begin{aligned} a_{j+1/2} &= a_j^n + \frac{\Delta\xi_j}{\Delta\xi_j + \Delta\xi_{j+1}} (a_{j+1}^n - a_j^n) + \frac{1}{\sum_{k=-1}^2 \Delta\xi_{j+k}} \\ &\left(\frac{2\Delta\xi_{j+1}\Delta\xi_j}{\Delta\xi_j + \Delta\xi_{j+1}} \left[\frac{\Delta\xi_{j-1} + \Delta\xi_j}{2\Delta\xi_j + \Delta\xi_{j+1}} - \frac{\Delta\xi_{j+2} + \Delta\xi_{j+1}}{2\Delta\xi_{j+1} + \Delta\xi_j} \right] (a_{j+1}^n - a_j^n) \right. \\ &\left. - \Delta\xi_j \frac{\Delta\xi_{j-1} + \Delta\xi_j}{2\Delta\xi_j + \Delta\xi_{j+1}} \delta a_{j+1} + \Delta\xi_{j+1} \frac{\Delta\xi_{j+1} + \Delta\xi_{j+2}}{\Delta\xi_j + 2\Delta\xi_{j+1}} \delta a_j \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Dabei ist:

$$\delta a_j = \frac{\Delta \xi_j}{\Delta \xi_{j-1} + \Delta \xi_j + \Delta \xi_{j+1}} \left(\frac{2\Delta \xi_{j-1} + \Delta \xi_j}{\Delta \xi_{j+1} + \Delta \xi_j} (a_{j+1}^n - a_j^n) + \frac{\Delta \xi_j + 2\Delta \xi_{j+1}}{\Delta \xi_{j-1} + \Delta \xi_j} (a_j^n - a_{j-1}^n) \right)$$

Verbesserungen des Schemas wurden von D. Balsara [2] und J. Blondin [6] beschrieben; die Anwendung dieses Schemas auf Gasringe im Zentrum einer Scheibengalaxie findet sich bei B. Piner [16].

3. SPH-Codes:

SPH steht für „smoothed particle hydrodynamics“ und bei dieser Art von Codes handelt es sich um eine Verbindung von hydrodynamischen Codes mit Particle-Codes.

1.3 Methode in dieser Arbeit

Ziel meiner Diplomarbeit ist es, eine dissipative Gaskomponente in Form eines „sticky-particle“-Codes in ein rein gravitatives Programm zur Simulation von Galaxien einzubauen.

Als Simulationsprogramm stand mir, der von R. Bien entwickelte Code SUPERBOX zu Verfügung. Dabei handelt es sich um einen PM²-Code („particle multiple mesh“) [3]. In diesem Algorithmus haben alle Teilchen die gleiche Masse und eher statistischen als individuellen Charakter. Da meine Erweiterung keinen massiven Eingriff in diese „Philosophie“ darstellen und auch keine völlig unabhängige Komponente sein sollte, wurde auf die Grundlagen von A. Brahic [7] zurückgegriffen. Wie bei ihm, haben auch in dieser Arbeit alle Teilchen die gleiche Masse und Radius.

Ein großer Vorteil von SUPERBOX ist Schnelligkeit und geringer Bedarf an Arbeitsspeicher, so daß Rechnungen auf PCs und kleinen Workstations möglich sind. Daher war es auch meine Zielrichtung den „sticky“-Code möglichst schnell und nicht zu speicherintensiv zu gestalten.

Daraus ergaben sich folgende Änderungen für SUPERBOX:

- Ein Teil der bisher rein stellardynamischen Teilchen (z.B. 10%) sind „sticky“, d.h. sie haben zusätzlich noch die Fähigkeit inelastisch zu stoßen.
- Beim Stoß erfolgt kein Massenübertrag, also wird auch kein zusätzlicher Speicher für die Einzelmassen benötigt.

- Es gibt keine Berücksichtigung der inneren Größen (Druck, Temperatur, Spin, etc.) der „sticky“-Teilchen.
- Der Stoßalgorithmus entspricht der von A. Brahic beschriebenen Vorgehensweise, wie sie oben (Gleichungen 1.1) beschrieben wurde.
- Die Detektion von Stößen erfolgt über ein virtuelles Gitter, aber mit exakter Abstandsbetrachtung, d.h. auch umliegende Gitterzellen werden auf benachbarte Teilchen untersucht.
- Die Möglichkeit zur Einführung einer „Totzeit“, d.h. einer Wechselwirkungszeit, in der die Teilchen keine weiteren Stöße ausführen können. Ansonsten beträgt die „Totzeit“ einen Integrationszeitschritt, d.h. ein Teilchen kann pro Zeitschritt nur einen Stoß ausführen.

Eine genauere Beschreibung des entwickelten SP-Codes findet sich in Kapitel 3.

Kapitel 2

Interstellares Gas

2.1 Formen interstellaren Gases

Man unterscheidet hauptsächlich zwischen fünf verschiedenen Komponenten des interstellaren Gases. Die folgenden Angaben beziehen sich auf die Werte aus dem Buch von Dyson [10], andere Autoren geben abweichende Werte an.

1. Strahlungsangeregte Regionen:

Hier handelt es sich um diffuse Nebel mit einer Gasdichte von $n_H \approx 10^8 \text{ m}^{-3}$ (= Anzahl Wasserstoffatome pro Kubikmeter) und einer Temperatur von ca. 8000 K.

2. Kalte Regionen mit atomarem Wasserstoff:

Dies sind diffuse Wolken mit atomarem Wasserstoff und einer typischen Temperatur von 70 K. Beobachtet werden diese Gebiete durch Emission und Absorption der 21-cm-Linie des Wasserstoffs. Die Gasdichte in den Wolken beträgt $n_H \approx 3 \cdot 10^7 \text{ m}^{-3}$, was etwas weniger als die Dichte in diffusen Nebeln ist. Aus den Beobachtungen schließt man, daß das Gas in Form von Klumpen oder Wolken vorliegt. Die typische Geschwindigkeit einer Wolke beträgt etwa 10 km s^{-1} ; dadurch spielen sich Kollisionen zwischen zwei Wolken im Überschallbereich ab, da die Schallgeschwindigkeit innerhalb der Wolke bei 1 km s^{-1} liegt. Eine durchschnittliche Wolke besitzt einen Radius von 5 pc und eine Masse von $50 M_\odot$. Die Gesamtzahl dieser Wolken in unserer Galaxie wird mit $3 \cdot 10^7$ abgeschätzt. Für die Kühlung des Gases sind Rotationsübergänge wichtig; für die Heizung spielen Photoionisation, kosmische Strahlung und Röntgenstrahlung sowie Gasgeschwindigkeiten von 1 - 4 km s^{-1} , die zu Schockfronten führen, eine Rolle.

3. Kalte Regionen mit molekularem Wasserstoff:

Dabei handelt es sich ebenfalls um Wolken, die aber aus molekularem Wasserstoff und CO bestehen. Erkannt werden Molekülwolken durch ihre starke

Emission in den Rotationsbanden von CO. Da diese Regionen sehr oft zusammen mit jungen, heißen Sternassoziationen zu finden sind, nimmt man an, daß diese maßgeblich für die Sternentstehung verantwortlich sind. Die Temperatur in den Wolken beträgt etwa 10 - 30 K, die Dichten liegen bei $10^9 - 10^{10} \text{ m}^{-3}$, der Radius bei 5 pc. Daraus ergibt sich eine Masse von $> 1000 M_{\odot}$. Für die Kühlung dieser Wolken ist unzweifelhaft das CO-Molekül zuständig; für die Heizung stehen folgende Effekte zur Auswahl:

- Wenn eine Wolke kollabiert wird gravitative potentielle Energie frei. Diese kann entweder direkt in Wärme umgewandelt werden oder durch Erzeugung von „Überschall“-Gasbewegungen in Schockfronten kinetische Energie in Wärme umwandeln.
- Falls warme Staubeinschlüsse vorhanden sind, kann sich das Gas durch Kollisionen mit dem Staub aufheizen. Der Staub selbst wird durch Infrarotquellen, die in vielen Wolken zu finden sind, aufgeheizt.
- Der Effekt, den J. E. Dyson [10] am wahrscheinlichsten hält, ist eine Aufheizung durch das galaktische Magnetfeld. Dabei werden die auch in Molekülwolken vorhandenen Ionen durch das Magnetfeld (Lorenzkraft) beschleunigt und können mittels Stöße kinetische Energie an die neutralen Moleküle weitergeben.

Zu dieser Form des interstellaren Gases gehören auch die GMC, die weiter unten beschrieben werden.

4. Zwischenwolkengas:

Bei Untersuchungen im Bereich der 21-cm-Linie zeigte sich das Vorhandensein von heißem ($\approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$) atomaren Wasserstoff. Dieser füllt mit einer Dichte von $3 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$ H-Atomen und $5 \cdot 10^4 \text{ m}^{-3}$ Elektronen (= 10 - 20% Ionisierung) die Hälfte des interstellaren Raumes aus.

5. Koronales Gas („coronal gas“):

Diese Komponente des interstellaren Gases, das man mit Hilfe von Röntgenbeobachtungen bei Supernova-Überresten gefunden hat, ist extrem heiß (10^6 K). Auch im Ultraviolett-Spektrum von heißen Sternen findet man Absorptionslinien vom O-VI-Ion; dies ist ebenfalls ein Indikator für sehr heißes Gas ($5 \cdot 10^5 \text{ K}$). Die Dichte dieser Gaskomponente ist mit $< 10^4 \text{ m}^{-3}$ sehr gering. Die Heizung für dieses Gas wird durch die Schockfronten, die von Supernovae oder Sonnenwinden ausgehen, aufrechterhalten. Auch diese Komponente füllt fast die Hälfte des interstellaren Raumes aus, und dehnt sich auch ober- und unterhalb der galaktischen Scheibe aus.

Region	Dichte [m^{-3}]	Temperatur [K]	Druck [Nm^{-2}]
diffuse Nebel (1)	$\geq 10^8$	8000	$\geq 1.1 \cdot 10^{-11}$
diffuse atomare Wolken (2)	$3 \cdot 10^7$	70	$2.9 \cdot 10^{-14}$
Zwischenwolkengas (4)	$3 \cdot 10^5$	6000	$2.8 \cdot 10^{-14}$
Molekülwolken (3)	$10^9 - 10^{10}$	20	$2.8 \cdot 10^{-13}$
koronales Gas (5)	$< 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$< 6.9 \cdot 10^{-14}$

Tabelle 2.1: Formen des interstellaren Gases

2.2 Giant Molecular Clouds

GMC sind die größten zusammenhängenden Gebilde aus interstellarem Gas, die beobachtet wurden. Entdeckt wurden sie zuerst von Pat Thaddeus (s. [22]). Sie besitzen eine Masse von bis zu einigen Millionen Sonnenmassen, eine Temperatur von 10 - 70 K und eine Ausdehnung von 20 - 200 pc. Sie bestehen zum größten Teil aus molekularem Wasserstoff mit einer mittleren Dichte von maximal 10^{13} m^{-3} . Von einer mittleren Dichte von etwa 10^9 m^{-3} an bilden sich Sternentstehungsgebiete innerhalb der GMC. GMC sind normalerweise von einer Wolke aus atomarem H umgeben und beherbergen einen oder mehrere dichte Kerne, in denen es zu Sternentstehung kommen kann. Obwohl die GMC etwa die Hälfte der Masse des interstellaren Mediums ausmachen, füllen sie aber nur 2% des interstellaren Raumes. Zu den Bestandteilen gehören auch Staub und komplexe Moleküle. GMC sind immer in Verbindung mit offenen Haufen aus heißen O- und B-Sternen zu finden. Die heißen molekularen Kerne erreichen Temperaturen bis 2000 K, Dichten von bis zu 10^{14} m^{-3} und Massen von 50 - 1000 M_{\odot} . Die Mehrheit der GMC findet man in einem Bereich zwischen 4 und 8 kpc vom galaktischen Zentrum entfernt, ihre Anzahl wird mit ca. 4000 angegeben. [22]

	Komplex	Wolke	Kern
Größe [pc]	20-200	3-20	0.5-3
Dichte [cm^{-3}]	100-300	10^3-10^4	10^4-10^6
Masse [M_{\odot}]	10^5-10^7	10^3-10^5	$10-10^3$
Temperatur [K]	7-15	15-40	30-100

Tabelle 2.2: Regionen einer GMC

Aus hydrodynamischen Rechnungen ergeben sich die Bedingungen für den Kollaps einer Molekülwolke und darauffolgender Sternentstehung mit den oben angeführten Daten zu $M_{crit} \approx 30 M_{\odot}$ und $R_{crit} \approx 0.3 \text{ pc}$. Es zeigt sich, daß eine

Molekülwolke sehr viele kleine Untereinheiten besitzen kann, die individuell kollabieren können. Auch ist es sehr wahrscheinlich, daß eine solche Unterstruktur selbst fragmentiert und die Fragmente für sich kollabieren. Dadurch können dann Gruppen von Sternen entstehen.

2.3 Gas in elliptischen Galaxien

In elliptischen Galaxien (= E) kann man, nach einem zusammenfassenden Artikel von F. Schweizer [17], folgende Komponenten an interstellarem Gas finden:

1. Staub:

In ca. 25 - 40% der elliptischen Feldgalaxien findet man „dust lanes“. Seiner Meinung nach werden diese nicht zerstört, weil der Staub meistens in die kalte Gaskomponente eingebettet ist. Die Staubmassen bewegen sich im Bereich von 10^4 - $10^5 M_{\odot}$.

2. Kaltes Gas, HI (< 100 K):

Lange Zeit glaubte man, daß es in elliptischen Galaxien kein kaltes Gas geben kann. Inzwischen hat man in 10 - 15% aller E HI Massen von der Beobachtungsuntergrenze $10^5 M_{\odot}$ bis zu $\approx 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ gefunden. Das kalte Gas ist immer in Form einer Scheibe oder eines Rings zu finden. Meistens rotiert die Scheibe noch innerhalb der Galaxie. Über die Entstehung des kalten Gases ist bis jetzt noch sehr wenig bekannt. Da man aber bei vielen elliptischen Galaxien mit einer Gasscheibe eine Scheibengalaxie in nächster Nähe gefunden hat, vermutet man, daß diese als Geber-Galaxien fungiert haben.

3. Warmes Gas, HII ($\approx 10^4$ K):

Bei bis zu 60% aller beobachteten E konnte man bisher ionisiertes Gas feststellen. Es liegt meist in Regionen vor, die Ausmaße von < 1 kpc haben. Es wurden aber auch schon größere Gebiete gefunden. Das ionisierte Gas scheint immer schneller als die Sterne zu rotieren und ist meist scheibenförmig angeordnet.

4. Heißes Gas ($> 10^6$ K):

Das meiste Gas in E liegt in Form von heißem, koronalem Gas vor. Die Massen dieser Gaskomponente liegen bei $5 \cdot 10^8$ bis $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Bei 10^7 K liegt die Protonengeschwindigkeit bei ca. 300 km s^{-1} , was etwa der Geschwindigkeitsdispersion der Sterne entspricht.

Molekulares Gas bzw. Molekülwolken wurden bisher in E noch nicht gefunden.

2.4 Ein wenig Hydrodynamik

Die freie Weglänge λ eines Teilchens im interstellaren Gas ist, obwohl für unsere Anschauung groß, im Verhältnis zu den Größen der Regionen, die das Gasteilchen beherbergen sehr gering. Dadurch erleidet das Teilchen bei seinem Weg durch einen Teil der Gasregion sehr viele Stöße. Deshalb ist es gerechtfertigt für die Teilchen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung anzunehmen und ihnen eine kinetische Temperatur zuzuordnen. Das Gas läßt sich durch makroskopische Größen wie Temperatur (T), Druck (P), Dichte (ρ) und Geschwindigkeit (u) beschreiben. Aus der Annahme, daß das λ der Gasteilchen klein ist, folgert man weiter, daß bei der Kollision zweier Gasströme keine nennenswerte Diffusion auftritt, sondern die beiden Komponenten nach dem Zusammenstoß ihre Identität bewahren.

Die Gleichungen für die Gasströmungen erhält man durch Anwendung der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie. Die dazugehörigen Gleichungen in vereinfachter eindimensionaler Form sind:

1. Kontinuitätsgleichung für die Erhaltung der Masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

2. Euler-Gleichung für die Impulserhaltung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.2)$$

Bei Berücksichtigung von Gravitationskräften, Magnetfeldern oder Strahlungsfeldern müssen auf der rechten Seite noch entsprechende Terme eingefügt werden. Außerdem wurden bei der Aufstellung dieser Gleichung die Viskositätskräfte vernachlässigt, was gerechtfertigt ist, wenn die Skalenlänge des betrachteten Phänomens größer ist als λ .

Gas, Druck und Temperatur sind über folgende Gleichung verknüpft:

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m}$$

μ ist das mittlere Molekulargewicht (neutral = 1, ionisiert = 1/2)

3. Energieerhaltung

Die Gleichung für die Energieerhaltung ist im allgemeinen sehr schwierig zu bestimmen. Es gibt jedoch zwei Spezialfälle, in denen sich die Energiegleichung auf eine einfache Relation zurückführen läßt:

- adiabatischer Fluß:

$$P = K \cdot \rho^\gamma \quad (2.3)$$

mit $\gamma = 5/3$ und K einer Konstanten.

- isothermer Fluß:

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m} \quad (2.4)$$

Kapitel 3

Die Programme

3.1 SUPERBOX

SUPERBOX ist eine Weiterentwicklung des klassischen Particle-Mesh-Codes [11], genauer ein PM²-Code („particle multiple mesh“) [3]. Die Idee besteht darin, das kartesische $N \times N \times N$ ($N = \text{Potenz von } 2$) Gitter des einfachen PM-Codes in drei Untergitter zu unterteilen.

Das gesamte Simulationsgebiet, d.h. das „lokale Universum“, (der Kantenlänge $2R_{system}$) wird in ein grobes, äußeres kartesisches Gitter mit $32 \times 32 \times 32$ Zellen eingeteilt.

Der Bereich des Simulationsraumes, in dem die Galaxie liegt, wird in ein weiteres, höher auflösendes Gitter gelegt (Länge $2R_{out}$), das ebenfalls aus $32 \times 32 \times 32$ Zellen besteht.

Schließlich gibt es noch ein hochauflösendes Gitter ($2R_{core}$) gleicher Zellenzahl, das den Kernbereich der Galaxie umfaßt. Damit läßt sich das Dichtezentrum der Galaxie genauer beschreiben.

Für die Potentialberechnung werden die Teilchen aber in insgesamt 5 Gitter eingeteilt:

- Gitter 1 enthält alle Teilchen innerhalb von R_{core} , mit einer Gitterlänge, die dem hochaufgelösten Gitter entspricht.
- Gitter 2 enthält ebenfalls nur die Teilchen von Gitter 1, hat aber die Ausdehnung R_{out} und ist nur mit der mittleren Auflösung ausgestattet.
- Gitter 3 ist genauso groß wie Gitter 2 und enthält alle Teilchen zwischen R_{core} und R_{out} in der mittleren Auflösung.
- Gitter 4 umfaßt alle Teilchen bis zum Abstand R_{out} und hat die maximale Ausdehnung R_{system} , d.h. die geringste Auflösung.

- Gitter 5 beherbergt bei grober Auflösung schließlich alle Teilchen, die sich noch innerhalb des Systems (R_{system}) aufhalten und außerhalb von R_{out} liegen.

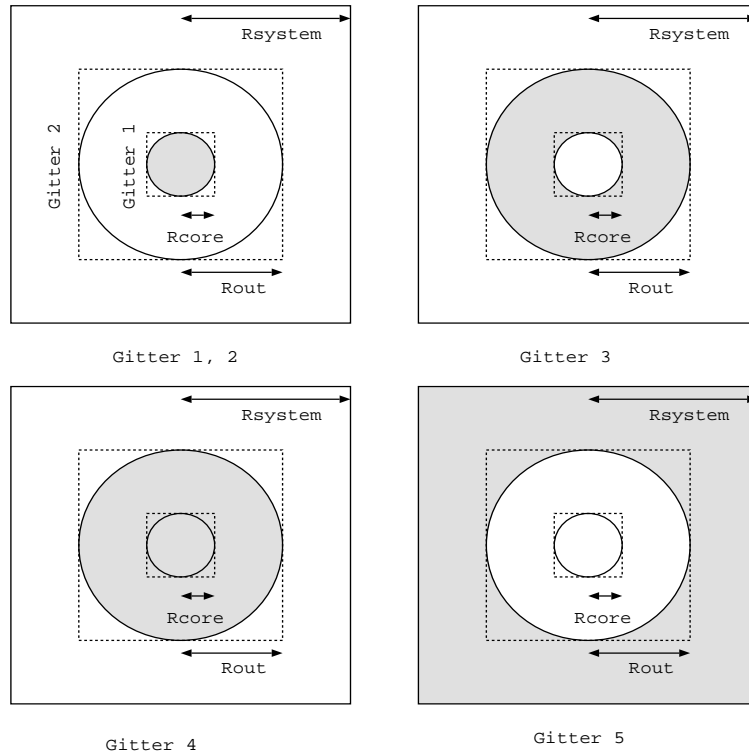


Abbildung 3.1: Die Gitter von Superbox

Die Kraftberechnung für das einzelne Teilchen setzt sich nun wie folgt zusammen:

- Liegt ein Teilchen innerhalb von R_{core} , so wirkt das Potential von Gitter 1, 3 und 5; d.h. liegt ein Teilchen im Zentralbereich einer Galaxie, so wird für dieses das Potential im Zentrum sehr gut aufgelöst, die Kraftberechnung wird dadurch exakter.
- Ansonsten wirkt, wenn das Teilchen sich noch innerhalb von R_{out} befindet, das Potential von Gitter 2, 3 und 5, die Auflösung des Potentials ausreichend.
- Für alle Teilchen, die weiter außen sind, berechnet sich das Potential aus den Anteilen von Gitter 4 und 5.

Die Begründung für dieses „Zusammenkleben“ liegt in der Additivität des Potentials. Somit wird die Kraftberechnung und die Integration der Teilchenbahnen gerade in Bereichen hoher Teilchendichte genauer als der klassische PM-Code. Zudem lassen sich die inneren Gitter entweder auf das Massen- oder das Dichtezentrum fokussieren, sodaß auch bei Wechselwirkungen die hohe Auflösung immer an der „richtigen“ Stelle ist.

Die Berechnung der Potentiale läuft nach folgendem Schema ab [3]:

In einem kollisionsfreien System ist die Beschleunigung eines Sterns durch die gemittelte Gravitationskraft gegeben. Um das Potential, das diese Kraft erzeugt, zu berechnen, werden die Teilchen in ein dreidimensionales kartesisches Gitter der Kantenlänge N eingeteilt. Daraus ergibt sich die Massendichte $\varrho_{x,y,z}$ für jede Zelle. Das Potential $\Phi_{x,y,z}$ erhält man, indem man die Poisson-Gleichung für jede Zelle löst:

$$\Phi_{x,y,z} = G \sum_{a=0}^{N-1} \sum_{b=0}^{N-1} \sum_{c=0}^{N-1} \varrho_{a,b,c} \cdot H_{a-x,b-y,c-z} \quad (3.1)$$

Dabei ist $H_{a-x,b-y,c-z}$ die Greensfunktion, die dem inversen Abstand zwischen a, b, c und x, y, z entspricht:

$$H_{a-x,b-y,c-z} = \frac{1}{\left((a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2 + \varepsilon^2\right)^{1/2}} \quad (3.2)$$

ε spielt dabei die Rolle eines Softening-Parameters.

Die Berechnung solcher Dreifachsummen dauert enorm lange. Um die Rechenzeit drastisch zu reduzieren, bedient man sich der Fast-Fourier-Transformation (FFT), die das Problem ebenso exakt löst. Dazu muß die Anzahl der Zellen in einer Raumrichtung einer Potenz von 2 entsprechen. Man erhält die transformierten Größen nach folgenden Gleichungen:

1. Fourier-Transformation von ρ und H :

$$\begin{aligned} \hat{\varrho}_{a,b,c} &= \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} \sum_{z=0}^{N-1} \varrho_{x,y,z} \cdot \exp\left(-i\frac{2\pi}{N}(ax + by + cz)\right) \\ \hat{H}_{a,b,c} &= \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} \sum_{z=0}^{N-1} H_{x,y,z} \cdot \exp\left(-i\frac{2\pi}{N}(ax + by + cz)\right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

2. Rücktransformation:

$$\Phi_{x,y,z} = \frac{G}{N^3} \sum_{a=0}^{N-1} \sum_{b=0}^{N-1} \sum_{c=0}^{N-1} \hat{\varrho}_{a,b,c} \cdot \hat{H}_{a,b,c} \cdot \exp\left(+i\frac{2\pi}{N}(ax + by + cz)\right) \quad (3.4)$$

Da aber das Potential nur für periodische Systeme korrekt ist, bedient man sich eines genialen Tricks: Um das Potential für ein isoliertes System zu erhalten, wird die Anzahl der Gitterpunkte verdoppelt: $(2N) \times (2N) \times (2N)$. Ansonsten erhält man „Geisterbilder“ des Potentials, durch periodische Fortsetzung. Das ursprüngliche Gitter von ϱ der Länge N enthält weiterhin alle Teilchen, während der Rest des großen Gitters leer bleibt. Die Funktion H wird folgendermaßen auf das größere Gitter erweitert:

$$\begin{aligned} H_{2N-x,y,z} &= H_{2N-x,2N-y,z} = H_{2N-x,y,2N-z} = H_{2N-x,2N-y,2N-z} \\ &= H_{x,2N-y,z} = H_{x,2N-y,2N-z} = H_{x,y,2N-z} = H_{x,y,z} \end{aligned} \quad (3.5)$$

für $0 \leq x, y, z \leq N$. Wenn man die erweiterten Funktionen transformiert, erhält man im ursprünglichen Gitter das physikalisch korrekte Potential Φ . Außerhalb des aktiven Gitters ist Φ unphysikalisch. Aus Symmetriegründen muß man aber nicht die kompletten großen Felder bereitstellen. Für Φ genügt ein Array der Größe $N \times (2N) \times (2N)$ und für H nur $(N+1) \times (N+1) \times (N+1)$. Da außerdem H konstant ist, muß die transformierte Greensfunktion nur ein einziges Mal am Anfang der Simulation berechnet werden.

Durch numerische Differentiation des Potentials erhält man die Beschleunigung a für jedes Teilchen in allen drei Raumrichtungen. Diese werden dann durch das Leap-Frog-Integrationschema:

$$\begin{aligned} \dot{x}(t + \delta t/2) &= \dot{x}(t - \delta t/2) + \delta t \cdot a_x \\ x(t + \delta t) &= x(t) + \delta t \cdot \dot{x}(t + \delta t/2) \end{aligned} \quad (3.6)$$

weiterbewegt. Die Formeln gelten analog für die y - und z -Richtung.

Bei Simulationen von wechselwirkenden Galaxien wird die oben angeführte Unterteilung für beide Galaxien vorgenommen, wobei zu beachten ist, das der Radius für das Gesamtsystem (R_{system}) für beide Galaxien der gleiche sein muß.

Ursprünglich wurden zwei (wechselwirkende) Galaxien mit Hilfe von $2 \cdot 5$ Gittern behandelt. Inzwischen ist es nach N. Waßmer et al. [4] möglich, beliebig viele Galaxien in insgesamt 5 Gittern zu behandeln.

Bei der Kraftberechnung werden für jede Galaxie nacheinander jeweils die 5 Potentiale auf den 5 Gittern bestimmt und die Einflüsse dieser Potentiale auf alle Teilchen aus allen Galaxien berechnet, d.h. bevor die Potentiale der nächsten Galaxie bestimmt werden, werden zunächst mittels Leap-Frog-Schema die Geschwindigkeiten aller Teilchen weiterintegriert. Erst wenn auf die Geschwindigkeit der Teilchen die Anteile aller Galaxien aufaddiert wurden, werden die neuen Positionen der Teilchen durch das Integrationschema bestimmt. Durch diese nachträgliche und wesentliche Verbesserung wurde der Speicherbedarf und die Geschwindigkeit von SUPERBOX weiter optimiert.

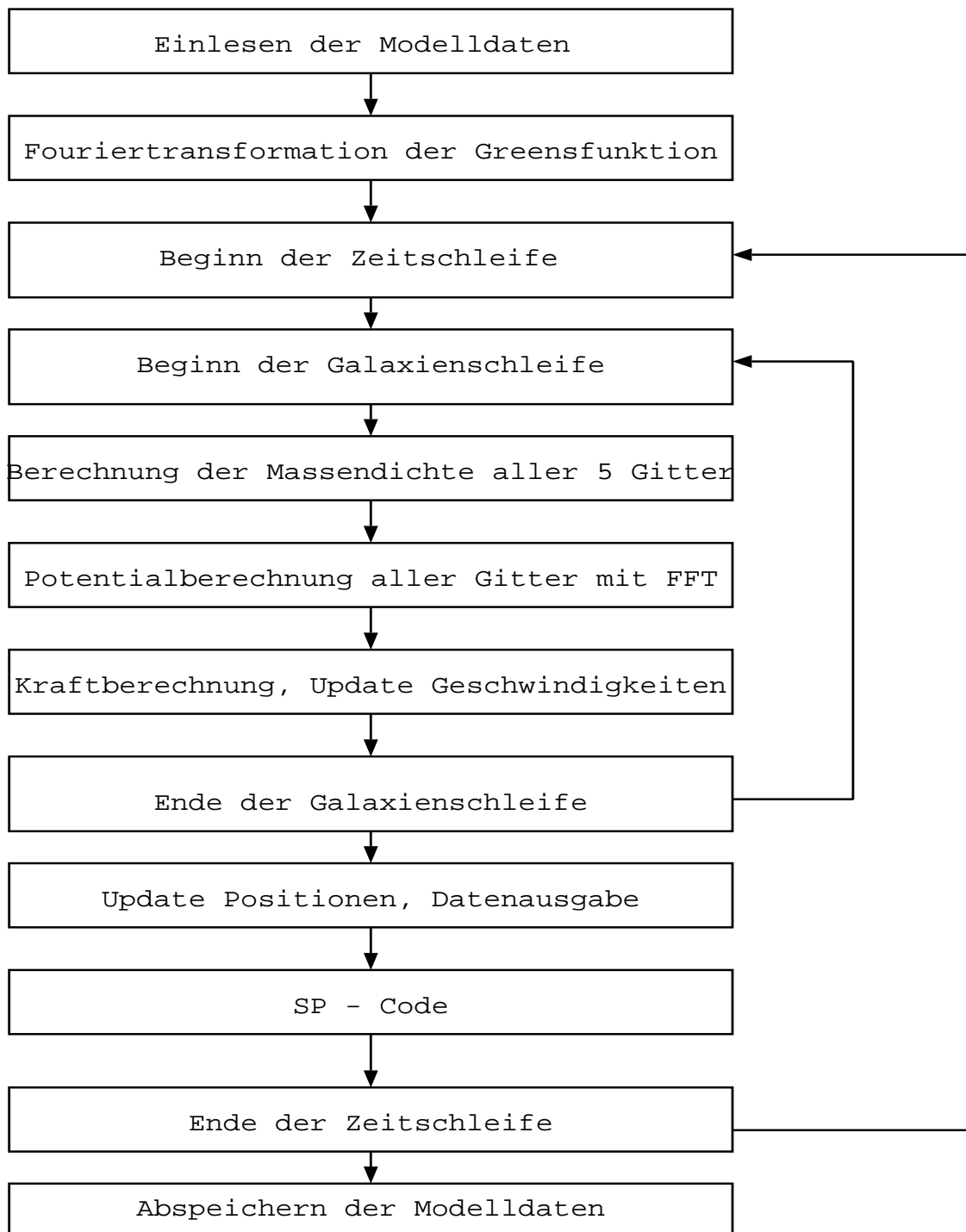


Abbildung 3.2: Flußdiagramm für Superbox

3.2 Sticky-Particle-Code

Nach einer Reihe von Versuchen hat sich folgender „Sticky“-Code als erfolgversprechend erwiesen:

1. Als Parameter werden folgende Werte an SUPERBOX übergeben:

- STICKY: Anzahl der als „Sticky“-Teilchen (d.h. Teilchen, die die Fähigkeit besitzen inelastisch zu stoßen) definierten „Supersterne“ einer Galaxie.
- ABMAX: Maximaler Abstand, den zwei „Sticky“-Teilchen haben dürfen, um noch miteinander zu stoßen; dabei sollte man beachten, daß die Integrationsschrittweite so klein ist, daß ein SP pro Zeitschritt nicht sehr viel mehr als ABMAX an Strecke zurücklegt, um keine Stöße zu verlieren.
- GFAC: Unterteilungsfaktor für das äußerste Gitter von SUPERBOX; wird gebraucht um die Einteilung in das virtuelle „Sticky“-Hilfsgitter vorzunehmen, das prinzipiell mit den SUPERBOX-Gittern nichts zu tun hat. Dieses äußerste SUPERBOX-Gitter hat die Länge $2 R_{System}$ und wird in $N = 32$) Zellen pro Raumrichtung aufgeteilt. Jede dieser Zellen wird für das virtuelle „Sticky“-Gitter noch in $GFAC^3$ Unterzellen unterteilt. Es ist zu berücksichtigen, daß die Länge einer solchen Unterzelle in etwa dem maximalen Stoßabstand entspricht.

$$\text{Anzahl der Zellen pro Raumrichtung} = N \cdot GFAC \quad (3.7)$$

- TFAC: Multiplikator für die „Totzeit“ (= Wechselwirkungszeit) nach dem Stoß; wenn zwei Teilchen gestoßen haben, so wird für beide eine charakteristische Stoßzeit berechnet, die nach der Impulsapproximation [5] der Zeit entspricht, in der die beiden Teilchen noch in Stoßreichweite bleiben. Für diese Zeitspanne dürfen die Teilchen keinen weiteren Stoß ausführen. Sie wird mit TFAC multipliziert und kann somit künstlich verlängert oder verkürzt werden.

$$DEADTIME = \frac{ABMAX}{VEND} \cdot TFAC \quad (3.8)$$

Dabei ist VEND die verringerte Relativgeschwindigkeit nach dem Stoß. Wird $TFAC = 0$ gesetzt, so wird keine „Totzeit“ berechnet, aber jedes Teilchen kann trotzdem nur einmal pro Zeitschritt einen Stoß ausführen.

- SFACR: Faktor für den maximalen Relativgeschwindigkeitsverlust der beiden Teilchen in radialer Richtung bezüglich ihres Abstandvektors.

- *SFACT*: Faktor für den Verlust in tangentialer Richtung; soll neben dem Impuls auch der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße sein, so muß $SFACT = 0$ gewählt werden.

Der Verlust an Relativgeschwindigkeit bei einem Stoß hängt linear vom Verhältnis zwischen Abstand und *ABMAX* ab, d.h. bei einem zentralen Stoß würden die Teilchen 100% ihrer Relativgeschwindigkeit verlieren; entspricht der Abstand dem Parameter *ABMAX* dann ergeben sich 0%. Dieser Wert wird noch mit einem Faktor multipliziert (*SFACR* und *SFACT* für die radiale bzw. tangential Komponente); z.B. bedeutet $SFACR = 0.1$, daß 10% der radialen Relativgeschwindigkeit bei einem zentralen Stoß verloren gehen.

$$\begin{aligned}
 SOFTR &= \frac{ABSTAND}{ABMAX} \cdot SFACR \\
 SOFTT &= \frac{ABSTAND}{ABMAX} \cdot SFACT
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
 v'_{rel,rad} &= v_{rel,rad} \cdot SOFTR \\
 v'_{rel,tan} &= v_{rel,tan} \cdot SOFTT
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

$$VEND = v'_{rel,rad} + v'_{rel,tan}$$

Der SP-Algorithmus kann bei „ungeschickter“ Wahl der Parameter zu signifikant unterschiedlichen Ergebnissen bei gleicher Ausgangssituation führen. Da die Teilchen keine kontinuierliche Bahn beschreiben, sondern diskrete Bahnpunkte einnehmen, ist es wichtig, um die Stoßrate der SP im statistischen Mittel realistisch und konstant zu halten, den maximalen Stoßabstand in etwa so groß zu wählen wie die Strecke, die ein durchschnittliches Teilchen pro Zeitschritt zurücklegt. Weiterhin ist zu beachten, daß der Zeitschritt nicht „zu groß“ gewählt wird. Bei meinen Simulationen sind die Parameter der inneren Geschwindigkeitsdispersion der Teilchen angepaßt. Wird der Zeitschritt kleiner gewählt, muß man, damit die Stoßrate bei gleichbleibenden SP-Parametern nicht künstlich überhöht wird, eine „Totzeit“ einführen. Eine exaktere Lösung wäre die Betrachtung der linearen Verbindung zwischen zwei Bahnpunkten eines SP. Kommen sich zwei solcher Verbindungslinien so nahe, daß sich die beiden SP-Teilchen bei ihrem „Flug“ berühren, so wird der Stoßalgorithmus aufgerufen. Diese Lösung erfordert nicht nur zusätzlichen Speicherplatz für die alten Positionen (bei 100,000 Teilchen ca. 1.2 MB) sondern auch einen erheblichen zusätzlichen Rechenaufwand bei

der Stoßdetektion. Dieser Lösungsansatz wurde von mir verworfen. Auch in der Literatur findet sich kein Hinweis auf eine solche Vorgehensweise.

Eine ausführliche Diskussion der Schwierigkeiten, die typisch für einen SP-Algorithmus sind, findet sich im letzten Kapitel.

2. Beim Start von SUPERBOX werden alle für die SP wichtigen Größen initialisiert. Die Anzahl der Hilfsgitterzellen des virtuellen „Sticky“-Gitters in einer Gitter-Reihe, einer -Ebene und im -Kubus werden berechnet. (IYFAC, IZFAC, IMAXNR)

$$\begin{aligned} IYFAC &= N \cdot GFAC \\ IZFAC &= IYFAC^2 \\ IMAXNR &= IZFAC \cdot IYFAC \end{aligned} \quad (3.11)$$

Außerdem werden im Array WERT die relativen Gitterpositionen, der zu untersuchenden umliegenden Gitterzellen zueinander abgelegt, damit diese nicht bei jedem Schritt neu berechnet werden müssen. Zudem wird der Array mit den Totzeiten DEADTIME am Anfang auf Null gesetzt.

3. In der Routine PUSHER2 von SUPERBOX werden nach dem Weiterbewegen der Teilchen die Schwerpunkte von Ort und Geschwindigkeit berechnet. Dies geschieht für die stellardynamischen und die „Sticky“-Teilchen getrennt. Hinterher werden auch die Massenschalen bezüglich der einzelnen Massenzentren getrennt berechnet. Zusätzlich wird die Geschwindigkeitsdispersion der SP in der Unterroutine STDATA berechnet. Alle Werte gehen in die Ausgaberoutine.
4. Nach der Integration der Teilchen erfolgt der Hauptteil des „Sticky“-Codes, nämlich der Algorithmus BATSCHE, wo die Stoßdetektion erfolgt. Zuerst wird für jedes als „sticky“ deklarierte Teilchen seine Zellnummer (= „Hausnummer“, hnr) im „Sticky“-Hilfsgitter festgestellt. Nochmals: Das Gitter, in das die SP eingeteilt werden existiert nicht wirklich, d.h. es wird kein Speicher dafür benötigt. Die „Hausnummer“ berechnet sich aus der relativen Lage im Hilfsgitter (IXNR, IYNR, IZNR) wie folgt:

$$INUM = IXNR + 1 + (IYNR \cdot IYFAC) + (IZNR \cdot IZFAC) \quad (3.12)$$

Sie wird in die zweite Spalte des Arrays LISTE eingetragen. In die erste Spalte kommt die Nummer des Teilchens selbst.

5. Danach wird LISTE bezüglich der Zellennummern sortiert. Dies geschieht mit dem Quicksort-Algorithmus aus Numerical Recipes [20]. Es werden nicht die Teilchenarrays selbst sortiert sondern nur die „Hausnummern“ und die Teilchennummern.

6. Dann beginnt die Abfrage, ob zwei Teilchen sich in einem kleineren Abstand als ABMAX befinden. Sind zwei Teilchen in der selben Zelle, so haben sie die gleiche „Hausnummer“ und liegen im sortierten Array LISTE hintereinander. Bei jedem Teilchen wird also zuerst ermittelt, ob ein weiteres die gleiche Zellennummer besitzt. Dabei werden Teilchen, die schon einen Stoß ausgeführt haben bzw. mit einer „Totzeit“ belastet sind, ausgenommen. Haben zwei Teilchen die gleiche „Hausnummer“, so wird der Abstand der beiden Teilchen berechnet (ABSTAND). Ist dieser kleiner als ABMAX, so wird GLUE aufgerufen. Ist kein weiteres Teilchen in der gleichen Zelle vorhanden, so wird LISTE nach den Zellennummern der umliegenden Boxen durchsucht. Damit ein Pärchen nicht etwa zweimal gefunden wird, wird nur die Hälfte der Boxen abgesucht, deren „Hausnummer“ größer als die der ursprünglichen Zelle ist. (s.Abb. 3.3) Die „Hausnummern“ der umliegenden

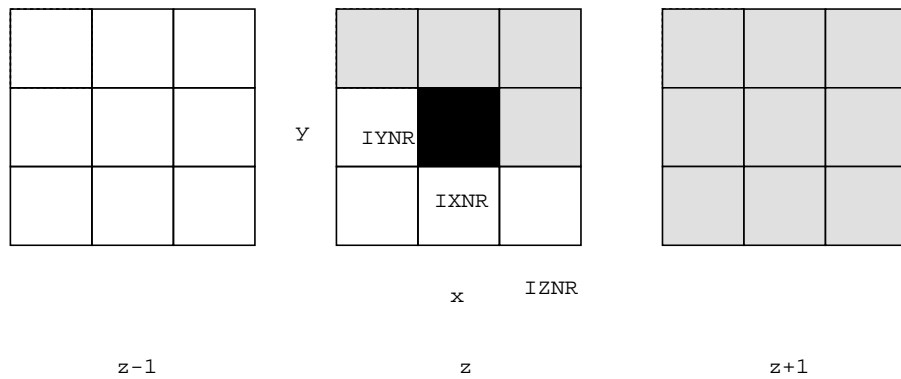


Abbildung 3.3: Untersuchte Nachbarzellen im virtuellen SP-Gitter

Zellen erhält man, indem man zur Nummer der Zelle sukzessive die Zahlen aus dem Array WERT addiert.

$$hnr(n) = hnr(0) + \sum_{i=1}^{13} WERT(i) \quad (3.13)$$

Am Ende der BATSCHE-Routine wird noch der Array LISTE wieder auf Null gesetzt.

7. Im Unterprogramm GLUE wird der eigentliche Stoßvorgang simuliert. Um das Maß der Inelastizität (SOFT) eines Stoßes zu ermitteln, wird das Verhältnis aus ABSTAND und ABMAX gebildet und mit dem Faktor SFAC multipliziert, um den Wertebereich gegebenenfalls zu verkleinern. (Gleichung 3.9) Danach wird die Relativ- und die Schwerpunktgeschwindigkeit der beiden Teilchen ermittelt. Die Relativgeschwindigkeit wird mit SOFT multipliziert. Dies geschieht für radiale (SOFTTR) und tangential (SOFTTT)

Richtung getrennt. Anschließend werden die beiden Geschwindigkeiten wieder für beide Teilchen zusammengefügt.

Die „Totzeit“ der beiden Teilchen entspricht der Länge des Stoßvorganges in der Impulsapproximation, s. Gleichung 3.8. Die „Totzeit“ läßt sich noch mit dem freien Parameter TFAC verlängern oder verkürzen und wird dann in die zweite Spalte des Arrays DEADTIME geschrieben. Falls TFAC = 0 gewählt wurde, kommt in die zweite Spalte nur eine 1 um zu zeigen, daß das Teilchen einen Stoß ausgeführt hat.

8. An das BATSCH-Unterprogramm schließt sich noch die Routine TIMEUP an. In dieser werden bei allen „Stickies“, die einen Eintrag in der zweiten Spalte von DEADTIME haben, der Zeitschritt DT in der ersten Spalte addiert. Danach wird abgefragt, ob der Wert aus Spalte 1 schon größer als die „Totzeit“ des Teilchens in Spalte 2 ist. Ist dies der Fall, so werden alle Spalten des Teilchens wieder auf Null gesetzt. Bei der Wahl von TFAC = 0 werden einfach nur die „Einsen“ aus der zweiten Spalte genommen.

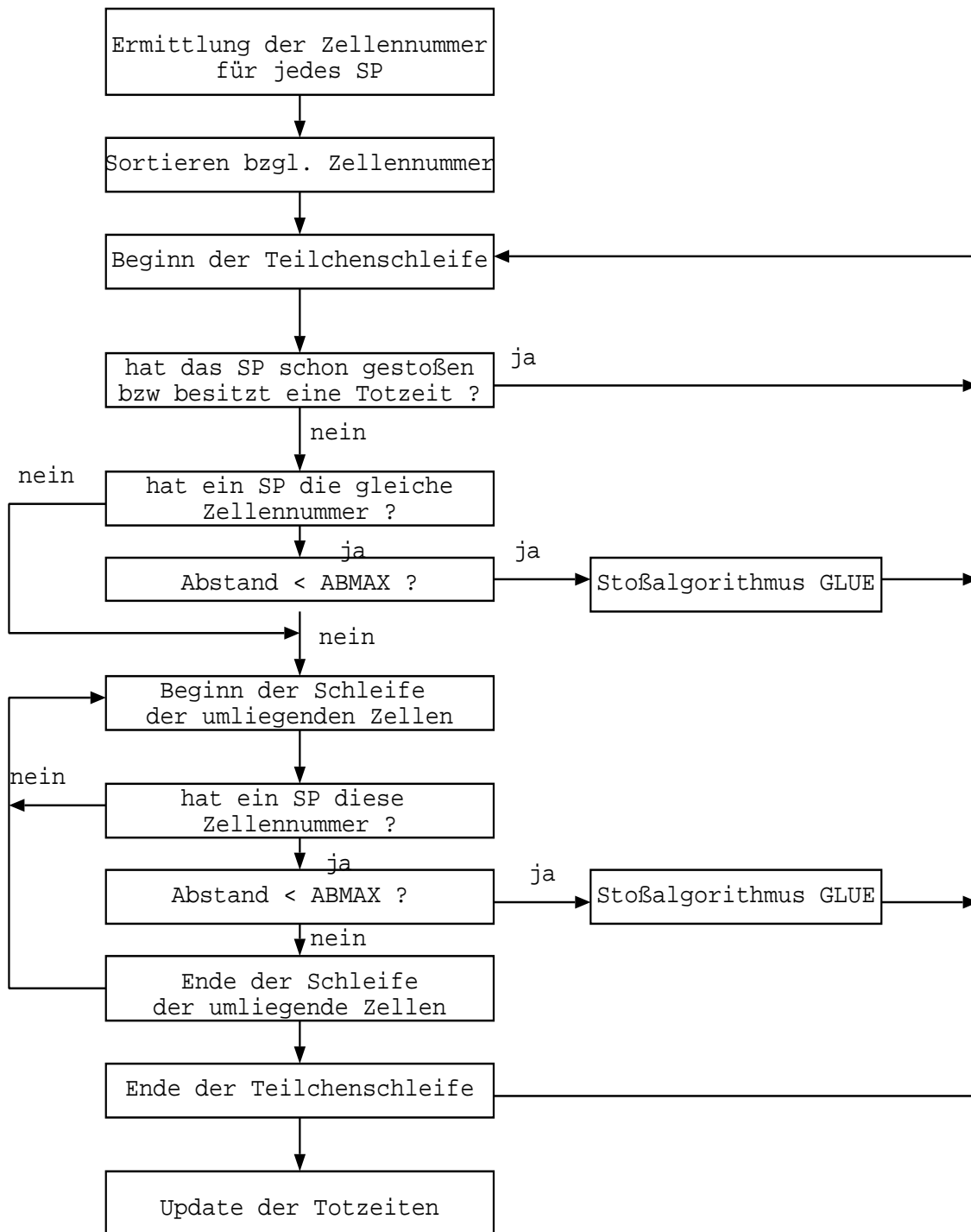


Abbildung 3.4: Flußdiagramm des SP-Codes

Kapitel 4

Isolierte Plummersphäre

4.1 Theoretische Beschreibung

Eine Plummersphäre ist eine kugelsymmetrische Anordnung von gravitierenden Teilchen und dient als einfaches Modell für eine elliptische Galaxie. Der große Vorteil des Plummermodells ist die analytische Berechenbarkeit [5].

Die Verteilungsfunktion des Plummermodells hat folgende Abhängigkeit:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = f(|\vec{r}|, |\vec{v}|) = f(E) \sim \begin{cases} \left| \frac{E}{m} \right|^{7/2} & -\frac{GM}{R_{pl}} \leq \frac{E}{m} \leq 0 \\ 0 & \frac{E}{m} < -\frac{GM}{R_{pl}} \text{ oder } \frac{E}{m} > 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

mit:

$$f(|\vec{r}|, |\vec{v}|) = \frac{24\sqrt{2}}{7\pi^3} \cdot \frac{R_{pl}^2}{G^5 M^4} \cdot \left| \frac{1}{2} v^2 + \Phi(r) \right|^{7/2}$$

wobei R_{pl} (Plummerradius) eine charakteristische Skalenlänge ist, M die Gesamtmasse der Galaxie, m die Masse eines Sterns und E die Gesamtenergie bezeichnet. Wie man sieht ist die Verteilungsfunktion nur abhängig von der Energie.

Integriert man f über den Geschwindigkeitsraum, so erhält man folgende Dichteverteilung:

$$\varrho(r) = \frac{3M}{4\pi R_{pl}^3} \cdot \left(1 + \frac{r^2}{R_{pl}^2} \right)^{-5/2} \quad (4.2)$$

Eine Sphäre mit Radius r enthält somit im Volumen V_r die Masse:

$$m(r) = \int_0^{V_r} \varrho(r') dV_{r'} = \frac{Mr^3}{R_{pl}^3} \cdot \left(1 + \frac{r^2}{R_{pl}^2} \right)^{-3/2} \quad (4.3)$$

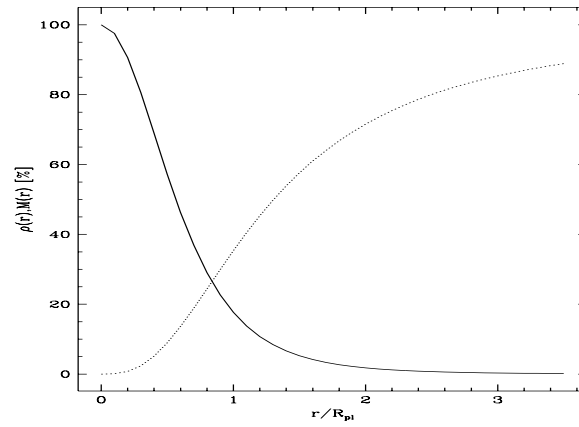


Abbildung 4.1: Dichte- und Massenverteilung der Plummersphäre

Diese Verteilung erzeugt ein Potential, das gegeben ist durch:

$$\Phi(r) = -G \frac{M}{R_{pl}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{R_{pl}}\right)^2}} \quad (4.4)$$

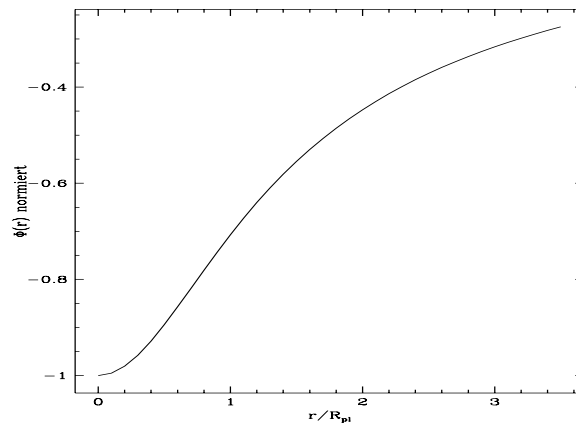


Abbildung 4.2: Potential der Plummersphäre

Die Gesamtenergie hat den Wert:

$$E = -\frac{3\pi}{64} \frac{GM^2}{R_{pl}} \quad (4.5)$$

Aus der Anwendung des Virialsatzes erhält man die innere Geschwindigkeitsdispersion zu:

$$\sigma = \sqrt{\frac{3\pi}{32} \frac{GM}{R_{pl}}} \quad (4.6)$$

und den Virialradius zu:

$$r_{vir} = -\frac{GM^2}{4E} = \frac{16}{3\pi} R_{pl} \approx 1.7 \cdot R_{pl} \quad (4.7)$$

Die innere Crossing-Zeit, d.h. die Zeit die ein typisches Teilchen braucht um einmal die Sphäre zu durchkreuzen, wird an der Stelle $r = r_{vir}$ angegeben und hat den Wert:

$$T_{cr} = \left(\frac{3\pi}{32}\right) \cdot \sqrt{\frac{R_{pl}^3}{GM}} \quad (4.8)$$

Die Entweichgeschwindigkeit eines Teilchens im Abstand r vom Zentrum beträgt:

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{R_{pl}}} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{1 + \left(\frac{r}{R_{pl}}\right)^2}} \quad (4.9)$$

4.2 Numerische Realisierung

Orts- und Geschwindigkeitskomponenten der Partikel werden mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators, entsprechend den obigen theoretischen Ansprüchen erzeugt. Dies geschieht nach einem „Rezept“ aus einer Arbeit von Aarseth, Hénon und Wielen [1].

Mit $G = 2$, $R_{pl} = 1$ und unter der Annahme, daß alle Teilchen die gleiche Masse besitzen, vereinfachen sich die theoretischen Gleichungen auf:

$$\begin{aligned} m(r) &= Mr^3(1+r^2)^{-3/2} \\ v_{esc}(r) &= \frac{\sqrt{2GM}}{\sqrt[4]{1+r^2}} \end{aligned}$$

Mit $q = v/v_{esc}$ folgt aus der Verteilungsfunktion der Plummersphäre folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung:

$$W(q) \propto g(q) = q^2(1-q^2)^{7/2} \quad (4.10)$$

Für die Erzeugung der Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten werden sieben gleichverteilte Zufallszahlen X_1, \dots, X_7 zwischen 0 und 1 benötigt. Aus ihnen können die Koordinaten nach folgendem Algorithmus erzeugt werden:

1. Ortskoordinaten:

(a) Abstand vom Zentrum:

$$\text{aus } 0 \leq X_1 = \frac{m(r)}{M} \leq 1 \text{ folgt}$$

$$r = (X_1^{-2/3} - 1)^{-1/2}$$

(b) Ortskoordinaten auf der Kugelfläche im Abstand r vom Zentrum:

$$\begin{aligned} z &= (1 - 2X_2) \cdot r \\ x &= \sqrt{r^2 - z^2} \cdot \cos(2\pi X_3) \\ y &= \sqrt{r^2 - z^2} \cdot \sin(2\pi X_3) \end{aligned} \quad (4.11)$$

2. Geschwindigkeitskoordinaten:

(a) Verhältnis von Geschwindigkeit zur Entweichgeschwindigkeit: ($0 \leq q \leq 1$ und $g(q) > 1$)

$$\begin{aligned} \text{wenn: } 0,1 \cdot X_5 < g(X_4) & \quad \text{dann: } q = X_4 \\ \text{wenn: } 0,1 \cdot X_5 > g(X_4) & \quad \text{dann: } X_4, X_5 \text{ neu} \end{aligned}$$

(b) Betrag der Geschwindigkeit:

$$|\vec{v}| = q \cdot v_{esc}$$

(c) Geschwindigkeitskoordinaten:

$$\begin{aligned} w &= (1 - 2X_6) \cdot |\vec{v}| \\ u &= \sqrt{|\vec{v}|^2 - w^2} \cdot \cos(2\pi X_7) \\ v &= \sqrt{|\vec{v}|^2 - w^2} \cdot \sin(2\pi X_7) \end{aligned} \quad (4.12)$$

4.3 Rotierende Plummersphäre

Bei einer rotierenden Plummersphäre, die sich im Verlauf von Dichte, Potential und Geschwindigkeitsverteilung nicht von der nichtrotierenden Plummersphäre unterscheidet, haben alle Teilchen den gleichen Umlaufsinn bezüglich der z-Achse. (nach einer Idee von Lynden-Bell) Damit erhält man einen nichtverschwindenden Drehimpuls in z-Richtung, während bei der „normalen“ Plummersphäre der Drehimpuls in allen drei Raumrichtungen Null ist.

Dieses Verhalten erreicht man, indem man bei der Erzeugung der Geschwindigkeiten überprüft, ob die u - und v -Geschwindigkeiten einen positiven oder negativen

Beitrag zum z -Drehimpuls liefern. Soll die Plummersphäre im mathematisch positiven Sinn rotieren, so dreht man, bei negativem L_z des Teilchens, einfach dessen Vorzeichen der u - und v -Geschwindigkeit um. Da die Verteilungsfunktion der Plummersphäre nur vom Betrag der Geschwindigkeit abhängig ist, ändert dieser Eingriff nichts an den oben aufgeführten Parametern.

Ziel ist bei Wechselwirkungen von solchen simplen Modellen ein prinzipiell ähnliches Verhalten wie bei Scheibengalaxien zu erhalten. Außerdem soll erreicht werden, daß sich die SP wie bei einer nichtrotierenden elliptischen Galaxie (s. Kap. 2.3) oder ähnlich einer Scheibengalaxie verhalten.

4.4 Modellparameter

SUPERBOX wird durch das Aufsetzprogramm mit physikalischen Einheiten beschickt, die dann intern - dem Problem angepaßt - in Modelleinheiten umgerechnet werden. Die physikalischen Einheiten müssen nicht als absolute Werte betrachtet werden, da eine Umrechnung in beliebige andere Längen-, Massen- und Zeitverhältnisse über die Beziehung:

$$\frac{[Länge]_{phys}^3}{[Länge]_{mod}^3} = \frac{G_{phys}}{G_{mod}} \cdot \frac{[Masse]_{phys} \cdot [Zeit]_{phys}^2}{[Masse]_{mod} \cdot [Zeit]_{mod}^2} \quad (4.13)$$

die aus dem 3. Keplerschen Gesetz folgt, möglich ist.

Bei den vorliegenden Simulationen wurden folgende Parameter verwendet:

Anzahl Teilchen	100,000
Plummerradius R_{pl}	5 kpc
Cutoff-Radius R_{cut}	65 kpc
Crossingzeit T_{cr}	100 Myr

Tabelle 4.1: Modellparameter

Dies entspricht den Größenverhältnissen einer großen elliptischen Galaxie, kann aber auch als Halo einer Scheibengalaxie aufgefaßt werden. Aus den vorgegebenen Werten errechnet sich die Gesamtmasse und die innere Geschwindigkeitsdispersion zu:

$$\begin{aligned} M &\approx 10^{11} M_{\odot} \\ \sigma &\approx 160 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

Für die Gitter von SUPERBOX wurden folgende Werte benutzt:

innerstes Gitter	10 kpc = $2 R_{pl}$
mittleres Gitter	45 kpc = $9 R_{pl}$
äußeres Gitter	250 kpc

Tabelle 4.2: Gitterkonstanten für SUPERBOX

Der Integrationszeitschritt wurde mit $DT = 1$ Myr zu einem Hundertstel der Crossingzeit gewählt, da auf eine „Totzeit“ verzichtet wurde. Der Zeitschritt wurde deshalb so klein gewählt, daß keine Stöße verloren gehen. Dieser Effekt tritt bei Zeitschritten von z.B. $DT \approx 10$ Myr auf.

Für den „Sticky“-Particle Code wurden folgende Parameter betrachtet:

Für alle Modelle gilt:

Anzahl „Stickies“	10,000
TFAC	0
GFAC	30

Tabelle 4.3: SP-Parameter 1

Verändert bei den einzelnen Läufen wurden folgende Werte:

Modell	rotierend	ABMAX [kpc]	SFACR	SFACT
pn1	nein	0.25	0.1	0.1
pn2	nein	0.1	0.1	0.1
pr1	ja	0.25	0.25	0
pr2	ja	0.1	0.25	0

Tabelle 4.4: SP-Parameter 2

Bei den nichtrotierenden Modellen wurde die Geschwindigkeit sowohl in radialer als auch tangentialer Richtung verkürzt, weil es keine ausgezeichnete Richtung für die Stöße gibt. Diese ist bei den rotierenden Modellen vorhanden, und so wurden die Werte wie sie F. Combes und M. A. Shaw beschreiben übernommen. Außerdem erreicht man mit der Wahl von $SFACT = 0$, daß nicht nur der Impuls, sondern auch der Drehimpuls bei den Stößen erhalten bleibt.

Die Zeitskalen des Verhaltens der „Stickies“ sind sehr stark von der Wahl des maximalen Stoßabstandes (ABMAX) abhängig, was die Wahl von ABMAX = 0.25 kpc, der etwa dem doppelten mittleren Radius einer GMC entspricht und ABMAX = 0.1 kpc beweisen. Die Anzahl der „Stickies“ wurde mit 10,000 der Anzahl der GMC und dem 10%-Massenanteil von Gas in einer Galaxie angepaßt. Auf eine Totzeit wurde bei meinen Simulationen verzichtet, da sich keine physikalische Erklärung dafür finden läßt. Die Wahl von GFAC ist einzig von der Größe des äußersten Gitters von SUPERBOX abhängig und gewährleistet, daß die Länge einer virtuellen Gitterzelle für den Stoßalgorithmus etwa dem maximalen Stoßabstand entspricht.

4.5 Ergebnisse

Durch die Implementierung einer dissipativen Komponente in die Plummersphäre kommt es bei den SP zu einer Abnahme der kinetischen Energie. Als Folge davon streben die SP ins Zentrum und klumpen dort. Durch den Masseneinfall senkt sich das Potential ab. Die interne potentielle Energie der Plummersphäre nimmt zu (wird negativer). Die stellardynamischen Teilchen reagieren darauf mit einer Vergrößerung ihrer kinetischen Energie; insgesamt nimmt aber die gesamte innere Energie ab.

4.5.1 Nichtrotierende Sphäre

Beim Modell PN1 sind nach drei Crossingzeiten ca. 40% der SP ins Zentrum gesunken, nach sechs Crossingzeiten schon über 70%. Der stellardynamische Anteil bleibt, bis auf ein schwaches Zusammenziehen der Massenschalen zum Zeitpunkt des stärksten Gaseinfalls ins Zentrum, konstant. Der Gaseinfall ist zwar nach acht Crossingzeiten noch nicht beendet, aber er hat sich wesentlich verlangsamt. Die Gasverteilung strebt einem praktisch stationären Zustand entgegen.

Die Gesamtenergie des Systems nimmt ab (wird negativer) und zwar um fast 50%. Auch dieser Wert strebt gegen einen konstanten Wert. Der Abfall der Gesamtenergie kommt daher, daß die potentielle Energie durch den Gaseinfall ins Zentrum und die dadurch verursachte Absenkung des Potentialtopfes stärker zunimmt als die kinetische Energie der stellardynamischen Teilchen, die diesen Effekt auszugleichen versuchen.

Beim Modell PN2 ist nach den acht Crossingzeiten der Simulation noch fast keine Veränderung der ursprünglichen Verteilung festzustellen. Auch die Energieabnahme des Systems ist minimal (ca. 5%). Es ist aber davon auszugehen, daß bei sehr viel längerer Integrationszeit, sich schließlich ein ähnlicher Zustand wie bei Modell PN1 einstellt.

pn1 t [T_{cr}]	Massenschalen [R_{pl}]			
	10%	30%	50%	90%
0	0.54	0.92	1.33	3.67
1	0.35	0.63	0.96	3.57
2	0.12	0.28	0.56	3.12
5	0.02	0.02	0.03	2.52
8	0.02	0.02	0.02	2.32

Tabelle 4.5: Verlauf der SP-Massenschalen Modell PN1

pn2 t [T_{cr}]	Massenschalen [R_{pl}]			
	10%	30%	50%	90%
0	0.54	0.92	1.33	3.67
1	0.52	0.89	1.30	3.61
2	0.50	0.87	1.28	3.58
5	0.46	0.79	1.16	3.48
8	0.37	0.67	1.02	3.38

Tabelle 4.6: Verlauf der SP-Massenschalen Modell PN2

Dies zeigt die starke Abhängigkeit der zeitlichen Entwicklung der SP von der Wahl des maximalen Stoßabstandes, eines Parameters, für den es viele plausible Einstellungsmöglichkeiten gibt. Die Wahl von 250 pc bei Modell 1 (und später bei Wechselwirkungsrechnungen) ist auf einen mittleren GMC-Radius von ca. 120 pc (nach verschiedenen Quellen gemittelt, z.B. Verschuur[22] 20-200 pc, Friberg: 20-80 pc, etc.) und Angaben bei anderen Simulationen (z.B. F. Combes [18]: 260 pc) zurückzuführen.

4.5.2 Rotierende Sphäre

Bei der rotierenden Plummersphäre ist der Verlust an innerer Energie nicht so ausgeprägt wie bei der nichtrotierenden. Dies liegt vor allem daran, daß in der x - y -Ebene alle Teilchen den selben Umlaufsinn besitzen und somit, im statistischen Mittel, die Teilchen bei einem Stoß eine viel geringere Relativgeschwindigkeit aufweisen.

Auch in diesem Fall wurden beide Läufe mit den beiden maximalen Stoßabständen (s.o.) untersucht. Während bei Lauf PR1 die interne Energie um ca. 18% über 8 Crossingzeiten abnimmt, verliert das Modell PR2 in der gleichen Zeit nur etwa 2% seiner Energie. Die Massenschalen der Sterne bleiben über die ganze

Simulationszeit konstant, da auch bei Modell 1 die Entwicklung der Gasteilchen (Verklumpung) langsamer als im nichtrotierenden Fall abläuft.

Interessant ist aber die Struktur der SP-Verteilung bei Lauf 1:

- Schon nach zwei Crossingzeiten bilden die SP einen Ring um das Zentrum; dieser ist zwar nicht so ausgeprägt wie bei gleichartigen Phänomenen in Scheibengalaxien mit Balkenstörung, sondern eher breit und klumpig mit einem inneren Durchmesser von 1 kpc und einem äußeren Rand bei 2.5 kpc vom Zentrum; außerdem beginnt der Ring sich nach 8 Crossingzeiten wieder aufzulösen. Es zeigt sich aber schon in diesem simplen Modell, daß Ringbildung eine typische Eigenschaft von rotierenden dissipativen Systemen ist.
- In der z -Richtung gibt es keinen gemeinsamen Umlaufsinn, daher verlieren die Teilchen durch Stöße fast ihre gesamte Geschwindigkeit in z -Richtung und bilden eine flache Scheibe in der x - y -Ebene. Dies könnte ein Indiz dafür sein, warum in elliptischen Galaxien das kalte Gas nur in einer Scheibe zu finden ist; die Gaskomponente könnte aus einem rotierenden Subsystem entstanden sein. (s.Kap. 2.3)

Modell	Energieverlust in % nach		
	$2 T_{cr}$	$5 T_{cr}$	$8 T_{cr}$
pn1	14	39	45
pn2	1	2.5	5
pr1	7	15	17
pr2	0.4	1.4	2.2

Tabelle 4.7: Relativer Verlust der inneren Gesamtenergie der Plummersphäre

In den folgenden Graphiken werden die Massenschalen der einzelnen Modelle aufgezeigt, wobei die durchgezogenen Linien sich auf den stellardynamischen Anteil beziehen und die gestrichelten Linien die Massenschalen der SP anzeigen. Es werden jeweils die 10%-, 20%- ... bis 90%-Radien dargestellt. Unter den entsprechenden Schaubildern wird die Entwicklung der inneren Energien (kinetische, potentielle und gesamte) aufgezeigt. Daneben wird die relative Änderung der Gesamtenergie dargestellt. Auf der zweiten Schaubildseite eines jeden Modells ist die Entwicklung der Plummersphäre in der x - y -Ebene dargestellt. Die Isophotenlinien (d.h. in logarithmischer Darstellung) beziehen sich auf den stellardynamischen Teil, die Punkte markieren die einzelnen SP. Dabei ist zu beachten, daß die Zahl der dargestellten SP nicht im Laufe der Entwicklung abnimmt, wie die Bilder

suggerieren, sondern daß durch die „Verklumpung“ viele SP „übereinander“ geplottet werden.

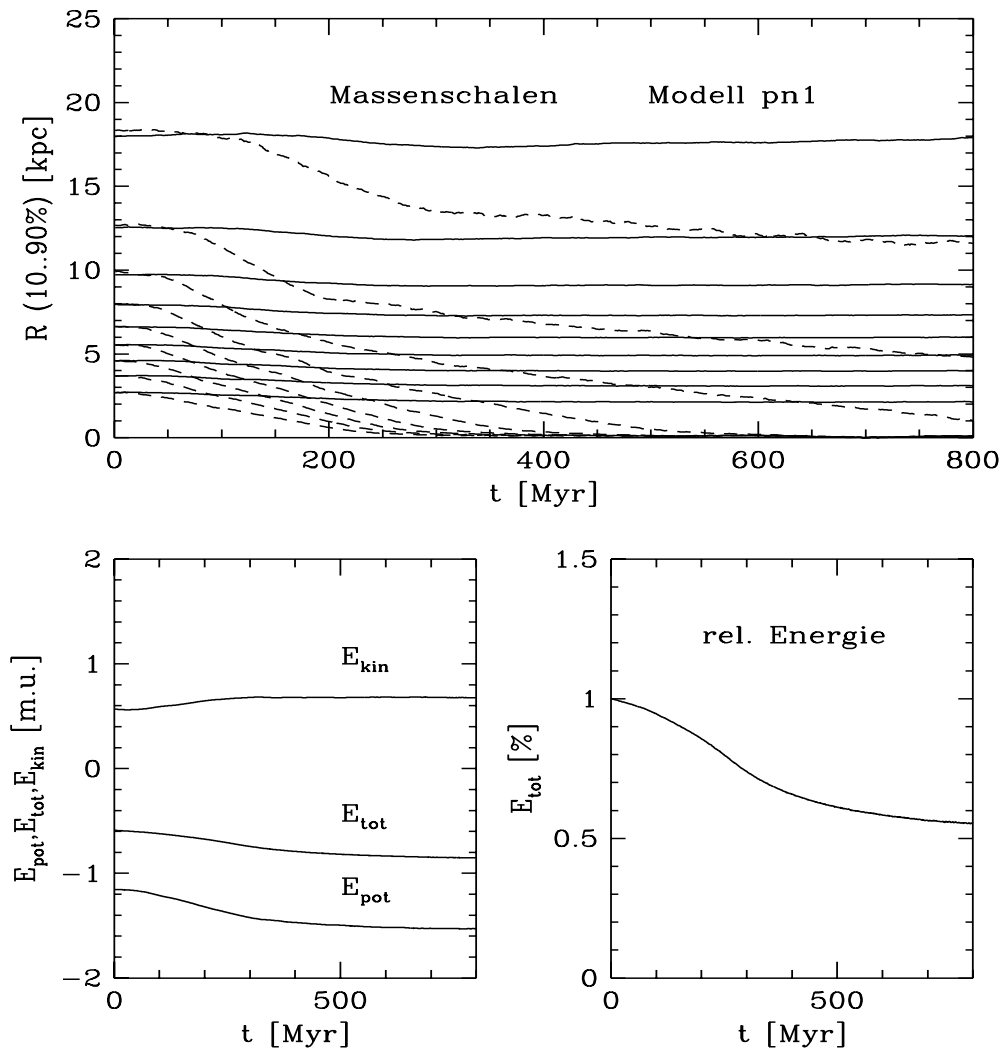


Abbildung 4.3: Zustandsgrößen Modell PN1

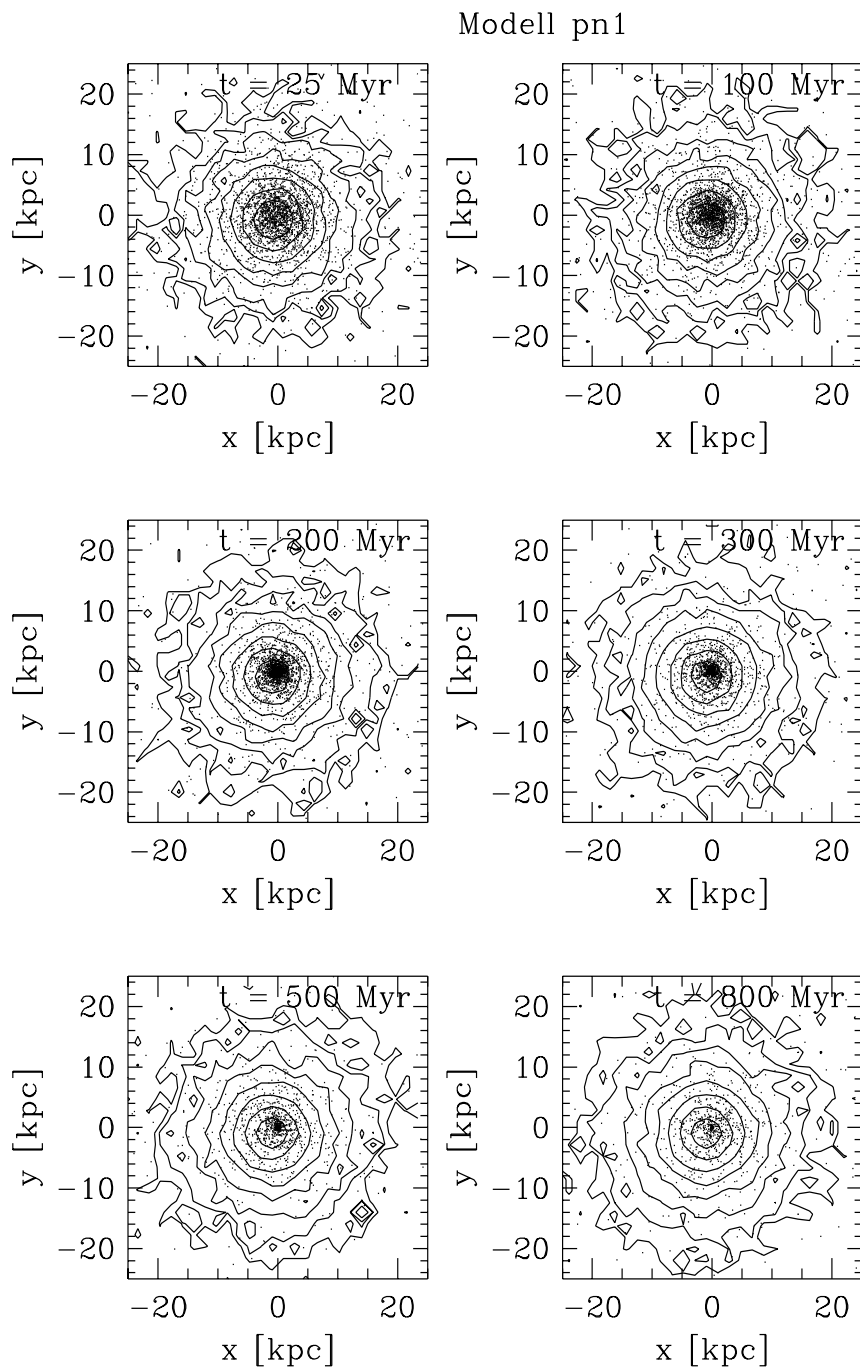


Abbildung 4.4: Entwicklung Modell PN1

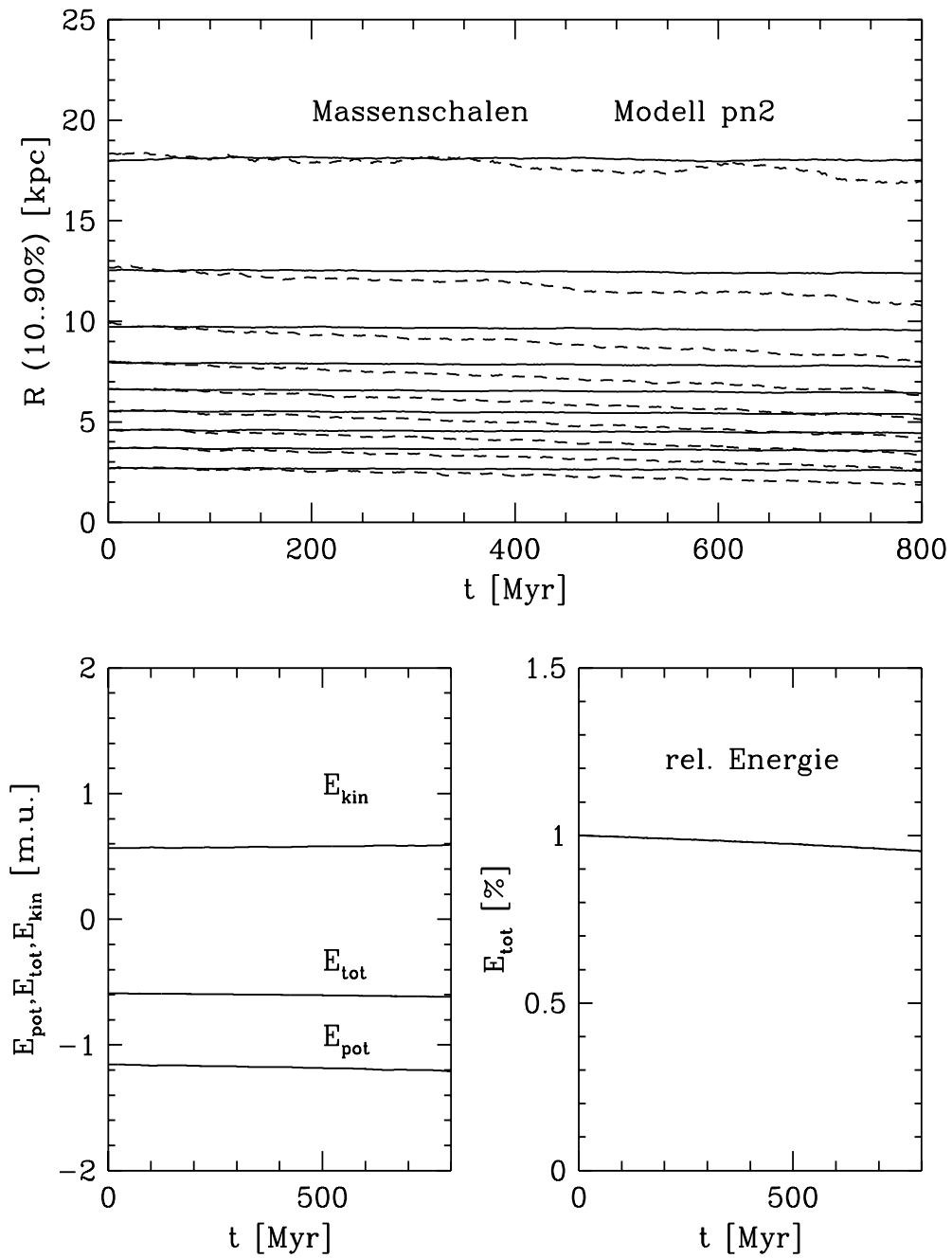


Abbildung 4.5: Zustandsgrößen Modell PN2

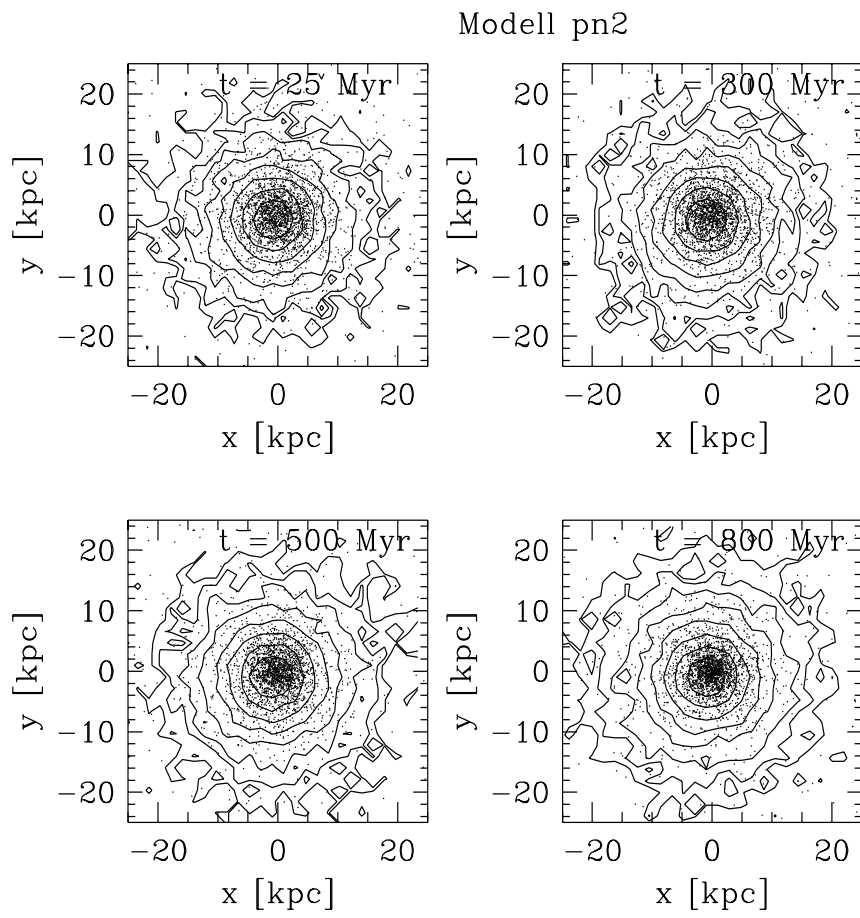


Abbildung 4.6: Entwicklung Modell PN2

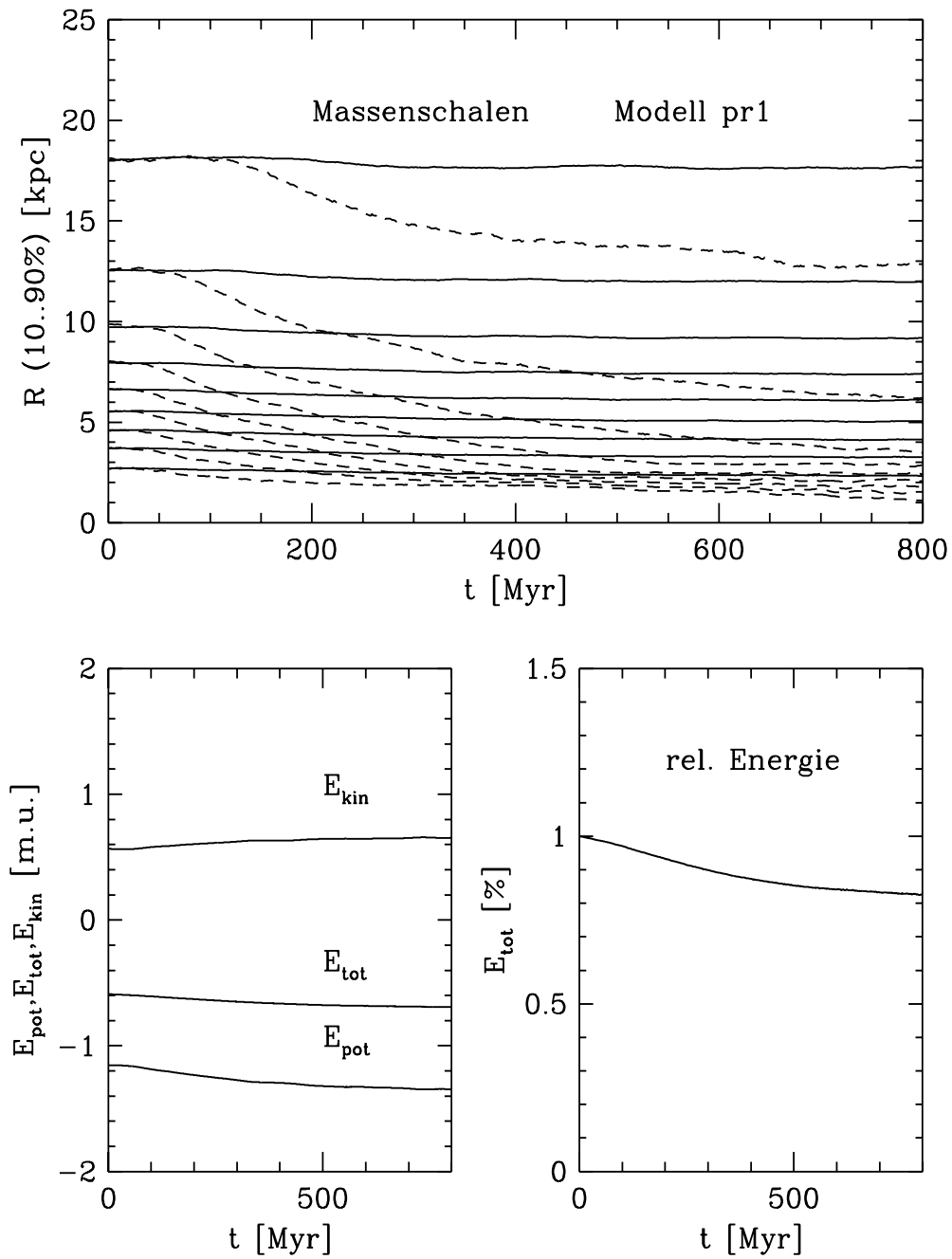


Abbildung 4.7: Zustandsgrößen Modell PR1

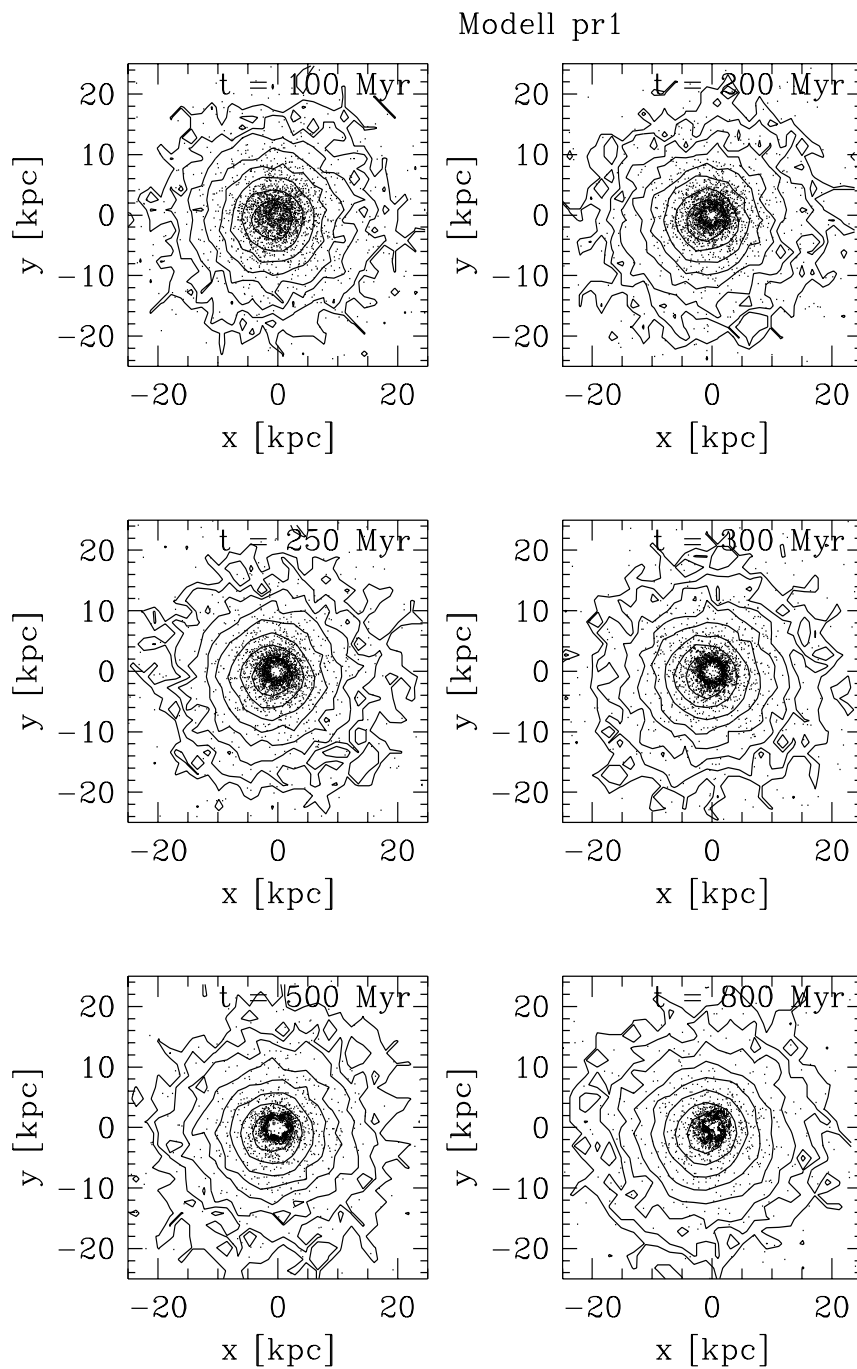


Abbildung 4.8: Entwicklung Modell PR1

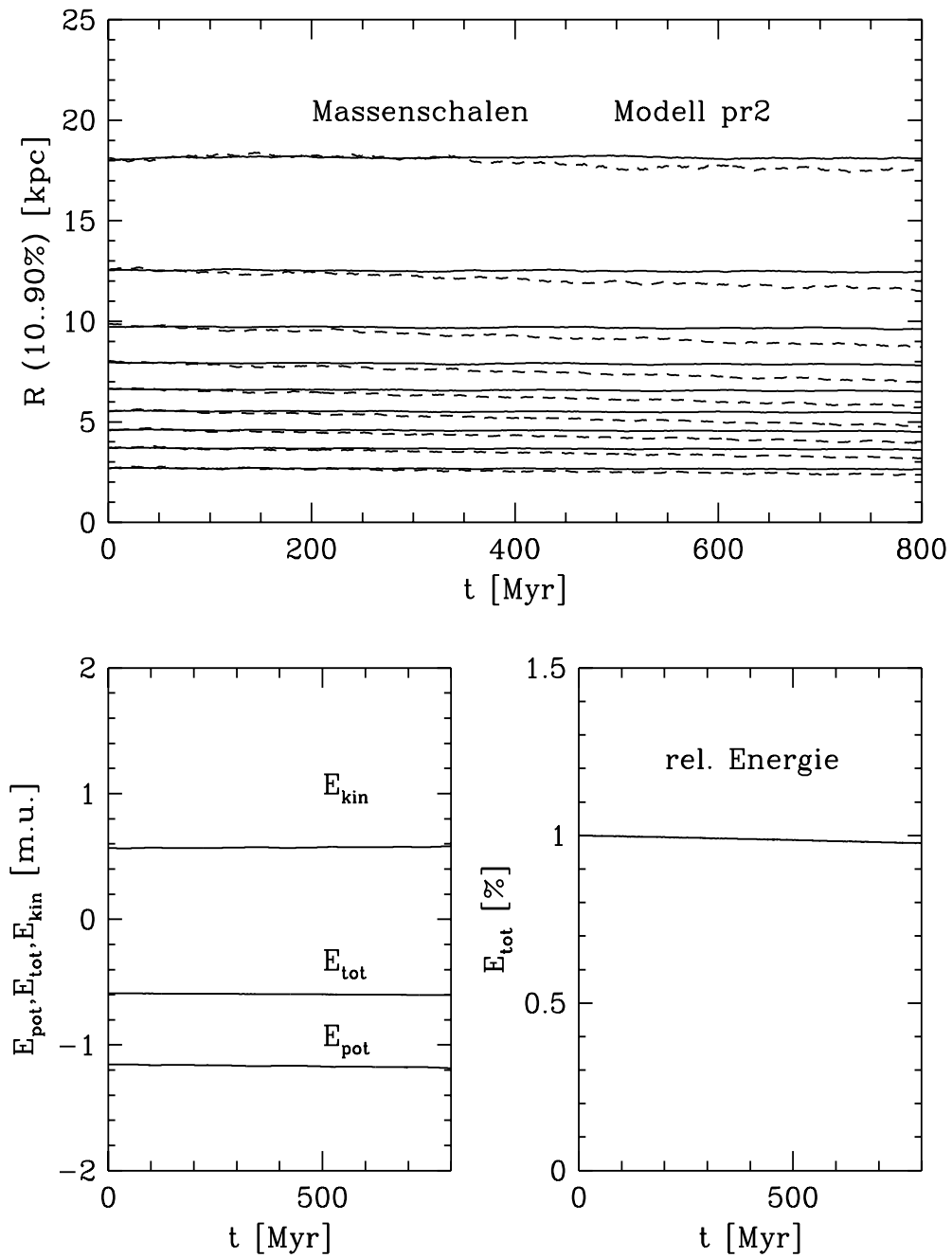


Abbildung 4.9: Zustandsgrößen Modell PR2

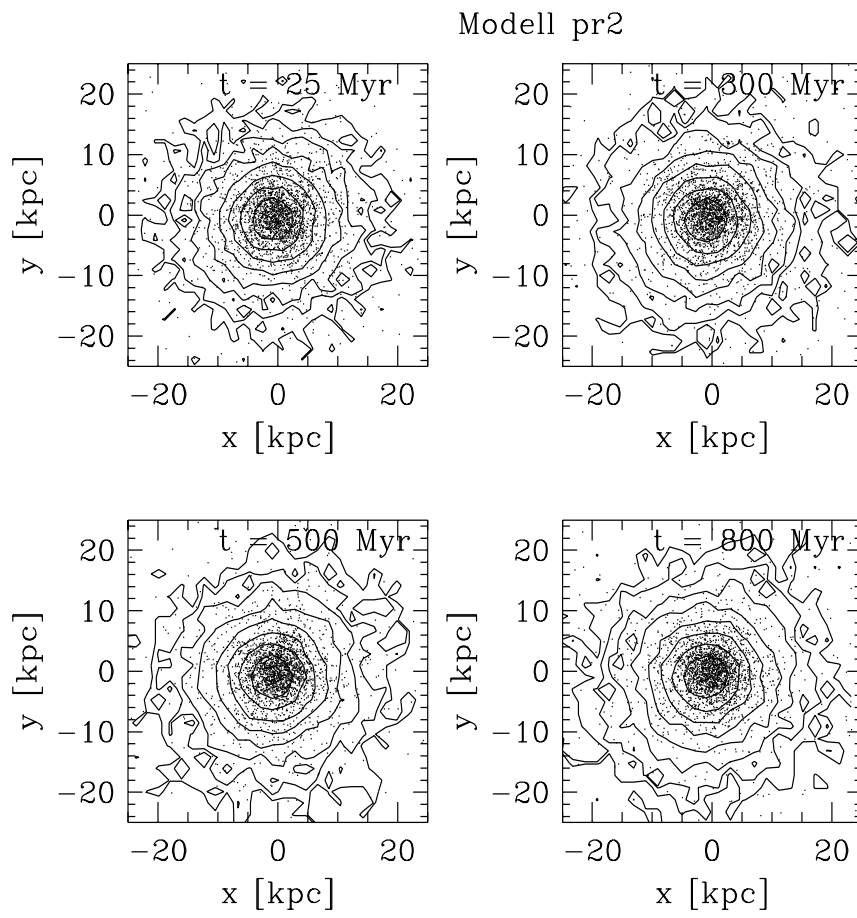


Abbildung 4.10: Entwicklung Modell PR2

4.6 Mechanismus der Ringbildung

Bei der nichtrotierenden Plummersphäre ist die Geschwindigkeitsverteilung der SP isotrop und kugelsymmetrisch um den Nullpunkt des Geschwindigkeitsraumes. Durch die Stöße verlieren die Gasteilchen im statistischen Mittel in allen drei Geschwindigkeitskoordinaten den gleichen Anteil. Dadurch können sie ihre stabilen Bahnen nicht mehr beibehalten und werden hauptsächlich durch das stellardynamische Potential zum Zentrum hin beschleunigt, wo sie verklumpen. Während sie ins Zentrum sinken, haben sie eine vergrößerte radiale Geschwindigkeitskomponente v_{rad} . In kartesischen Koordinaten bemerkt man nur, daß sich die Geschwindigkeitsdispersion kontinuierlich verringert.

Beim rotierenden Modell PR1 haben alle SP in der x - y -Ebene den gleichen Umlaufsinn; die Sphäre hat eine Gesamt-Drehimpulskomponente längs der z -Richtung die größer Null ist. Der Stoßalgorithmus beachtet den Impulserhaltungssatz und mit der Wahl von SFACT = 0 ist der Drehimpuls bei jedem Stoß erhalten. Da die Sphäre keinen Gesamt-Drehimpuls in x - oder y -Richtung besitzt, kann dieser auch nicht erhalten bleiben. Der Gesamt-Drehimpuls in z -Richtung:

$$\begin{aligned} L_z &= \sum_i x_i \cdot v_i - y_i \cdot u_i \\ &= - \sum_i r_i^2 \cdot v_{\phi_i} \end{aligned} \quad (4.14)$$

ist aber eine Erhaltungsgröße. Wie man in Gleichung 4.14 erkennt, ist L_z unabhängig von w , also kann die Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung immer weiter abnehmen, ohne die Impulserhaltung zu verletzen. Die SP sammeln sich dadurch in der x - y -Ebene und bilden eine scheibenförmige Konfiguration. Drückt man L_z in Zylinderkoordinaten aus, so zeigt sich aus 4.14, daß L_z unabhängig von v_{rad} ist. Dadurch nimmt auch die radiale Geschwindigkeitskomponente immer weiter ab (s. Abb. 4.12). Die SP sinken nicht mehr weiter ins Zentrum der Sphäre, sondern nähern sich mit ihren Bahnen immer mehr Kreisbahnen an. Daraus entsteht schließlich ein Ring zwischen 0.2 und 0.5 R_{pl} Abstand vom Zentrum, während das Zentrum selbst von SP „entvölkert“ ist. Der Radius und die Ausdehnung des Rings ist von den Parametern des Stoßalgorithmus abhängig.

Da aber das Plummermodell keine Ähnlichkeit mit einer Scheibengalaxie hat und somit der Ring immer noch von Gasteilchen, die auf langsamen exzentrischen Bahnen umlaufen „bombardiert“ wird, ist die Ringstruktur nicht über sehr lange Zeiträume stabil. Nach 8 Crossingzeiten beginnt der Ring sich langsam zu deformieren und in einzelne Klumpen aufzulösen.

Die folgenden Abbildungen zeigen den Ring bei Modell PR1 nach 5 Crossingzeiten, wobei wieder die Isophoten von den Sternen gebildet und die SP durch Punkte repräsentiert werden. In den unteren beiden Graphiken sieht man den

Verlauf einer typischen Bahn eines SP. Auf der nächsten Seite wird der zeitliche Verlauf der Radialgeschwindigkeitsverteilung ($|v_{rad}|$) und der $|v_z|$ -Verteilung (gestrichelte Linien) der dissipativen Komponente dargestellt.

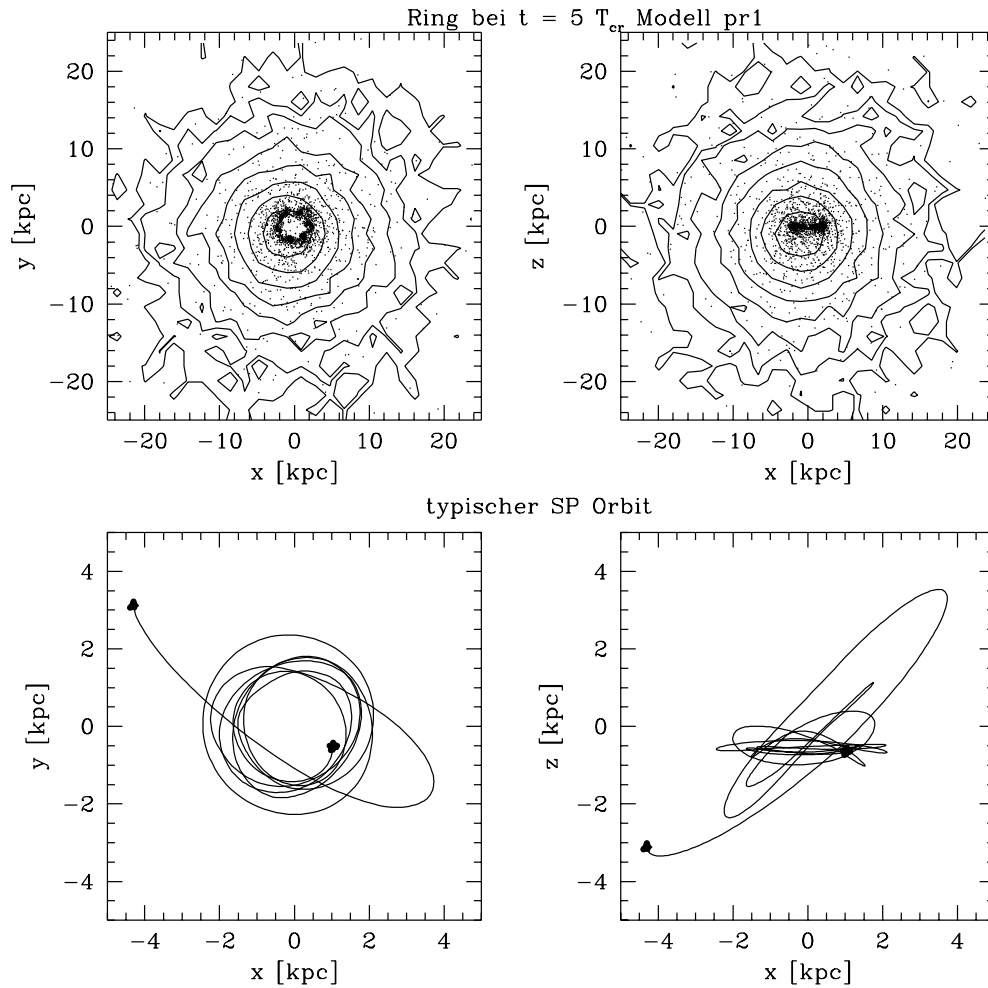


Abbildung 4.11: Ring bei $t = 5T_{cr}$ und typische SP-Bahn (PR1)

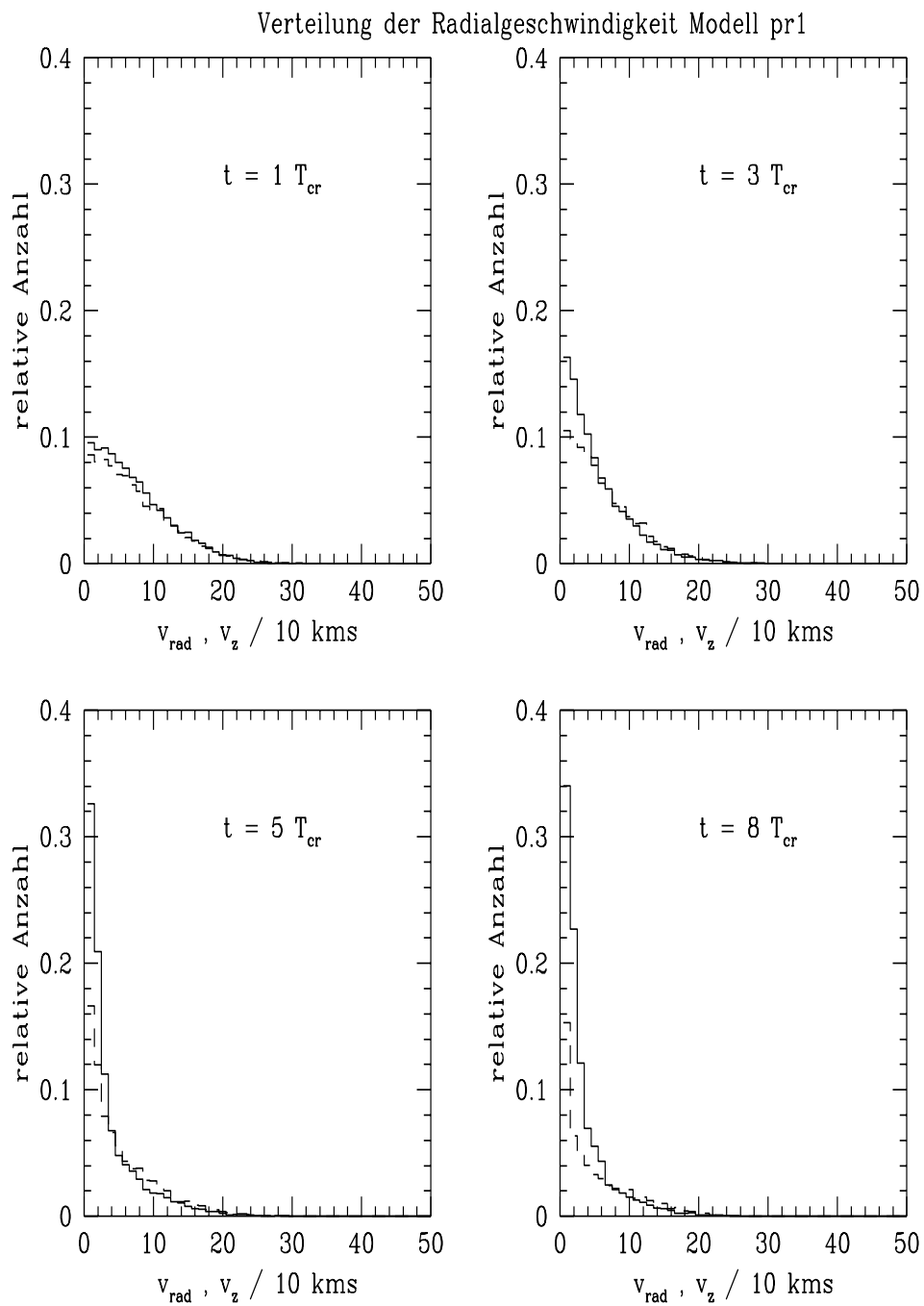


Abbildung 4.12: Entwicklung der Radialgeschwindigkeit (PR1)

Kapitel 5

Wechselwirkende Systeme

5.1 Modellparameter

Es wurden bei den wechselwirkenden Systemen zwei Plummersphären mit 10% Gasanteil verwendet. Die Parameter für die einzelnen Galaxien entsprechen den Modellen PN1 und PR1, je nachdem, ob es sich um einen nichtrotierenden (N) oder rotierenden (R) Fall handelt.

Die Gitterkonstanten von SUPERBOX wurden entsprechend den isolierten Modellen gewählt:

R_{core}	10 kpc
R_{out}	45 kpc
R_{system}	250 kpc

Tabelle 5.1: Gitterkonstanten für SUPERBOX

Die Anfangsbedingungen für beide Galaxien sind wie folgt:

Modell	Galaxie 1						Galaxie 2					
	x	y	z	u	v	w	x	y	z	u	v	w
	[kpc]			[km s ⁻¹]			[kpc]			[km s ⁻¹]		
in1,ir1	-80	-2.5	0	340	0	0	80	2.5	0	-340	0	0
in2,ir2	-80	0	0	340	0	0	80	0	0	-340	0	0
in3,ir3	-50	-12.5	0	110	0	0	50	12.5	0	-110	0	0
in4,ir4	-50	-2.5	0	150	0	0	50	2.5	0	-150	0	0

Tabelle 5.2: Startparameter für die Wechselwirkungen

Diese Läufe wurden ebenfalls über 8 Crossingzeiten verfolgt. Um zu gewährleisten, daß die Plummersphären etwa im gleichen inneren Entwicklungsstadium bezüglich der SP aufeinandertreffen, wurde bei den „langsamen“ Begegnungen der Anfangsabstand verkürzt.

Bei allen Läufen handelt es sich aber um schnelle Begegnungen, die nicht zu einem „Merging“ der beiden Galaxien führen.

Die Parameter der Modelle IN1 bis IN3 wurden (bis auf den Startwert von x bei Modell IN3) der Diplomarbeit von Norbert Waßmer [24] entnommen. Waßmer untersuchte die stellardynamische Kernverschiebung bei schnellen Wechselwirkungen. Damit besteht eine Vergleichsmöglichkeit, ob und wie sich bestimmte Eigenschaften der Galaxien bei den Wechselwirkungen mit dissipativer Komponente ändern.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Nichtrotierende Modelle

Es zeigt sich, daß die stellardynamischen Ergebnisse fast vollständig erhalten bleiben. Die Kernverschiebung, die Ausdehnung der Sphäre nach der Wechselwirkung und die Stärke des Energieübertrags von Bahnenergie in innere Energie bei der engsten Begegnung blieben unverändert. Bei den SP bleibt der Energieverlust genauso groß, wie bei der isolierten Sphäre.

Trotzdem zeigt sich ein wesentlicher Unterschied zwischen Gaskomponente und Sternen: Die SP aus dem Zentrum der Galaxie machen nicht nur die stellardynamische Kernverschiebung mit, sondern werden noch stärker beeinflusst und bilden einen Gaskern „oberhalb“, d.h. in Richtung zum Störer, des stellardynamischen Kerns. Die Stärke dieses „Offsets“ hängt sowohl von der relativen Geschwindigkeit der beiden Galaxien ab, als auch von der Wahl des Stoßparameters, d.h. wie nahe sich die beiden Galaxien bei ihrer Begegnung kommen.

- IN1:

Bei Modell IN1 beträgt der Energieübertrag knapp 20%. Dieser Energiegewinn wird überlagert durch den Energieverlust der SP, der etwa 45% beträgt und sich im gleichen Zeitraum wie beim isolierten Modell PN1 abspielt. Durch diesen Energieverlust dehnen sich die Massenschalen nach dem Stoß nicht so extrem aus, wie bei den rein stellardynamischen Rechnungen. Während im Modell I01 von N. Wasmer (= NW) die 90%-Massenschale sich auf über 8 Plummerradien ausdehnte, erreicht sie hier nur $6.5 R_{pl}$. Durch die Wechselwirkung gehen etwa 6% der Teilchen, die ursprünglich zur Galaxie gehört haben verloren. Der „Offset“ zwischen stellardynamischen (SD) und SP-Zentrum beträgt nach 5 Crossingzeiten etwa $0.4 R_{pl}$.

- IN2:

Beim Modell IN2 (entsprechend Modell I06 bei NW) beträgt der Energieübertrag etwa 25% und der Energieverlust wieder ca. 40%. Auch hier ist der Stoß so schnell, daß sich die beiden Effekte ungestört überlagern. Die Abschätzung für die Energieerhöhung bei zentralen Stößen nach Binney und Tremaine [5]

$$\Delta E = \frac{G^2 M^3}{3V^2 R_{pl}^2} \quad (5.1)$$

bleibt bestätigt.

Bei einem zentralen Stoß kommt es zu keinem „Offset“ zwischen dem SD- und dem SP-Zentrum. Die Galaxie verliert etwa 2% ihrer Sterne und die äußere (90%) Massenschale dehnt sich bis zu $8 R_{pl}$ aus.

- IN3:

Dieses Modell entspricht dem Modell I04 bei NW. Die Begegnung ist zwar langsamer als die beiden vorhergehenden, der Stoßparameter ist aber wesentlich größer. Durch die kleine Relativgeschwindigkeit und die damit verbundene lange Wechselwirkungszeit sind die Voraussetzungen für die Impulsapproximation nicht mehr streng erfüllt.

Trotz der langsamen Begegnung ist der Energieübertrag mit nur ca. 12% sehr gering. Bei der Simulation von N.W. ergab sich ein Energiezuwachs von 24%. Diese Diskrepanz läßt sich nur dadurch erklären, daß der Energiegewinn durch Anhebung des Potentialtopfes bei der Wechselwirkung langsam vonstatten geht, während die Dissipation durch die SP weiterhin eine rapide Absenkung des Potentials bewirkt. Auch die Ausdehnung der Massenschalen ist nicht so stark wie bei den vorherigen Modellen, der 90%-Radius dehnt sich nur bis knapp $5.5 R_{pl}$ aus. Die Verschiebung zwischen SD-Dichtezentrum (= DZ) und SP-DZ ist ebenfalls kleiner und beträgt nur $0.2 R_{pl}$. Galaxie 1 verliert durch die Wechselwirkung etwa 6% ihrer Sterne.

- IN4:

Mit dem Modell IN4 wurde noch ein besonderer Extremfall betrachtet, der in der Arbeit von NW nicht auftaucht. Hier handelt es sich um eine langsame Begegnung, wie bei Modell 3, aber der Stoßparameter wurde ebenfalls klein gewählt. Trotzdem kann man an der Energiekurve erkennen, daß der Energieübertrag von ca. 50% schlagartig erfolgt, die Impulsapproximation scheinbar noch gerechtfertigt ist. Durch den großen Energiezuwachs dehnen sich die äußeren Massenschalen sehr stark aus. Nach $8 T_{cr}$ ist diese Ausdehnungsphase noch nicht beendet und der 90%-Radius hat bereits eine Größe von fast $9 R_{pl}$. Die Galaxie erleidet einen Verlust von 15% ihrer ursprünglichen Masse. Da nicht festgestellt wurde, wieviel sie durch die andere

Galaxie gewinnt, kann über den Netto-Verlust nichts ausgesagt werden. Die Verschiebung des Aktivitätszentrums des Gases gegenüber dem SD-DZ ist nach 8 Crossingzeiten ebenfalls noch nicht abgeschlossen und beträgt etwa $0.5 R_{pl}$.

Für die detaillierte Beschreibung des zeitlichen Verlaufs der Isophotenlinien und die Entwicklung der Kernverschiebung sei auf die Diplomarbeit von Norbert Waßmer [24] verwiesen, da die von mir untersuchten Modelle sich in ihrem SD-Anteil genauso verhalten.

Eine genauere Untersuchung der Ursachen und Auswirkungen der Verschiebung zwischen SP-Aktivitätszentrum und SD-DZ wird in Kapitel 6 ausgeführt.

5.2.2 Rotierende Modelle

Bei den Wechselwirkungen zwischen rotierenden Plummersphären erkennt man eine leichte Ausbildung von Gezeitenarmen nach der engsten Begegnung. Daß diese nicht so stark ausgeprägt sind wie bei Scheibengalaxien liegt daran, daß bei Scheibengalaxien Sterne in einem bestimmten Abstand eine wohldefinierte Rotationsgeschwindigkeit besitzen und somit viele Sterne aus der gleichen Region die Resonanzbedingung [5]

$$\omega_{orbit} = \omega_{störer} \quad (5.2)$$

erfüllen und aus ihrer Kreisbahn herausgerissen werden. Bei einer Plummersphäre gibt es nur eine Geschwindigkeitsdispersion, d.h. es existiert keine eindeutige Kreisbahngeschwindigkeit für einen bestimmten Abstand vom Zentrum. Die Resonanzbedingung wird nur von wenigen Sternen aus einer Region erfüllt.

Interessanter ist das Verhalten der SP. Während sich bei der isolierten rotierenden Sphäre ein Ring ausbildet, der über einen langen Zeitraum gegenüber der Wechselwirkungszeit stabil bleibt, wird durch die Heftigkeit der Wechselwirkung die Ringstruktur schnell zerstört. Kurz nach der engsten Begegnung beginnt die Ringstruktur sich zu deformieren und aufzulösen. Die SP bilden schließlich eine Balken- bzw. Spiralstruktur um das Zentrum. Das entspricht fast exakt dem Verhaltensmuster der GMC in einer Scheibengalaxie nach einer Begegnung mit einer Störgalaxie, wie sie z.B. von F. Combes beschrieben wird.

Die Verschiebung zwischen stellardynamischem Dichtezentrum und dem Verklumpungsgebiet der SP ist bei den rotierenden Modellen weitaus weniger ausgeprägt als bei den nichtrotierenden Fällen. Durch die Rotation der SP ist die Beschleunigungswirkung des Störers (im mitrotierenden System) nicht mehr in die gleiche Richtung weisend. Zudem wurde durch die vorangegangene Ringbildung die Radialgeschwindigkeit der SP aufgezehrt. Dies ist bei den nichtrotierenden Modellen nicht der Fall.

Die Ergebnisse der Modelle im Einzelnen:

- IR1:
Auch hier kommt es zu einem Energieübertrag von ca. 20% der ursprünglichen Gesamtenergie, wie beim analogen nichtrotierenden Modell (IN1). Die Zahl der ungebundenen Sterne nach dem Stoß beträgt etwa 3%; dies ist nur die Hälfte im Vergleich zu IN1. Dagegen entspricht die Ausdehnung der Massenschalen dem nichtrotierenden Fall.
Interessant ist die Spiralstruktur der SP im Kern von Galaxie 1 nach 8 Crossingzeiten. Bei allen anderen Modellen tritt nur eine balkenförmige Struktur auf.
- IR2:
Hierbei handelt es sich ebenfalls um einen zentralen Stoß. Der Energieübertrag entspricht dem nichtrotierenden Fall, nämlich ca. 25%. Die äußerste Massenschale dehnt sich auf etwa den doppelten Umfang aus, entsprechend IN2. Im Gegensatz zu den anderen rotierenden Modellen entspricht die Anzahl der ungebundenen Sterne dem nichtrotierenden Fall.
Zwar kommt es - analog zu IN2 - zu keiner Kernverschiebung, aber die Isophoten sind entlang der Stoßrichtung stark gestaucht. Während der stellardynamische Anteil schon kurz nach der Wechselwirkung seine rotations-symmetrischen Isophoten wiederherstellt, verbleiben die SP in ihrer balkenförmigen Struktur.
- IR3:
Da bei rotierenden Modellen die Energiedissipation nicht so stark wie bei den entsprechenden nichtrotierenden Fällen ist, entspricht hier der Energiegewinn aus der Bahnenergie mit ca. 20% dem Wert des Waßmerschen Modells. Die Menge der ungebundenen Sterne ist mit ungefähr 11% fast doppelt so groß wie bei IN3. Weil die Relativgeschwindigkeit des Störers in der Größenordnung der inneren Geschwindigkeitsdispersion der Sterne liegt, kommt es zu einer stärkeren Ausdehnung der Massenschalen. Ich deute dies als eine Folge der hier stärker wirkenden Resonanz (Gleichung 5.2).
- IR4:
Trotz der langsamen Begegnung vollzieht sich der Energieübertrag von etwa 45% schlagartig (siehe Modell IN4). Auch hier ist beim Ende der Simulation die maximale Ausdehnung der äußeren Massenschalen noch nicht erreicht. Im Gegensatz zum nichtrotierenden Modell ist dies auch nicht zu erwarten, da sich eine starke Materiebrücke zwischen den beiden Galaxien gebildet hat. Bei IR4 ist die Ausbildung von Gezeitenarmen am ausgeprägtesten, da

es sich sowohl um eine langsame (s. IR3) als auch um eine nahe Begegnung handelt.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die rotierenden Modelle in Grundzügen ein ähnliches Wechselwirkungsverhalten wie Scheibengalaxien aufweisen. Beim Verhalten der SP ist diese Ähnlichkeit noch größer, da sie vor der engsten Begegnung schon eine scheibenförmige Konfiguration eingenommen haben. Ihr Verhalten entspricht dem von GMC in einer Scheibengalaxie (s. [18]). Man könnte die Simulation auch als Wechselwirkung zwischen zwei Gasscheiben mit jeweils einem umliegenden kugelförmigen Halo interpretieren.

Die folgenden Graphiken zeigen für jedes Modell:

- den Verlauf der Massenschalen, wobei die Sterne durch die durchgezogenen Linien, das Gas durch die gestrichelten Linien dargestellt werden
- den Verlauf der internen Energien
- die relative Änderung der Gesamtenergie
- die Bahn des Massenschwerpunktes der Sterne (durchgezogene Linie) und des Gases (gestrichelt) von Galaxie 1
- die Anzahl an ungebundenen Sternen von Galaxie 1, wobei nicht zwischen wahren „Escapern“ und Teilchen, die sich an Galaxie 2 binden, unterschieden wird
- die morphologische Entwicklung, wobei wieder die Sterne durch Isophoten repräsentiert, die Gasteilchen durch Punkte dargestellt werden
- die Entwicklung des Kernbereichs von Galaxie 1

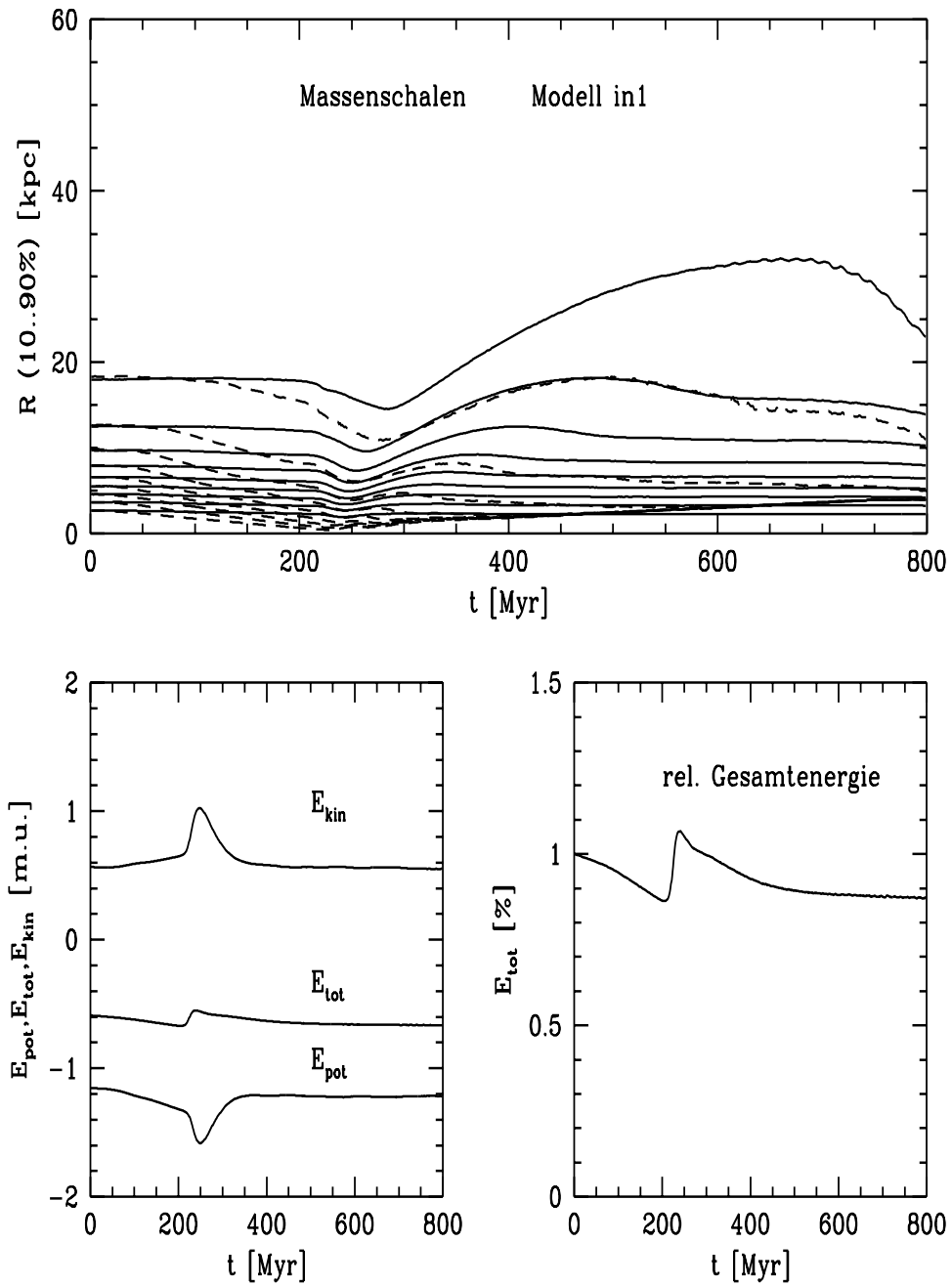


Abbildung 5.1: Modell IN1

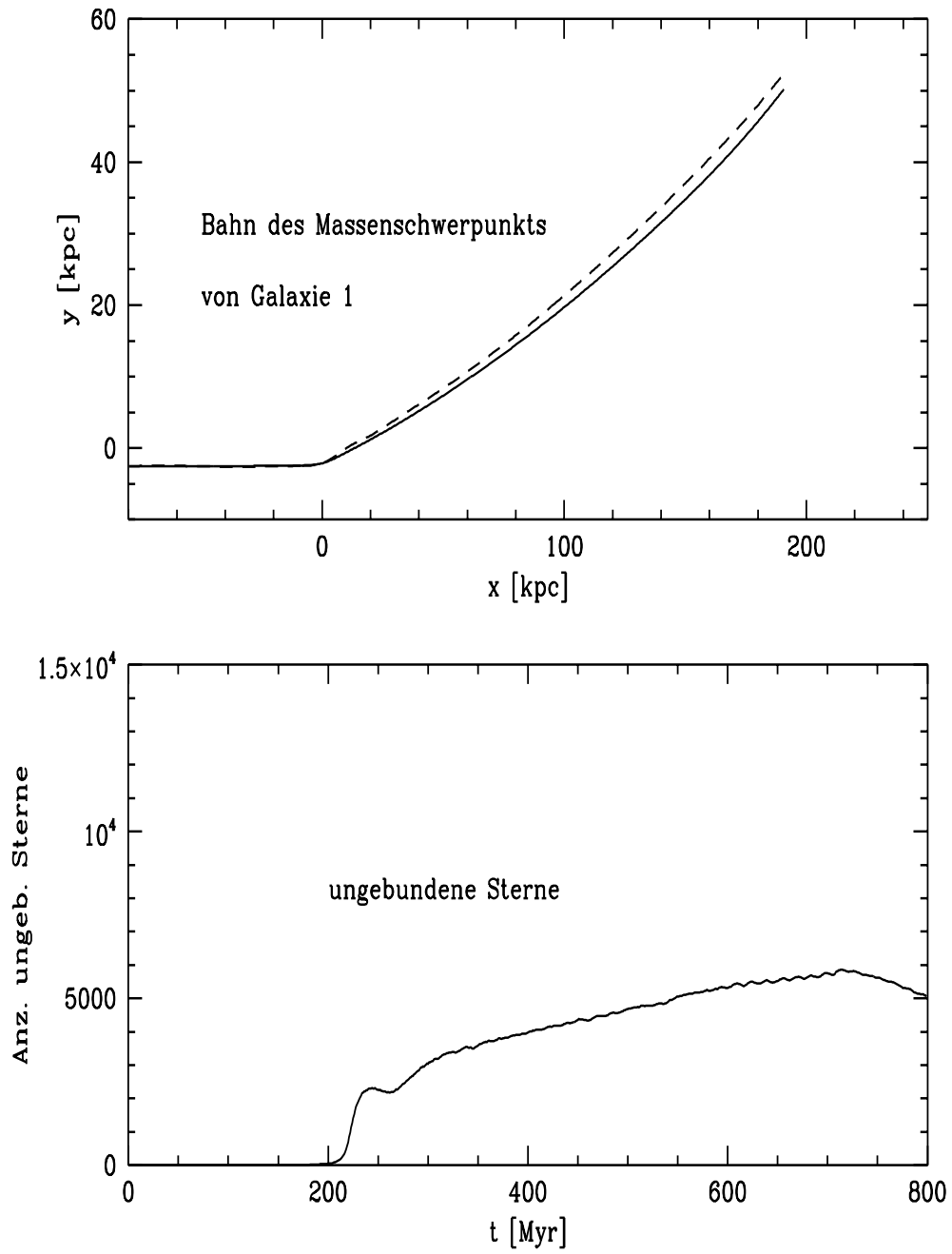


Abbildung 5.2: Modell IN1 Fortsetzung

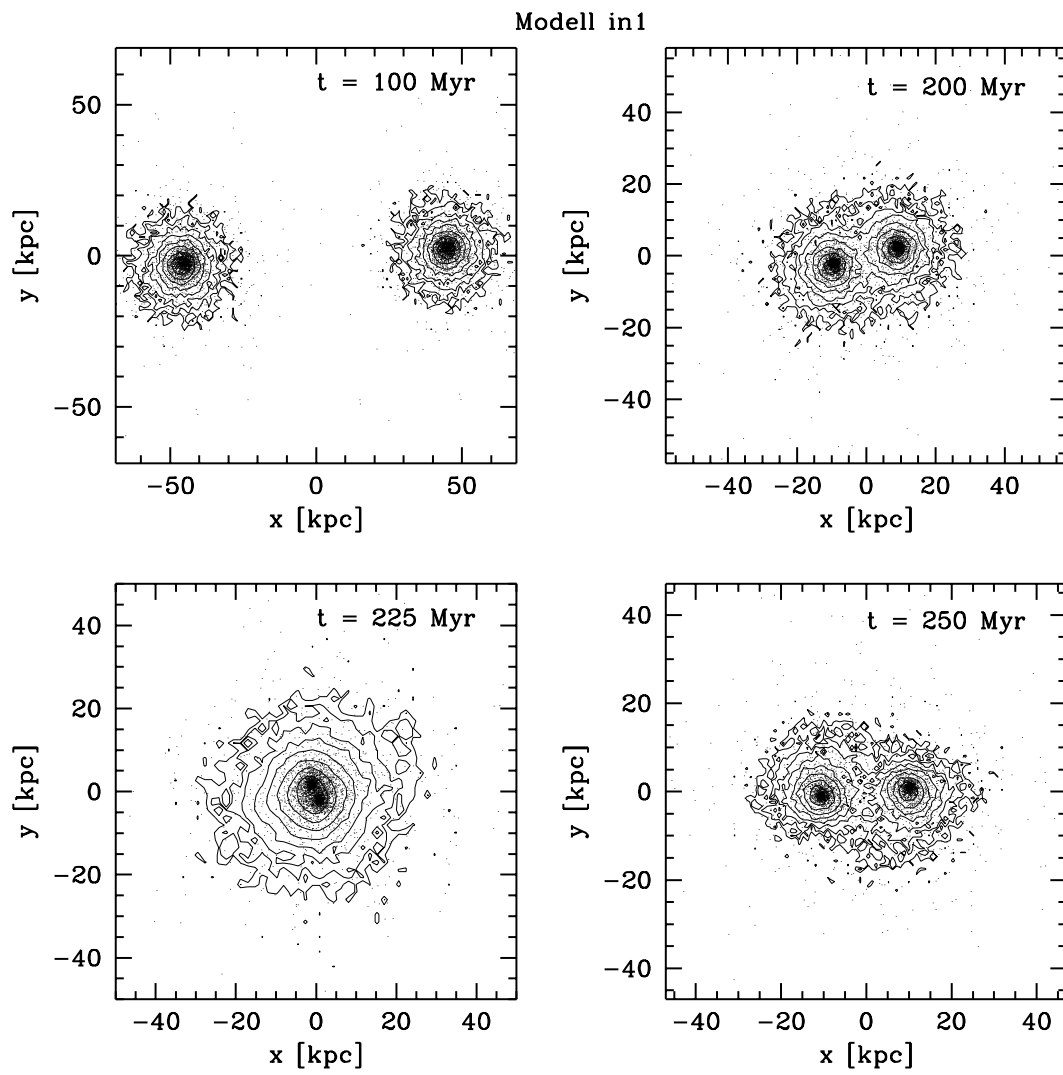


Abbildung 5.3: Entwicklung Modell IN1

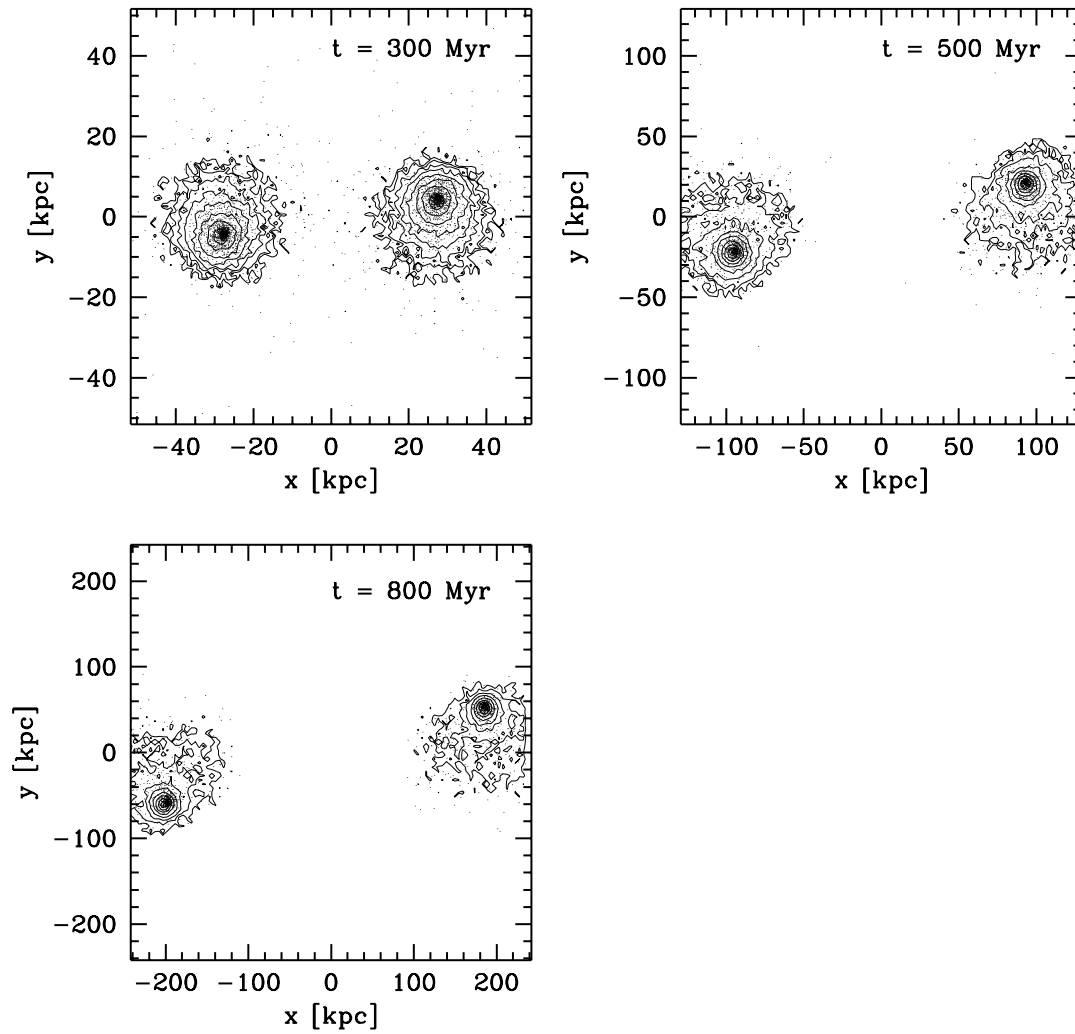


Abbildung 5.4: Entwicklung Modell IN1 Fortsetzung

Modell in 1

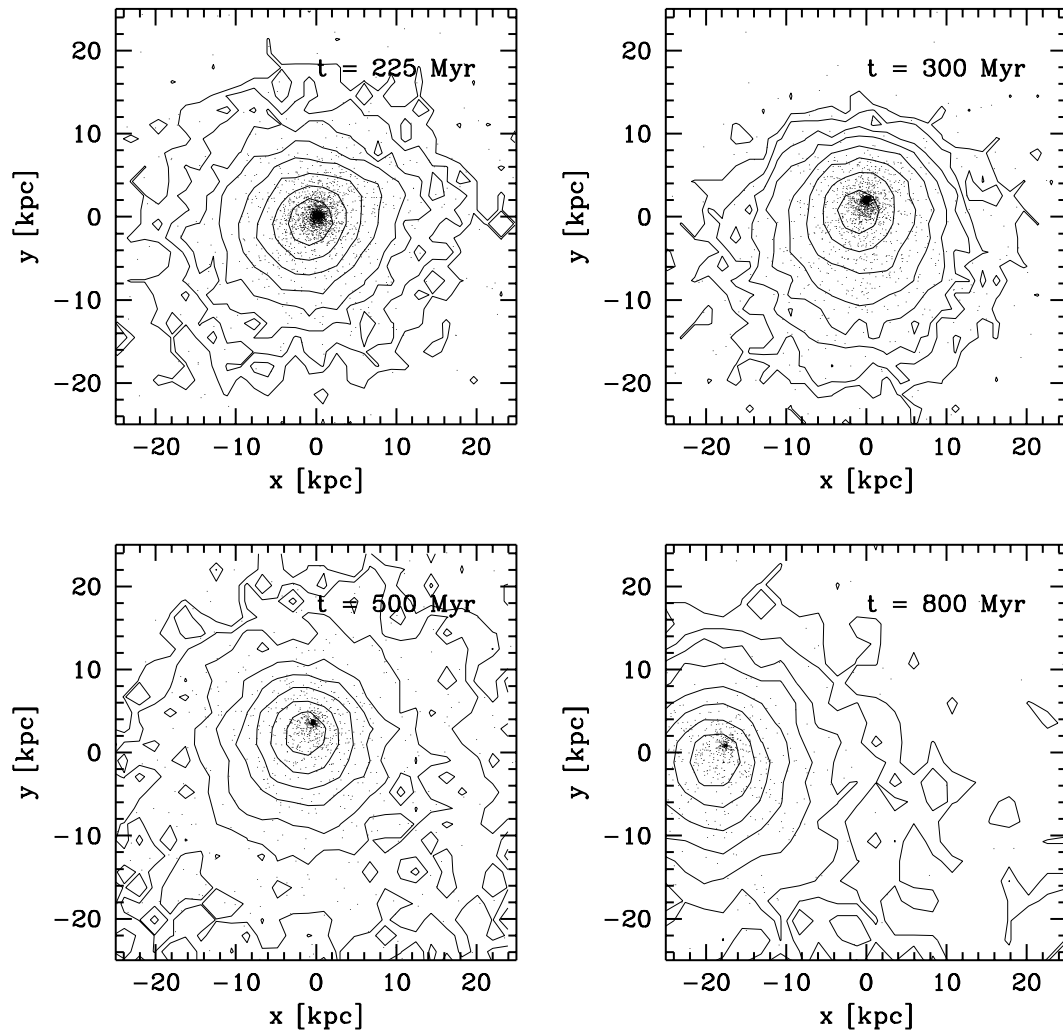


Abbildung 5.5: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN1)

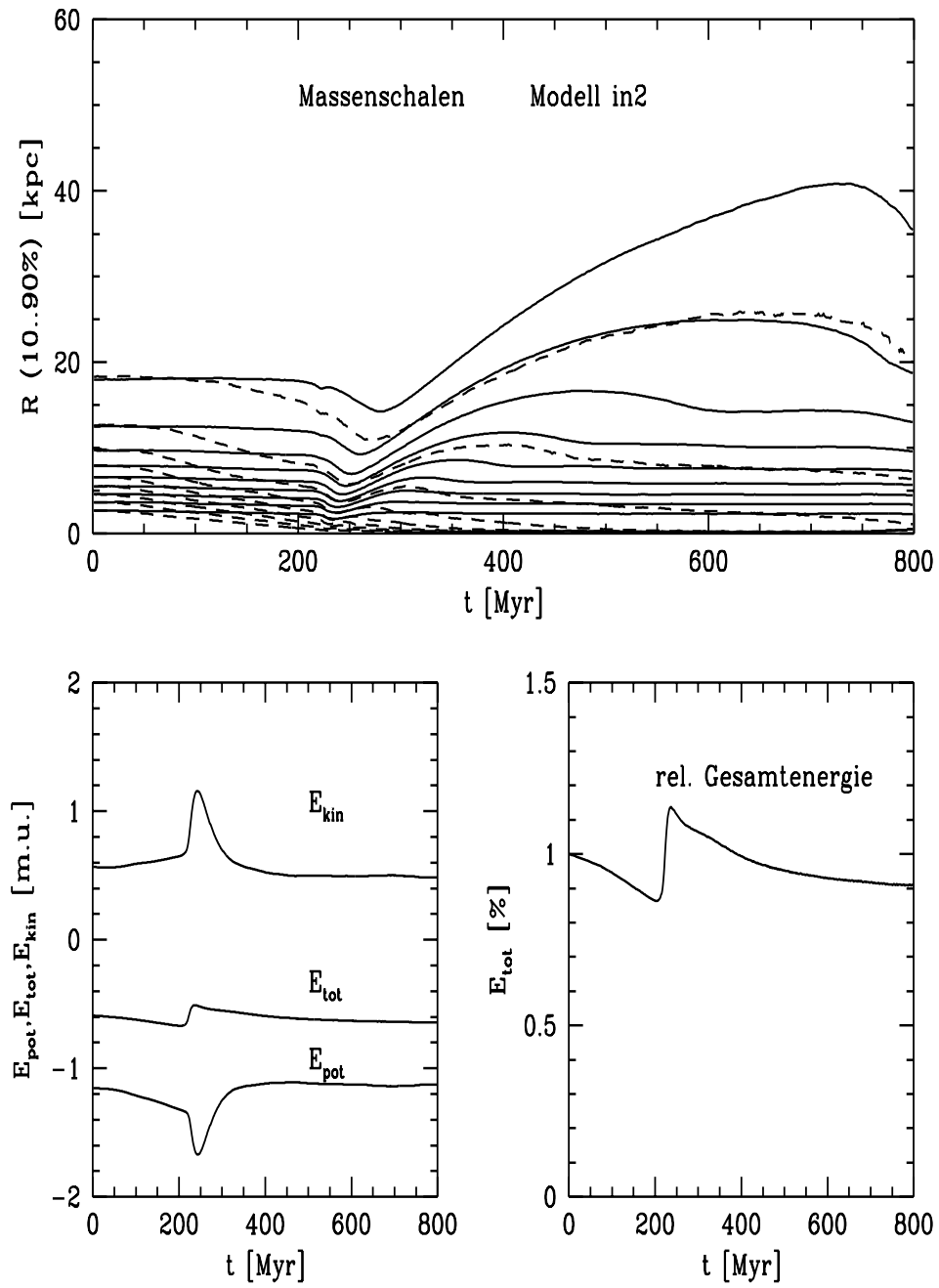


Abbildung 5.6: Modell IN2

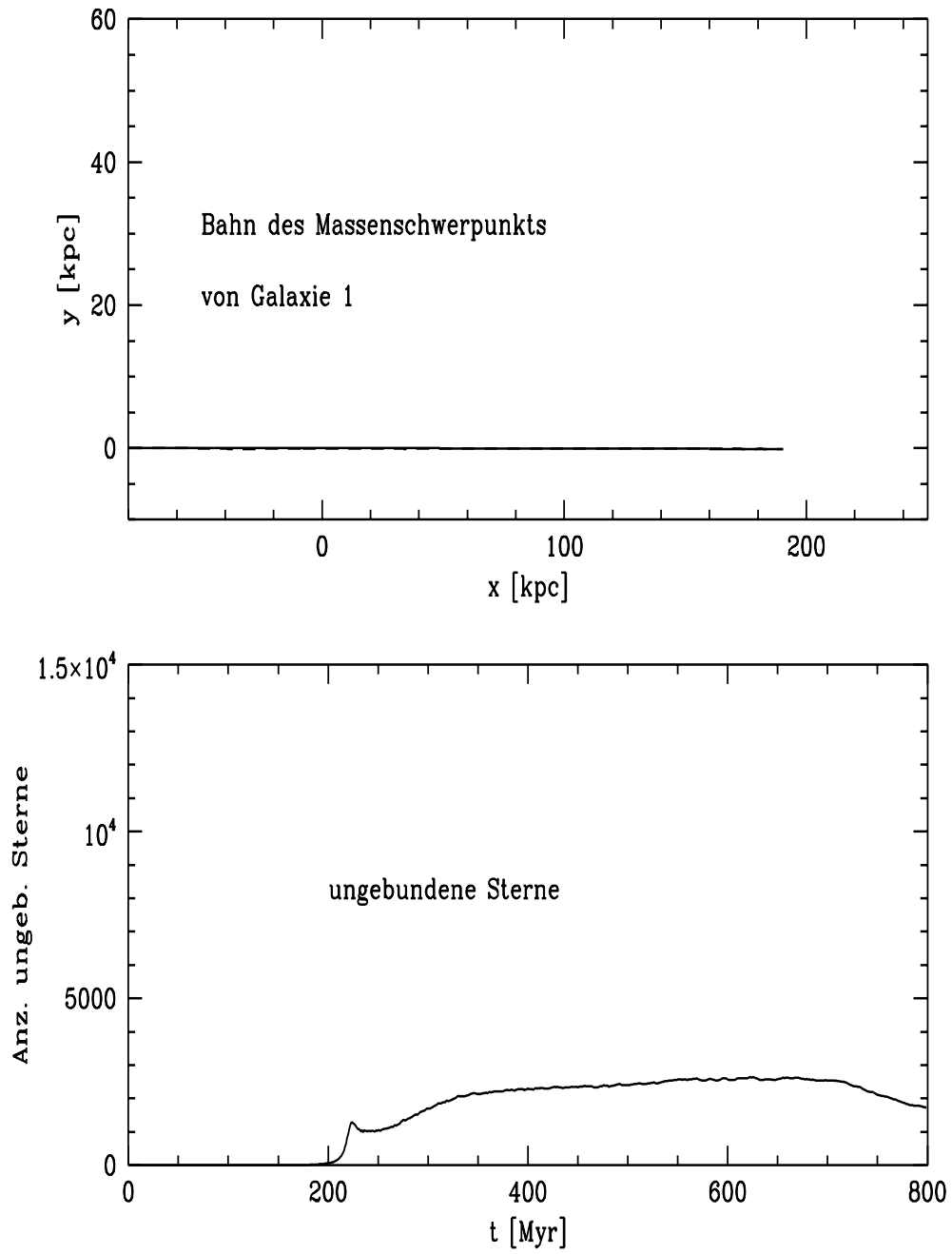


Abbildung 5.7: Modell IN2 Fortsetzung

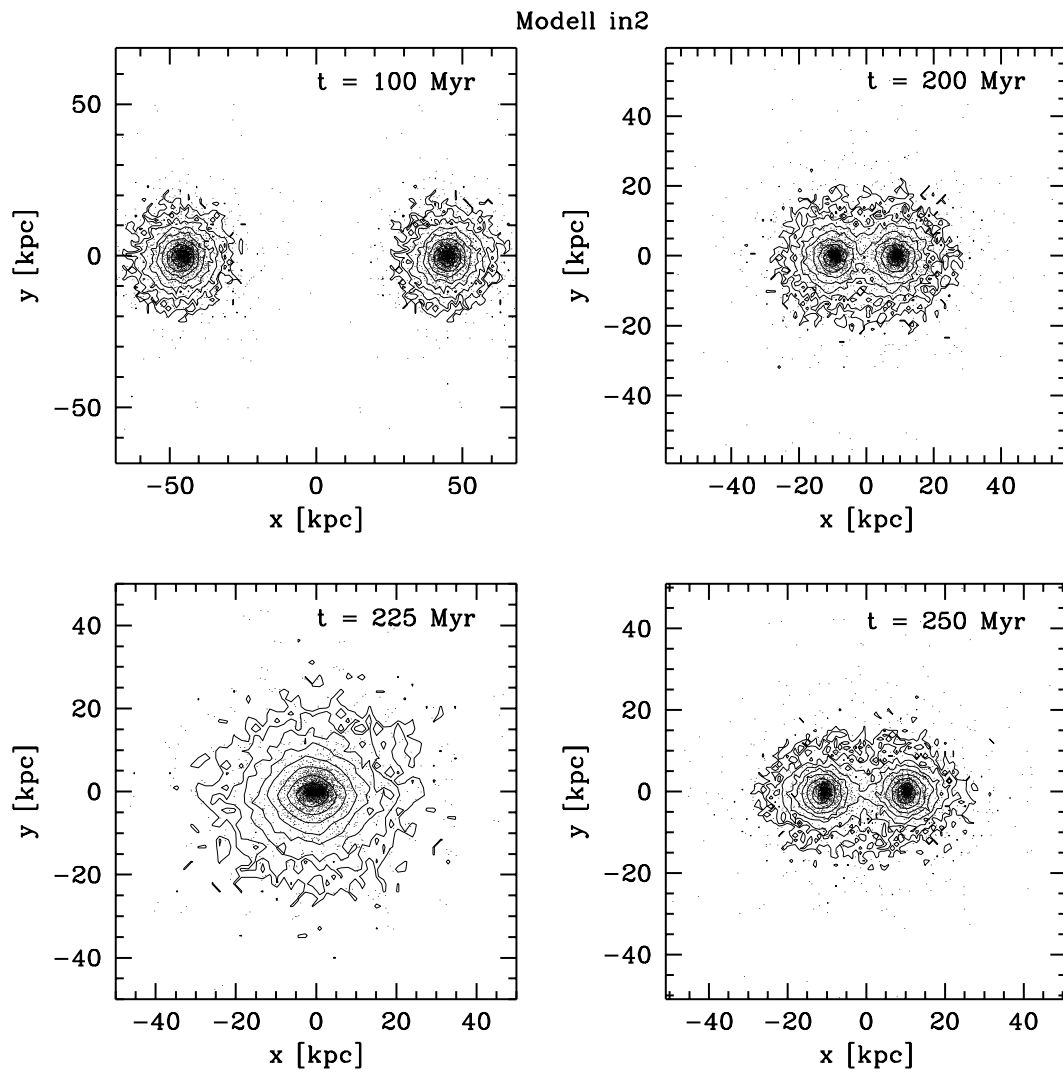


Abbildung 5.8: Entwicklung Modell IN2

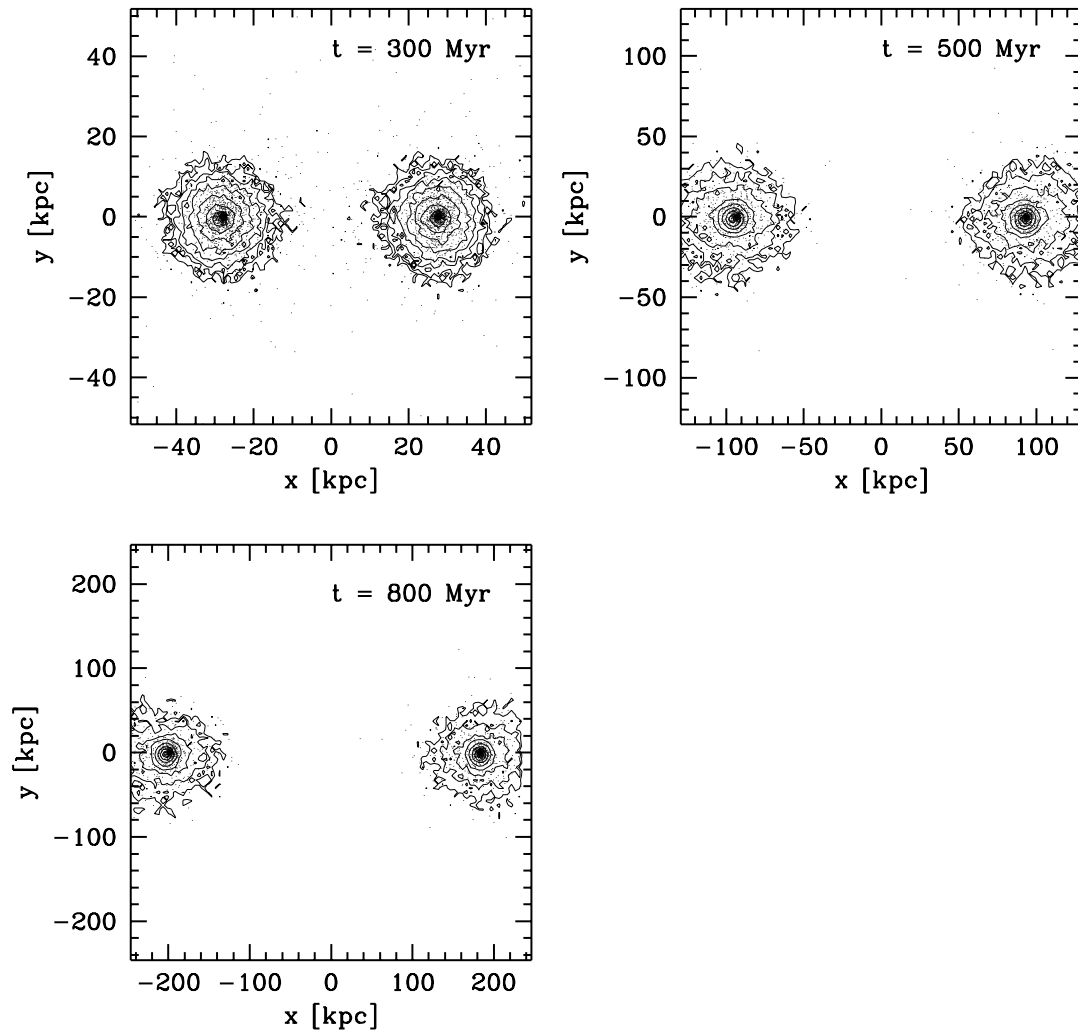


Abbildung 5.9: Entwicklung Modell IN2 Fortsetzung

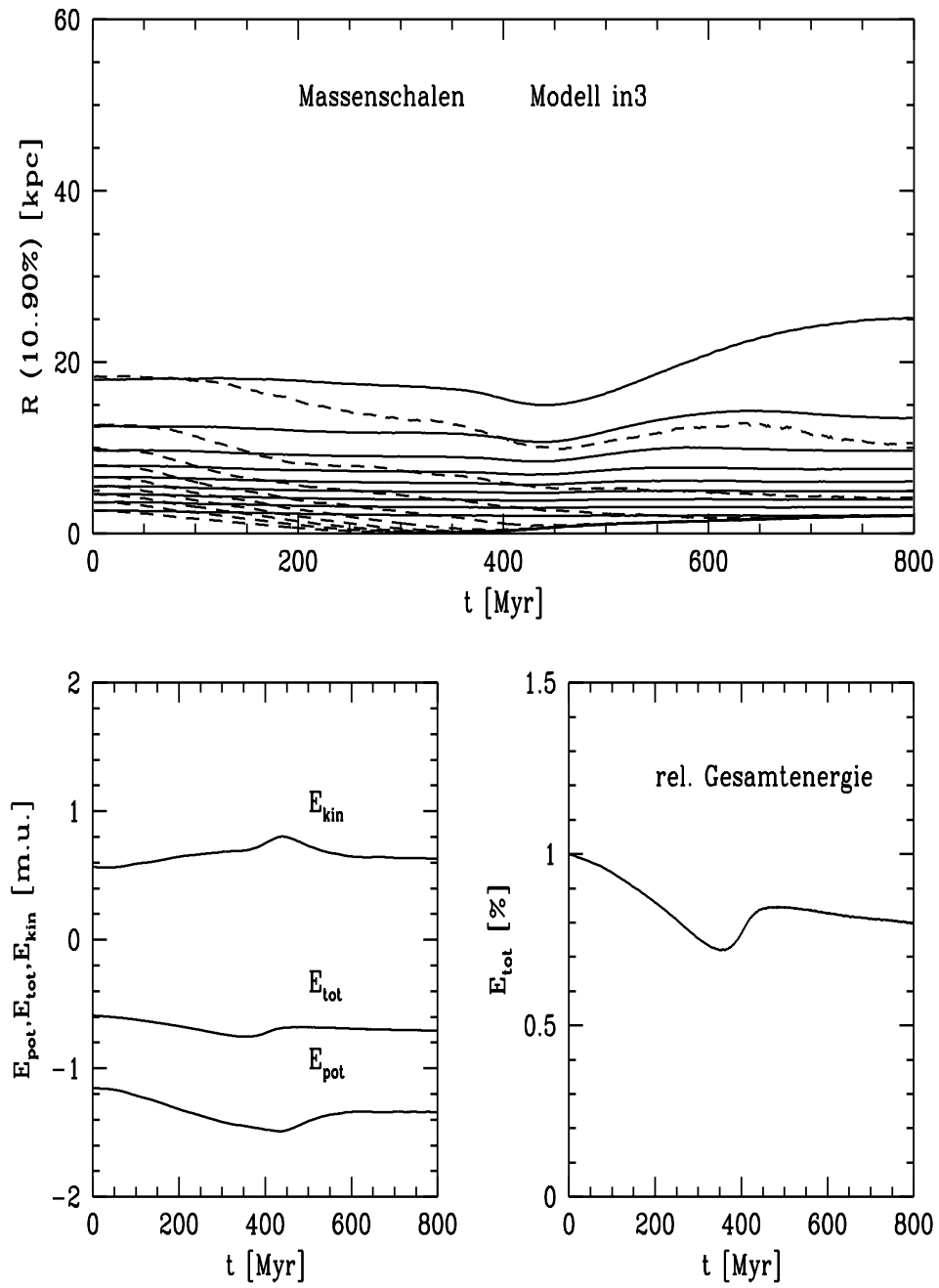


Abbildung 5.10: Modell IN3

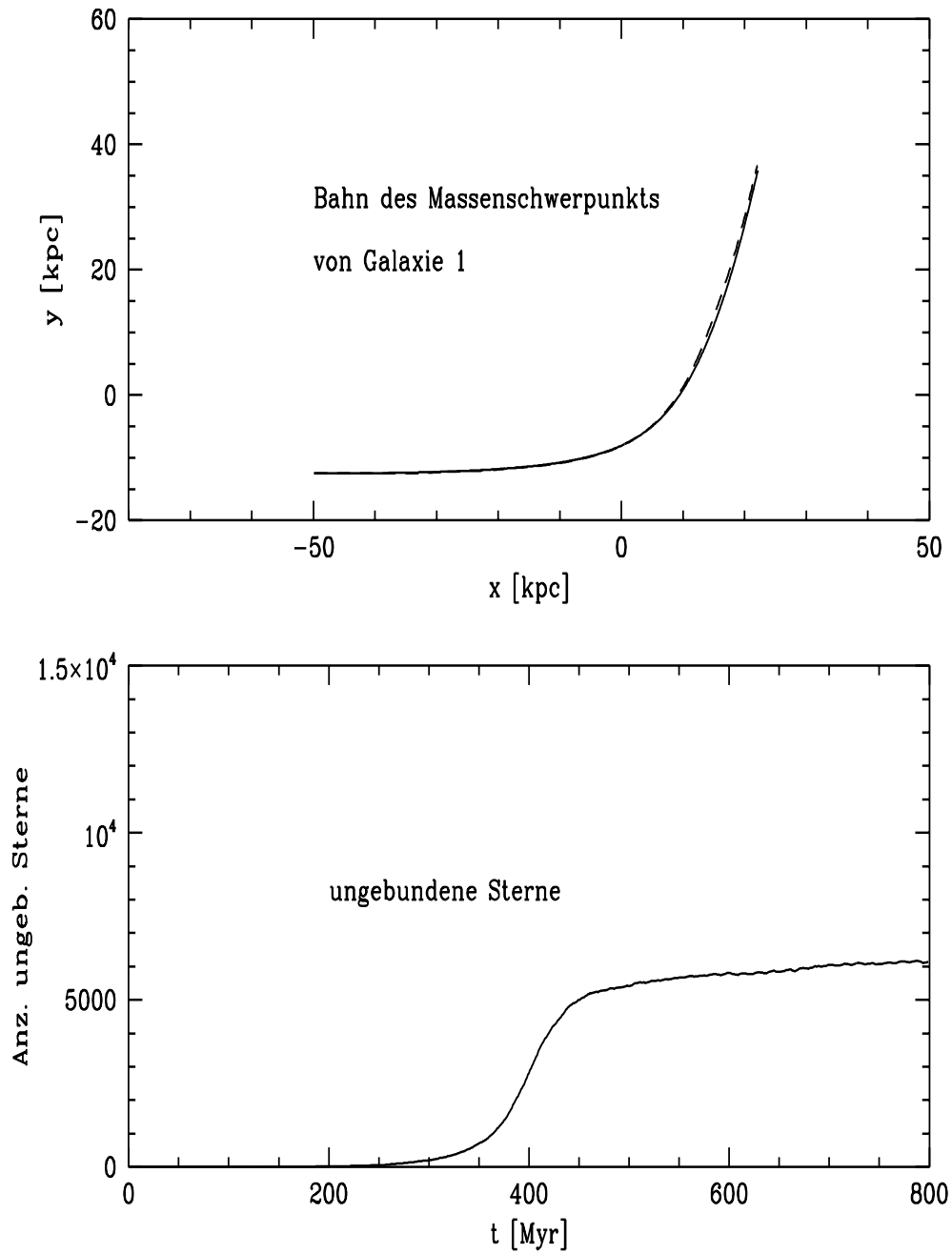


Abbildung 5.11: Modell IN3 Fortsetzung

Modell in3

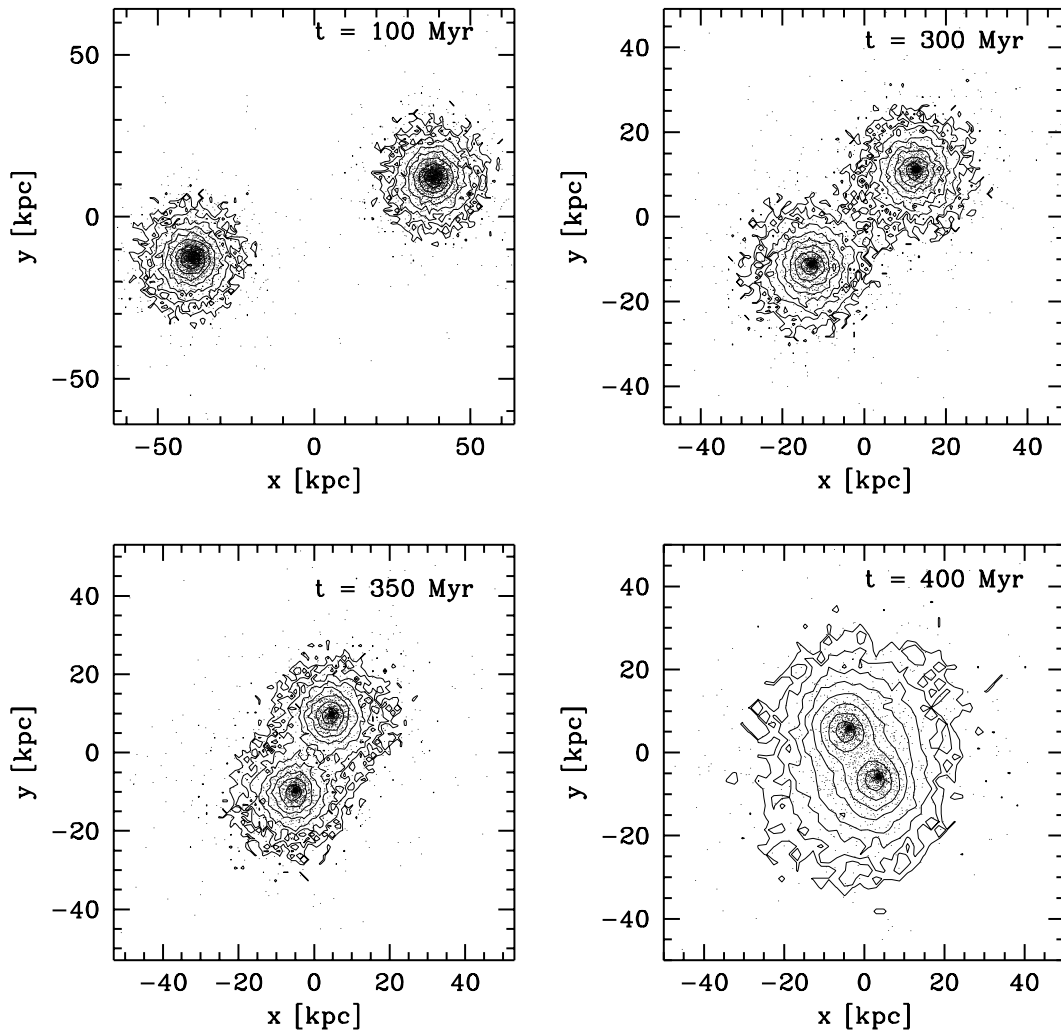


Abbildung 5.12: Entwicklung Modell IN3

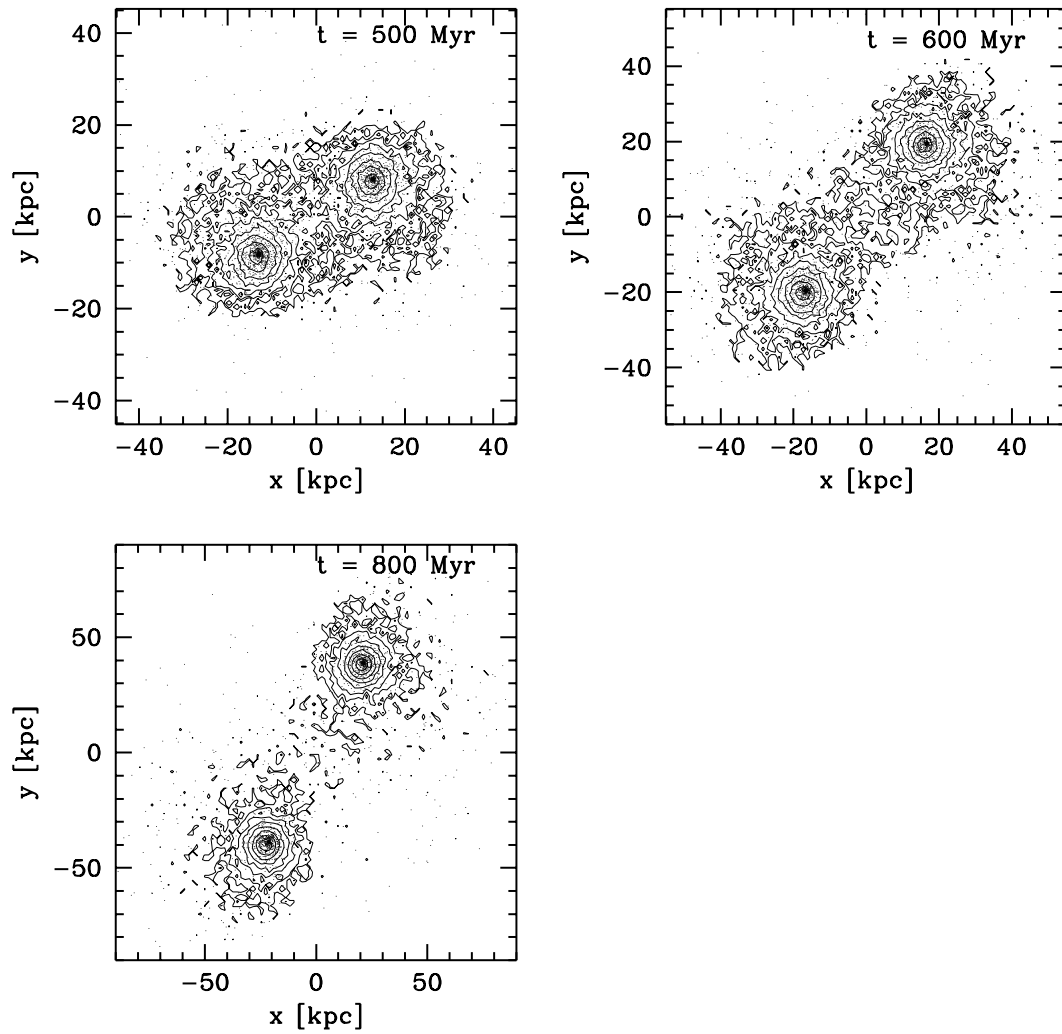


Abbildung 5.13: Entwicklung Modell IN3 Fortsetzung

Modell in3

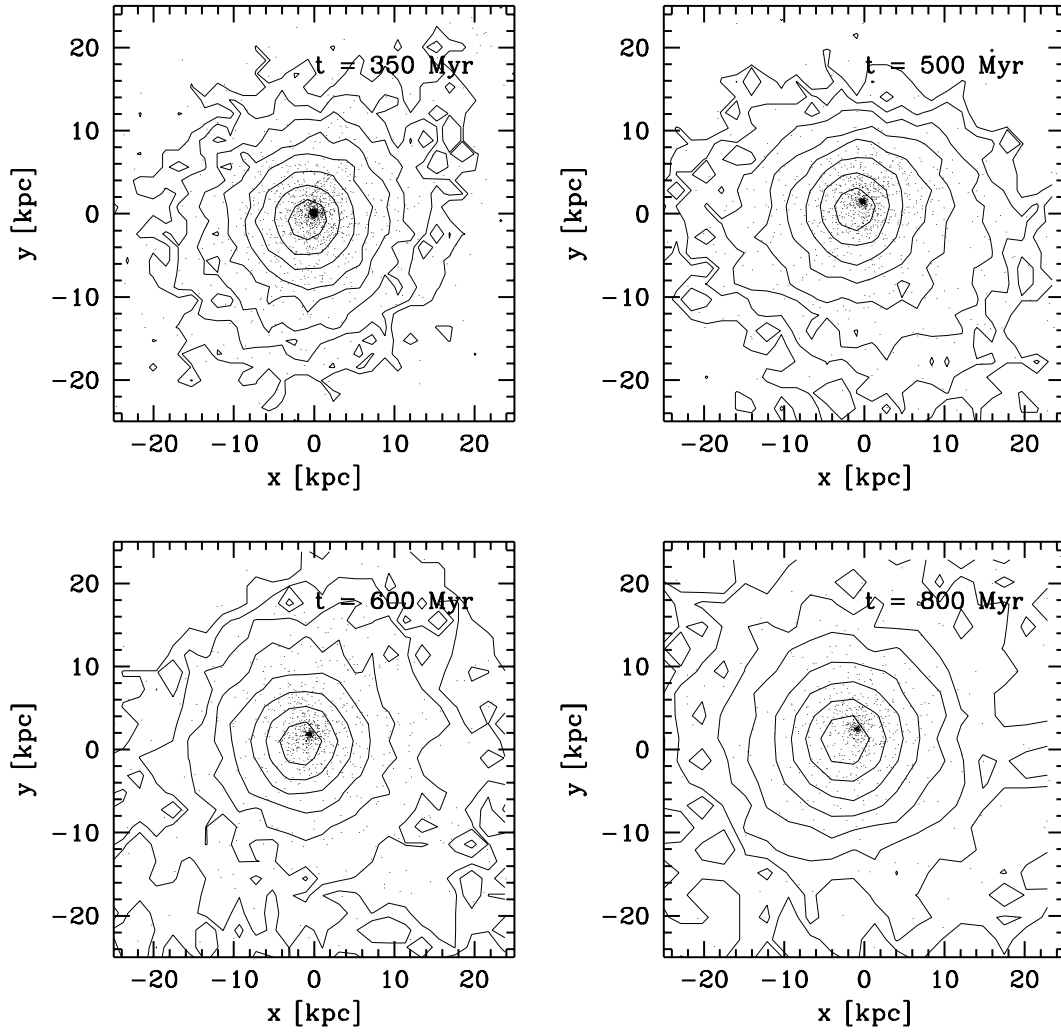


Abbildung 5.14: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN3)

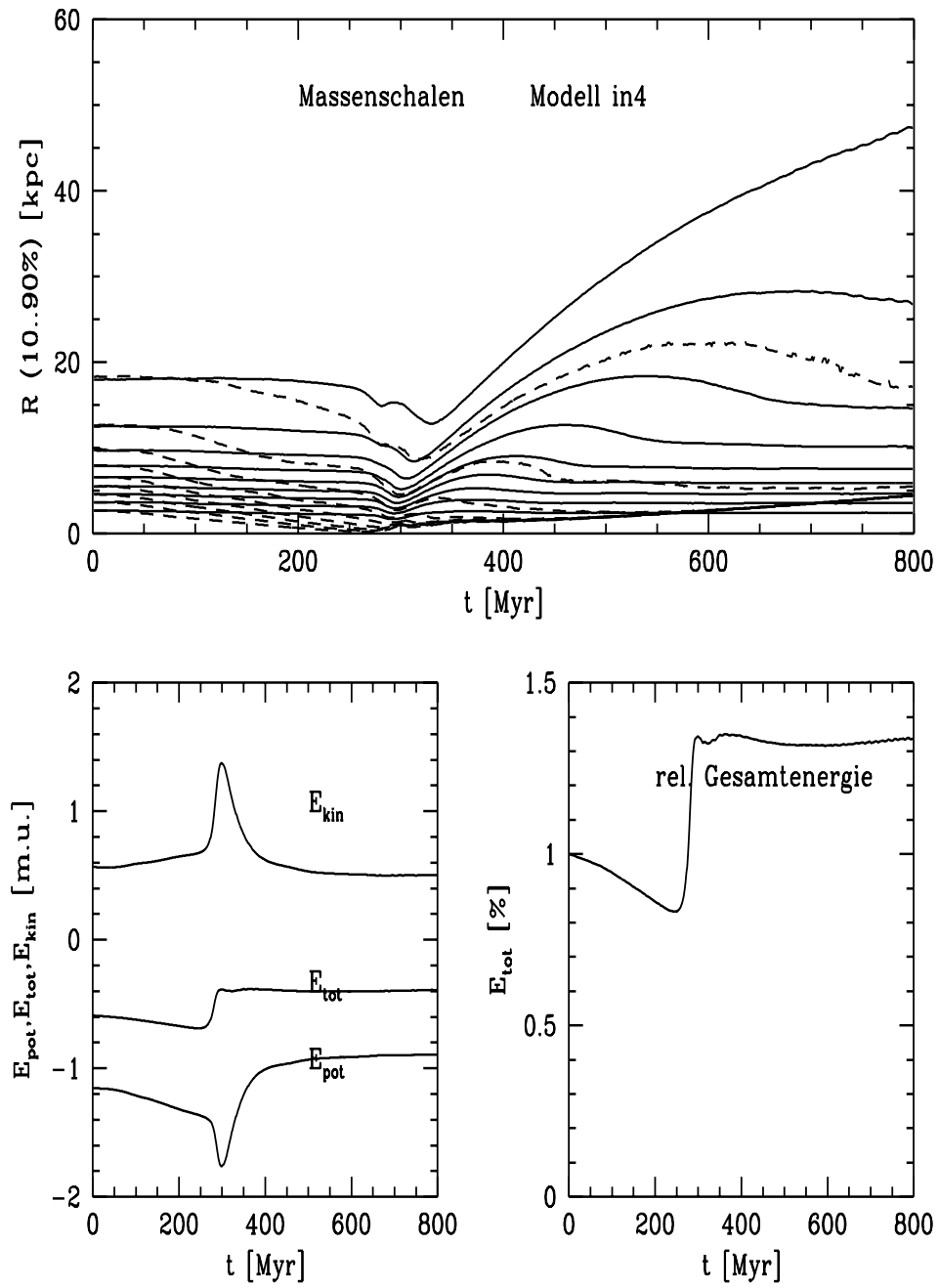


Abbildung 5.15: Modell IN4

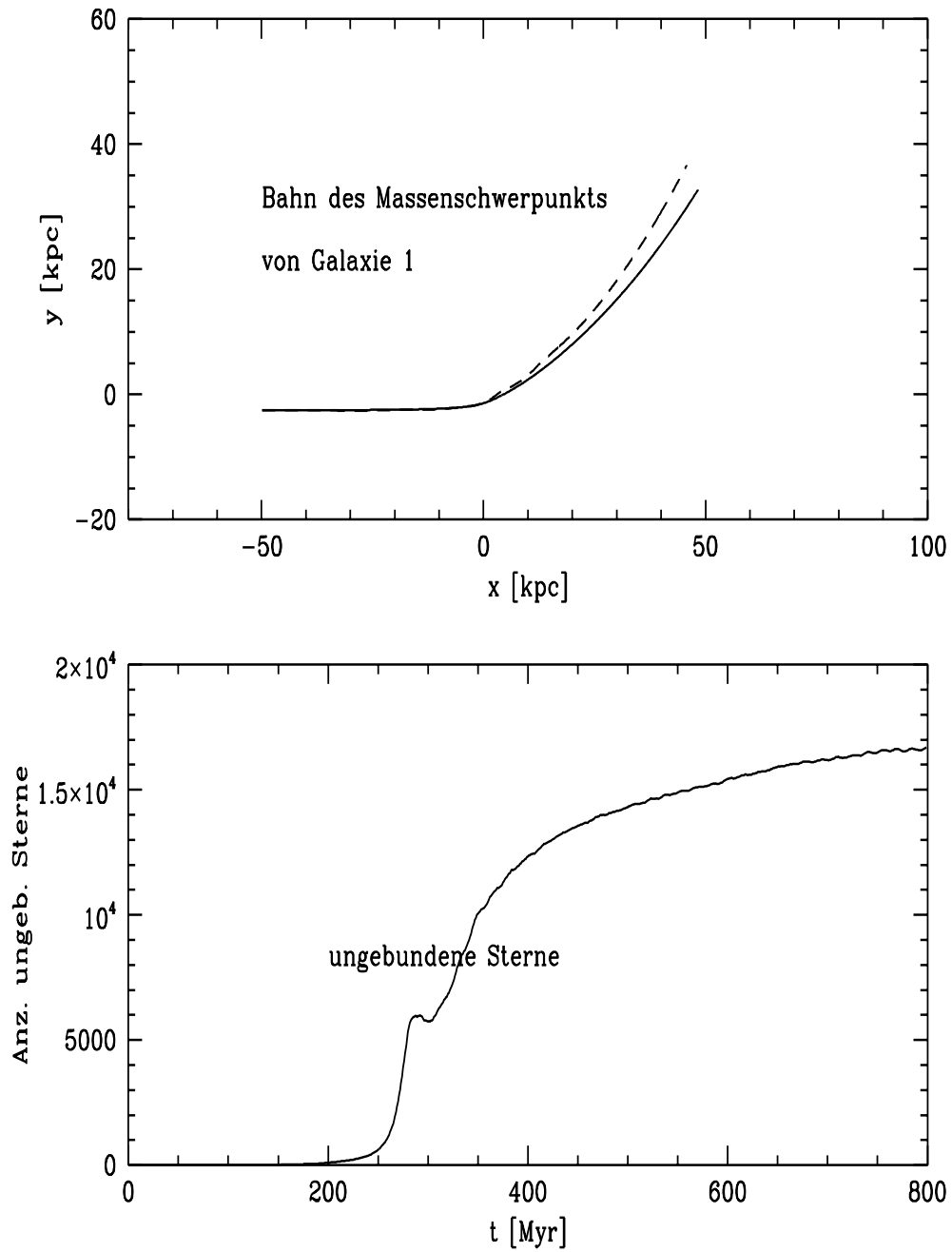


Abbildung 5.16: Modell IN4 Fortsetzung

Modell in4

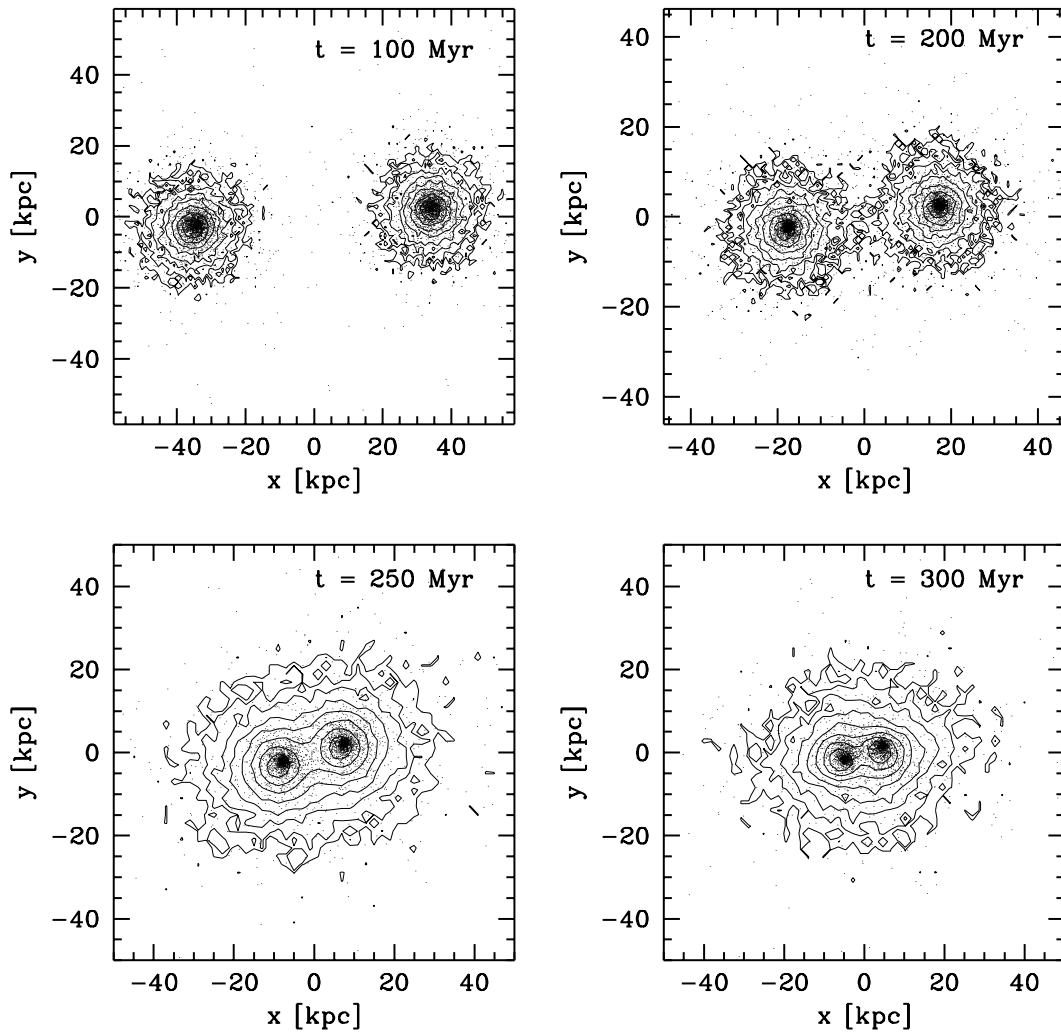


Abbildung 5.17: Entwicklung Modell IN4

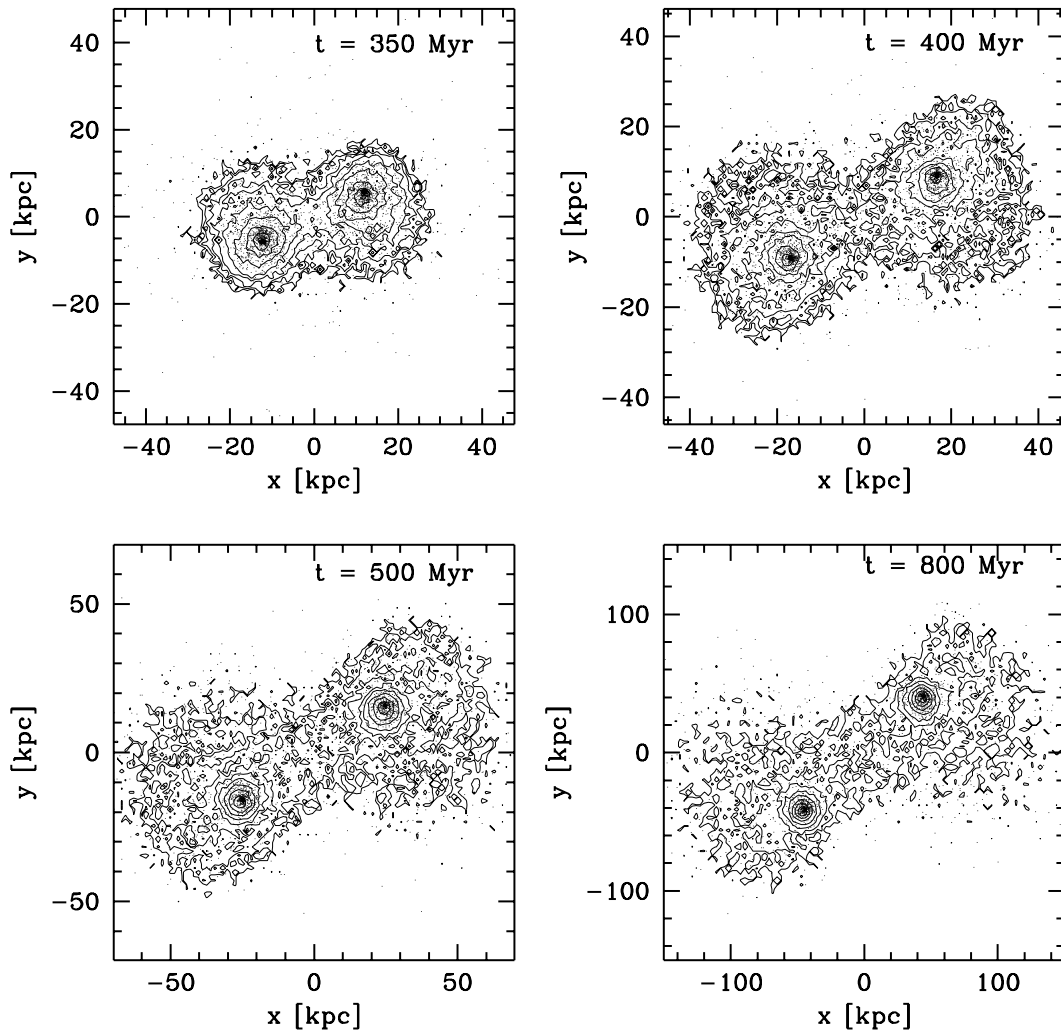


Abbildung 5.18: Entwicklung Modell IN4 Fortsetzung

Modell in4

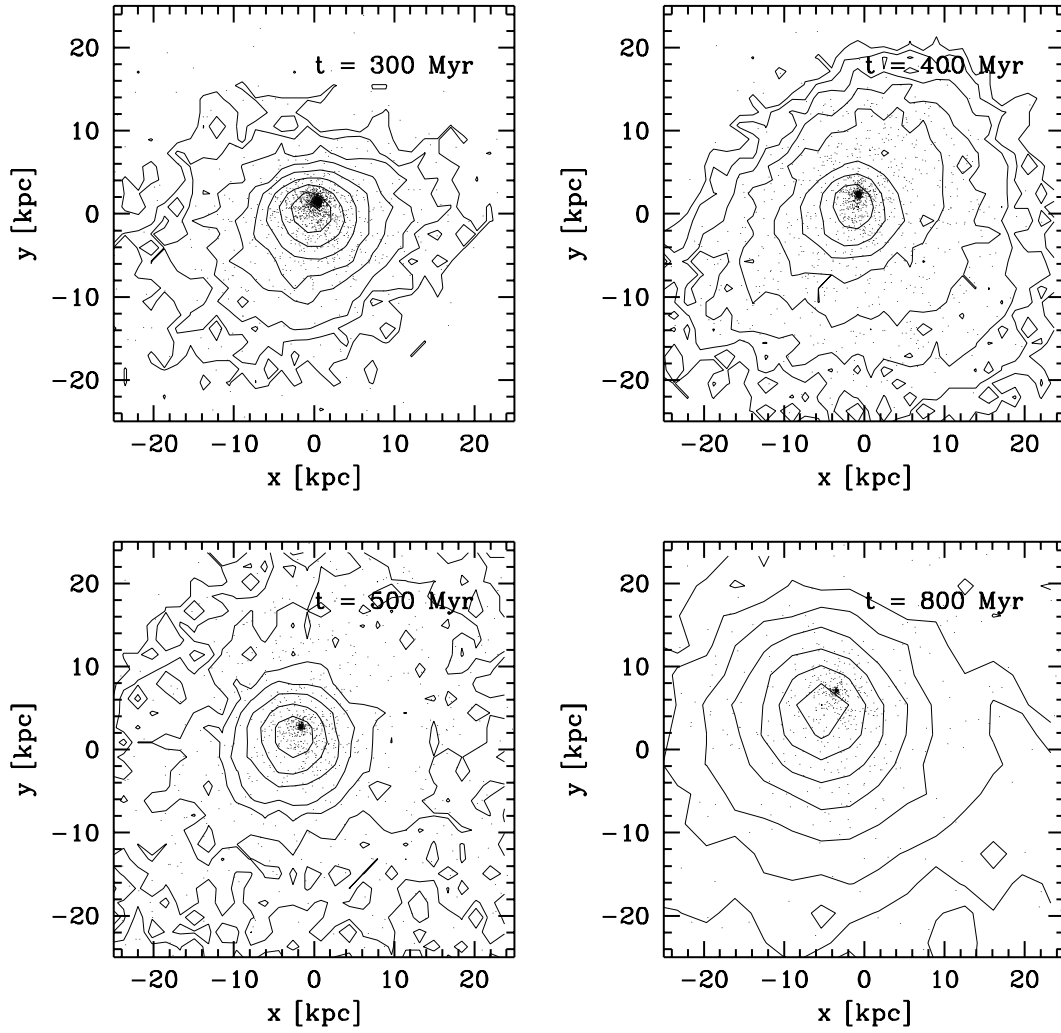


Abbildung 5.19: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN4)

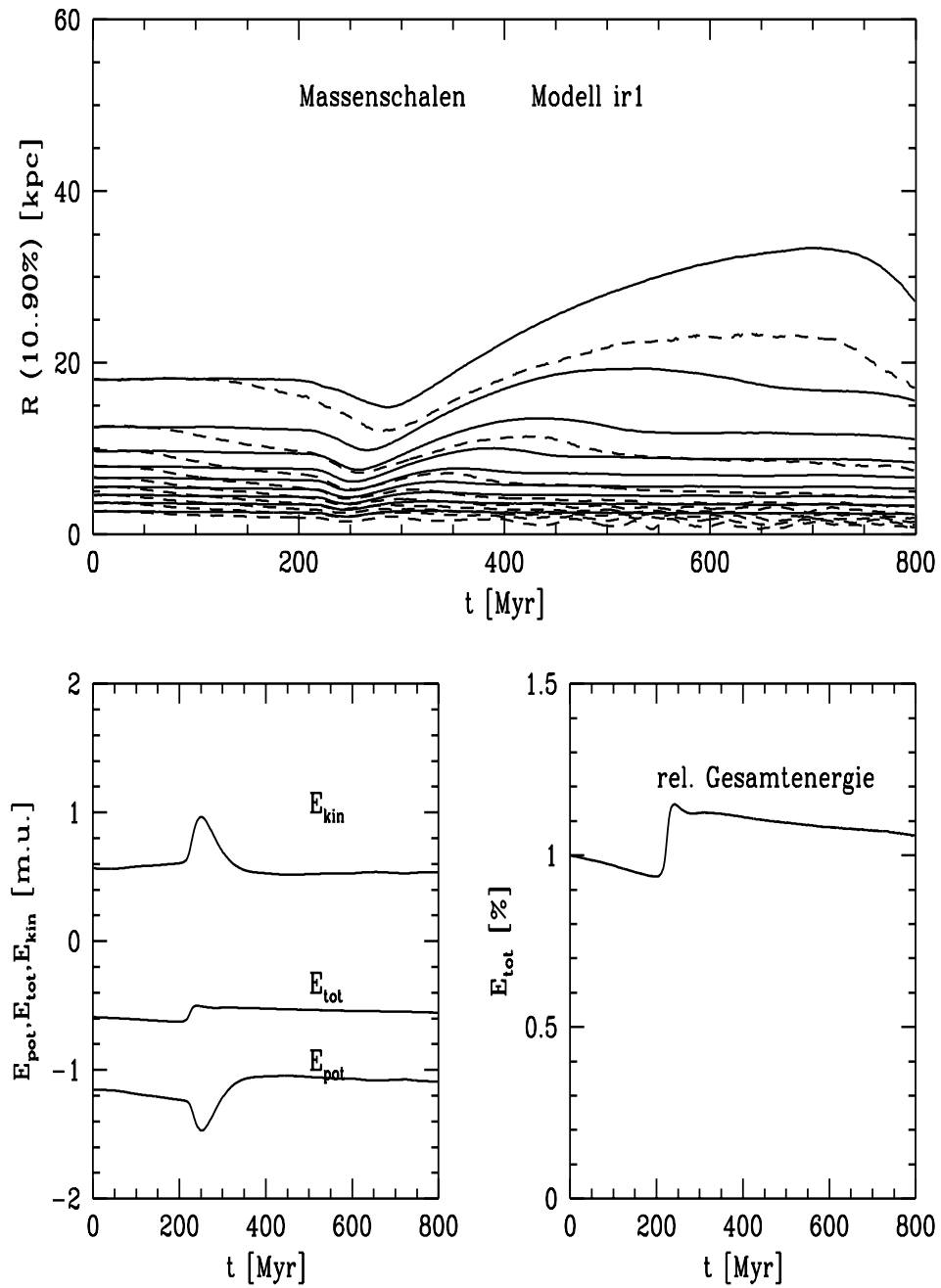


Abbildung 5.20: Modell IR1

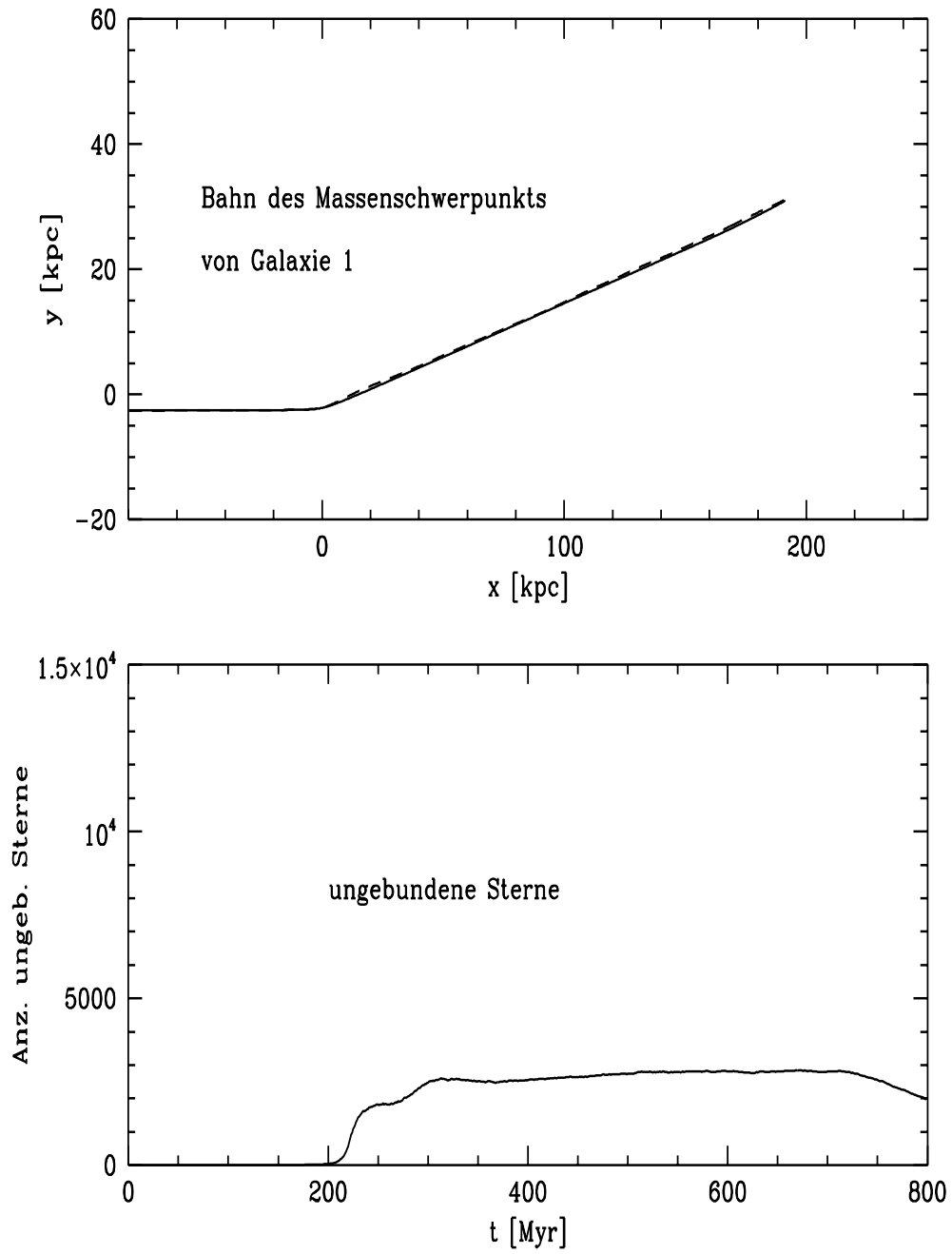


Abbildung 5.21: Modell IR1 Fortsetzung

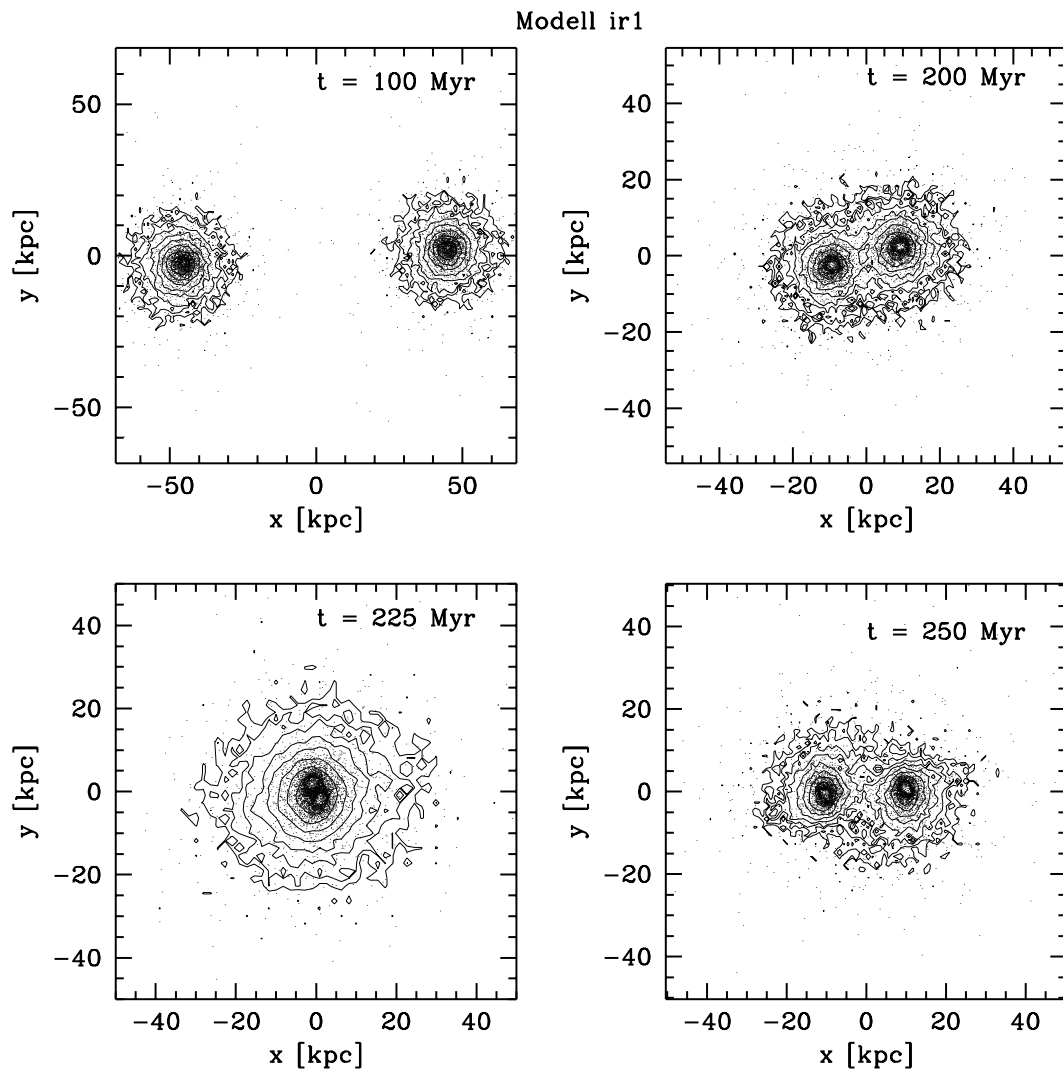


Abbildung 5.22: Entwicklung Modell IR1

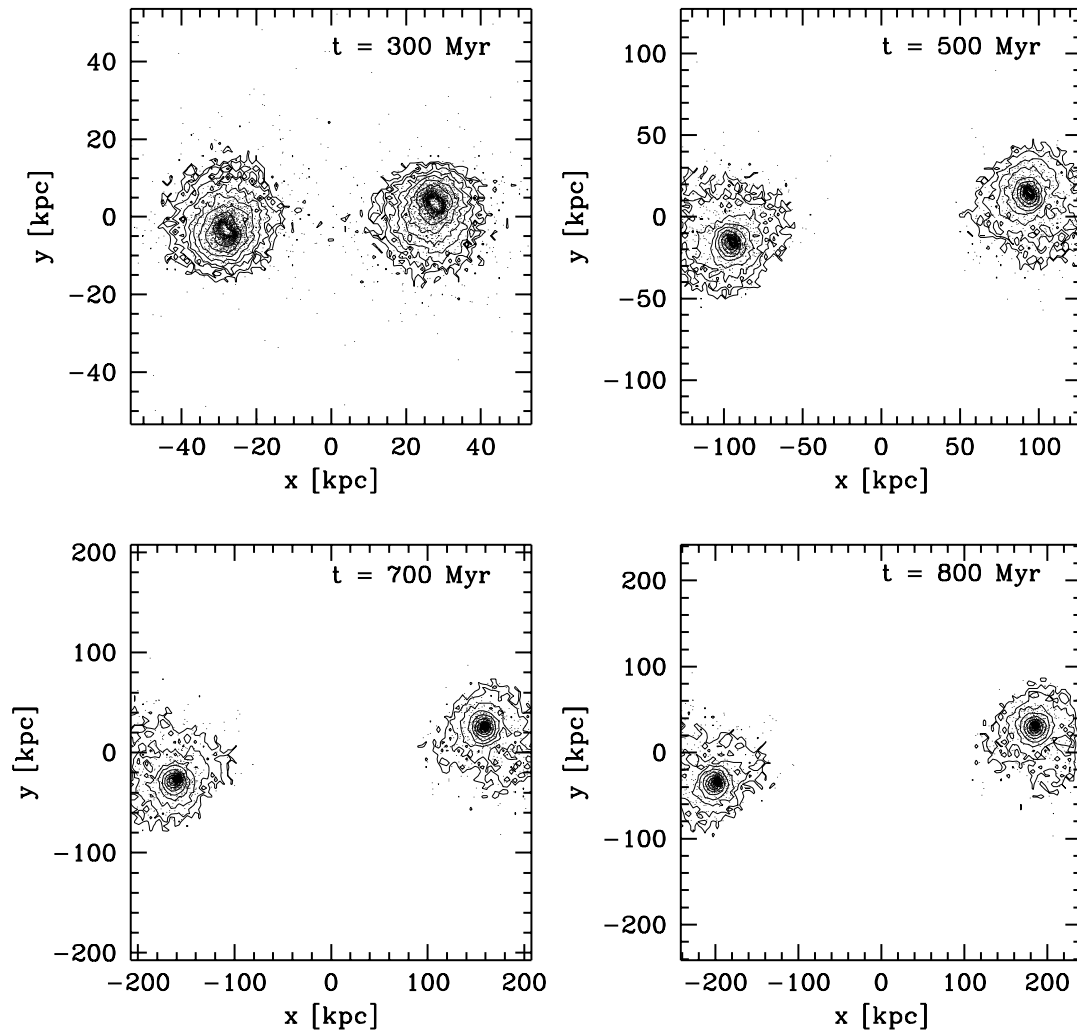


Abbildung 5.23: Entwicklung Modell IR1 Fortsetzung

Modell ir1

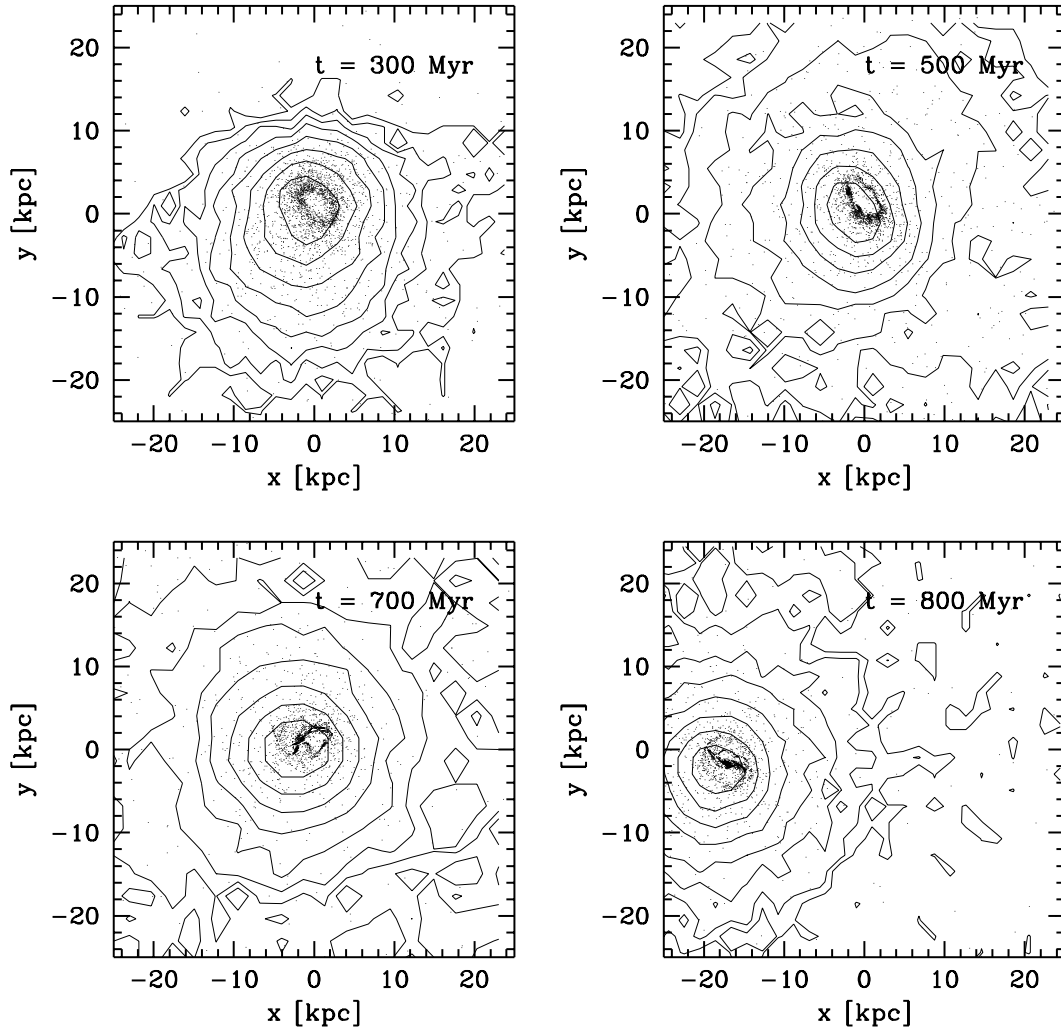


Abbildung 5.24: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IR1)

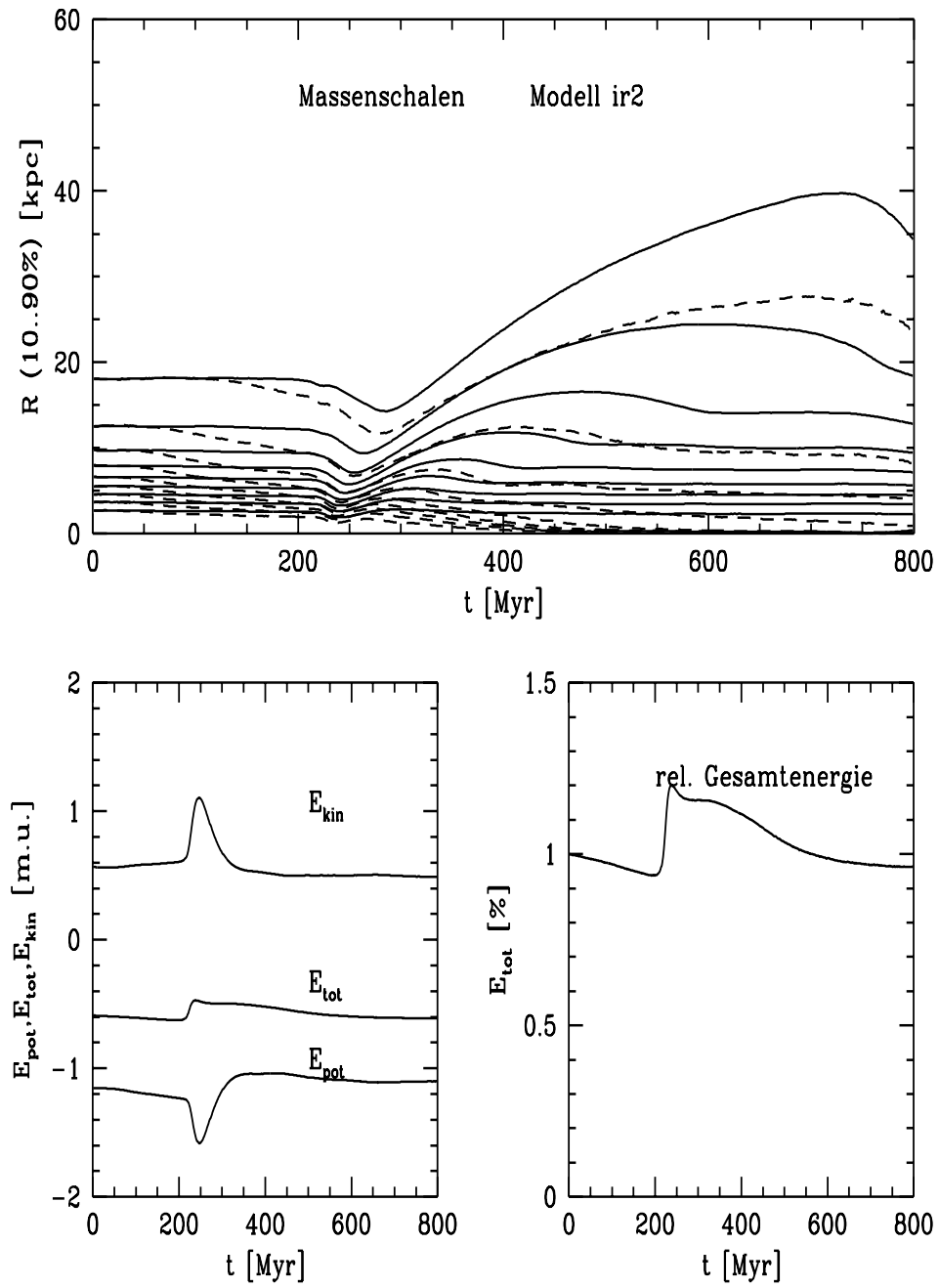


Abbildung 5.25: Modell IR2

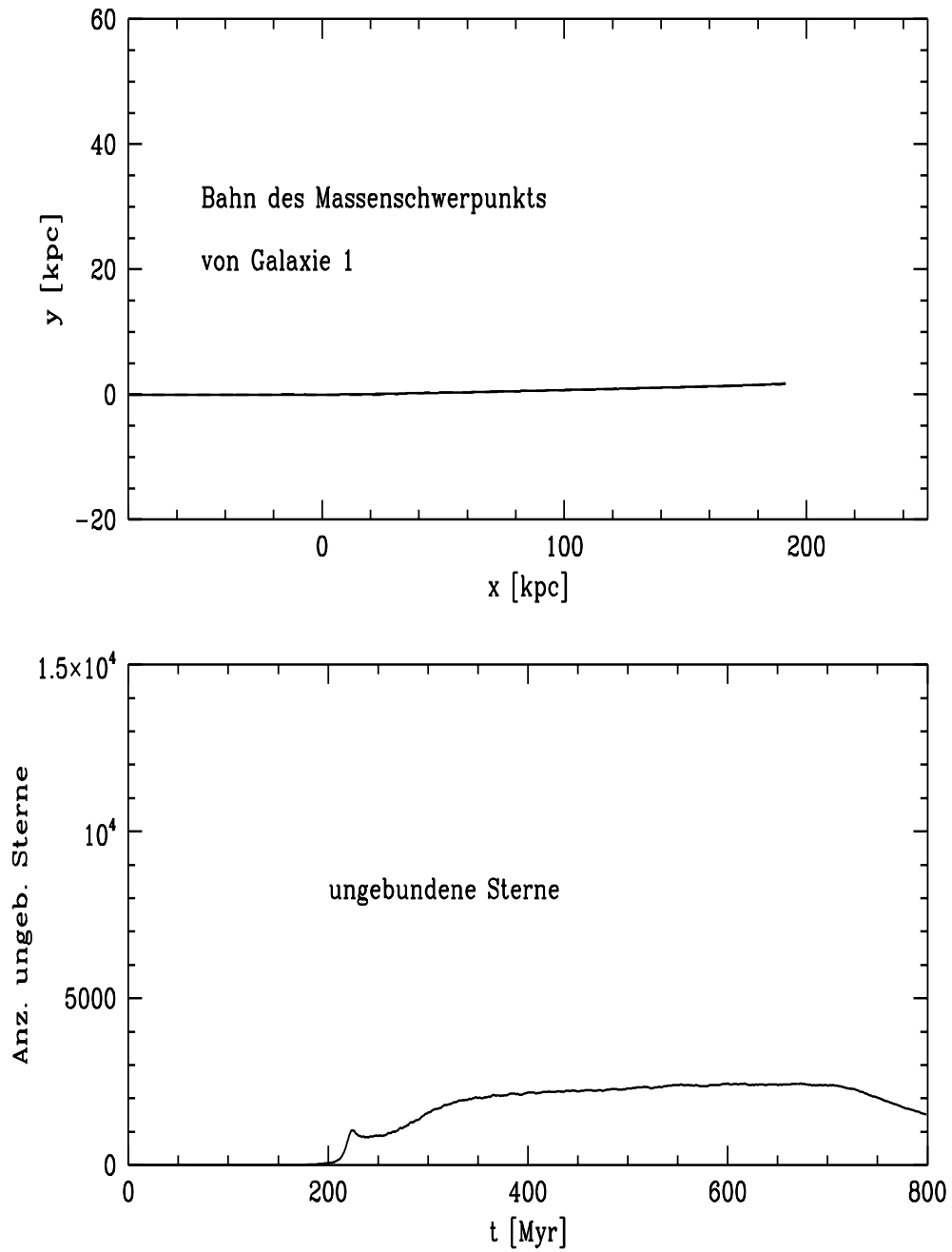


Abbildung 5.26: Modell IR2 Fortsetzung

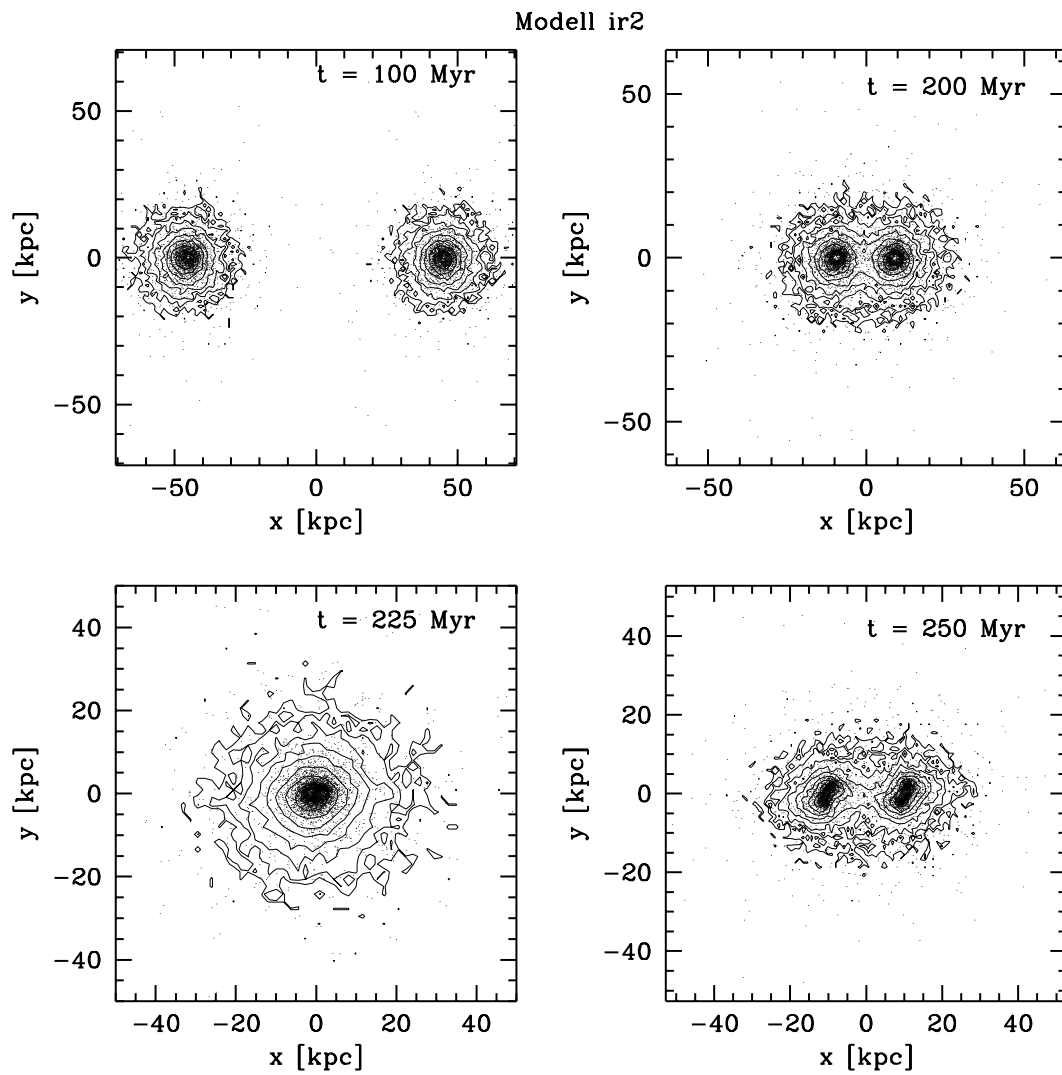


Abbildung 5.27: Entwicklung Modell IR2

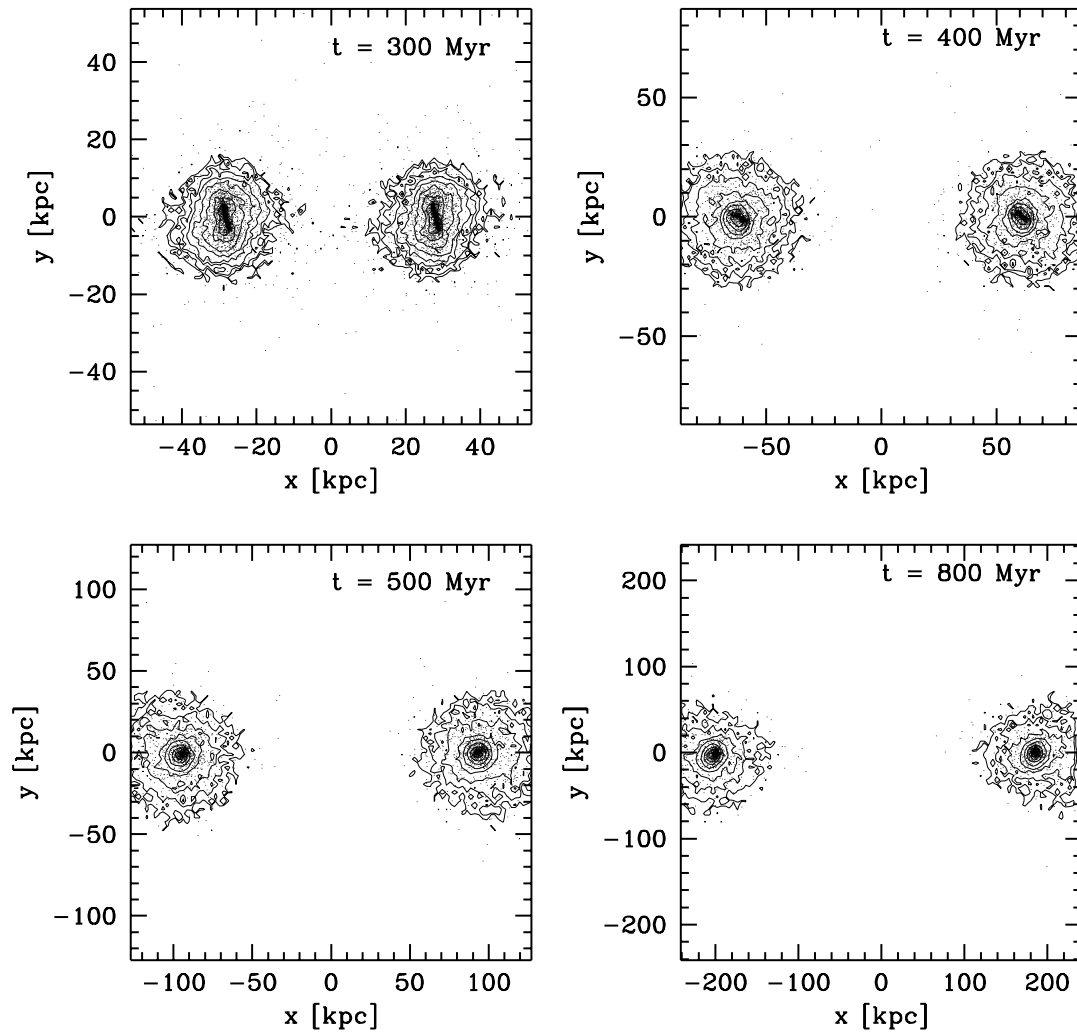


Abbildung 5.28: Entwicklung Modell IR2 Fortsetzung

Modell ir2

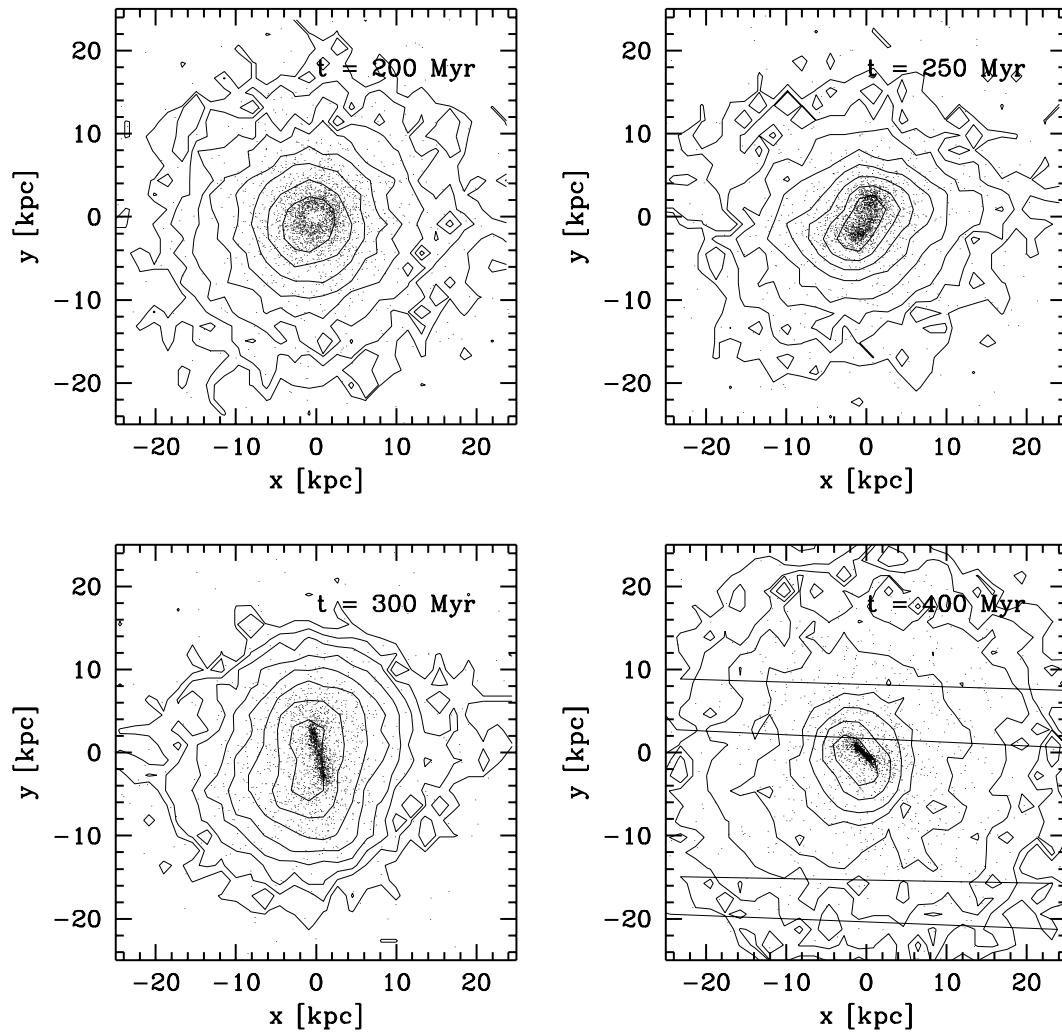


Abbildung 5.29: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1(IR2)

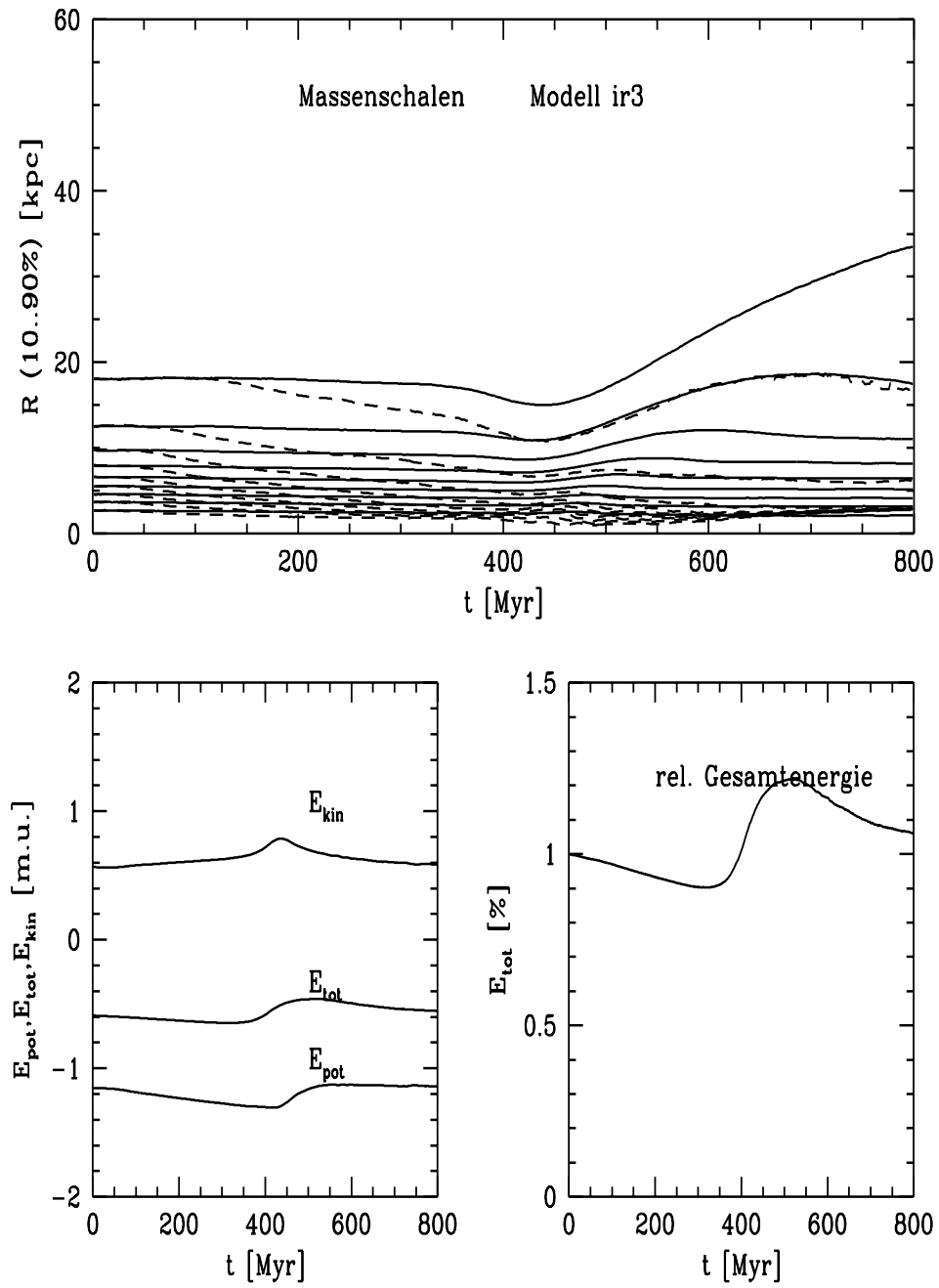


Abbildung 5.30: Modell IR3

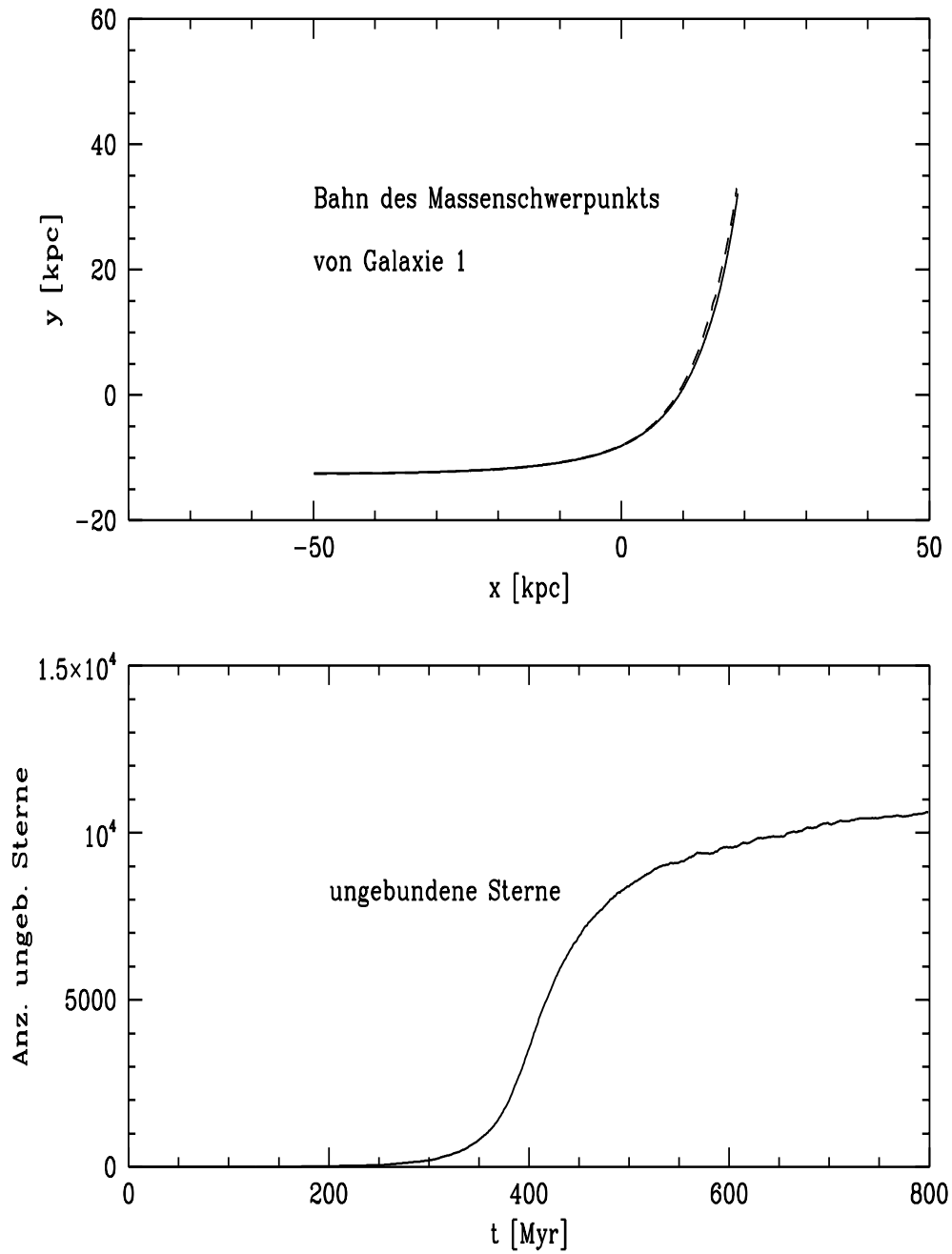


Abbildung 5.31: Modell IR3 Fortsetzung

Modell ir3

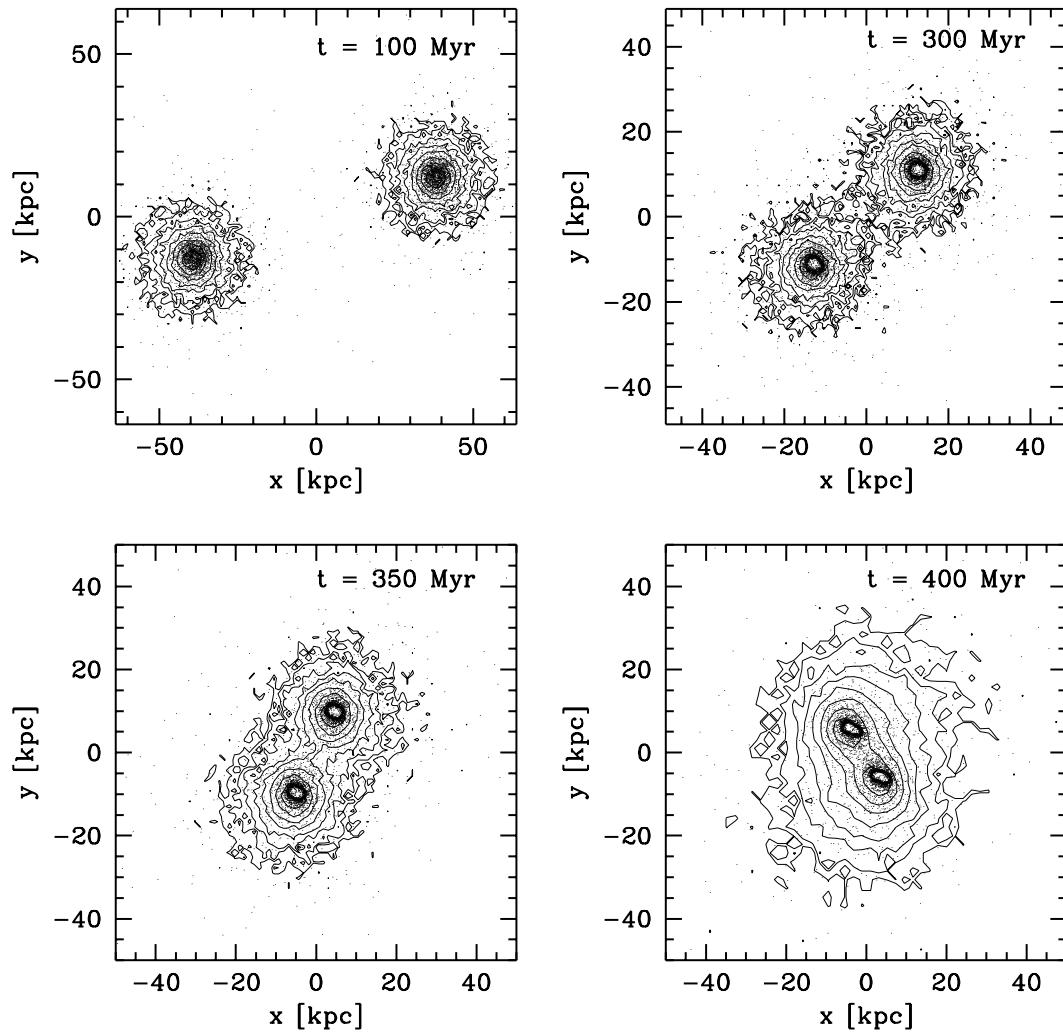


Abbildung 5.32: Entwicklung Modell IR3

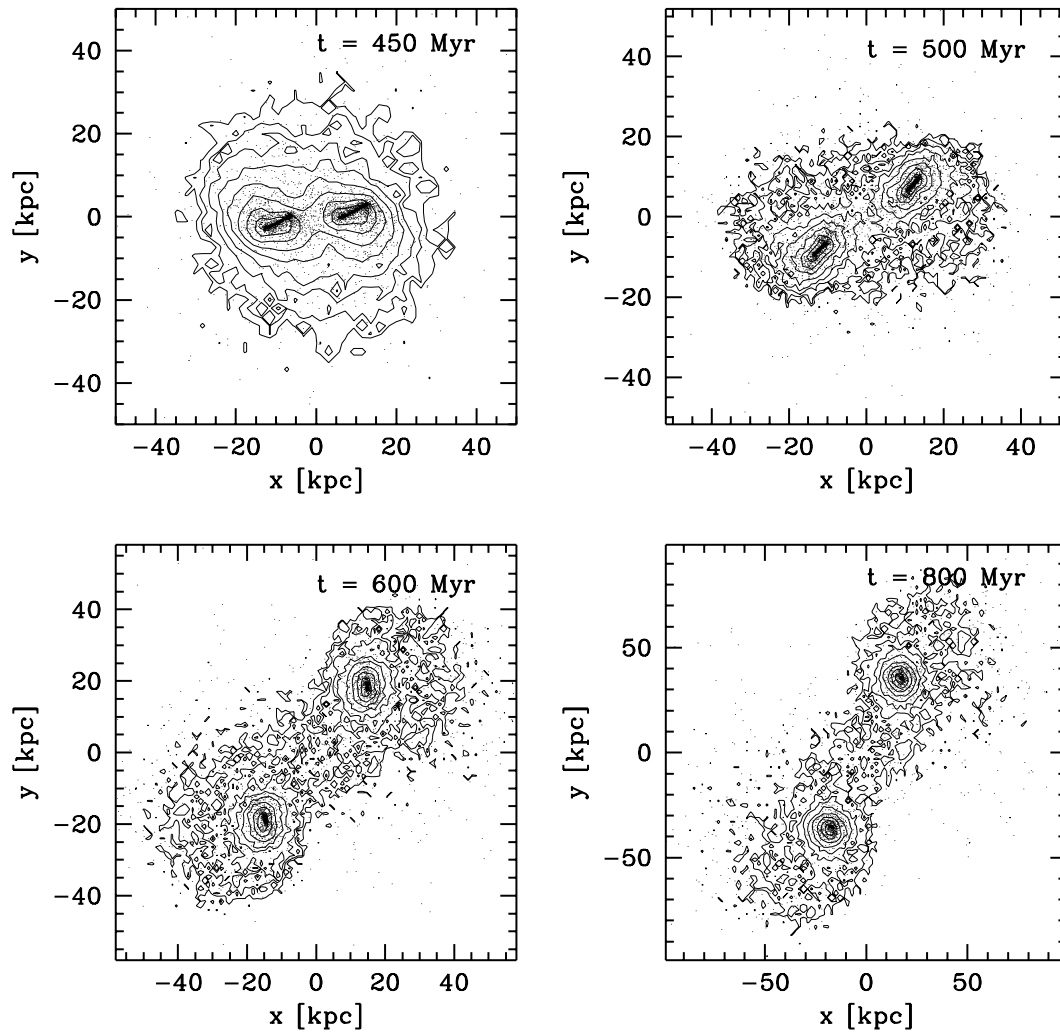


Abbildung 5.33: Entwicklung Modell IR3 Fortsetzung

Modell ir3

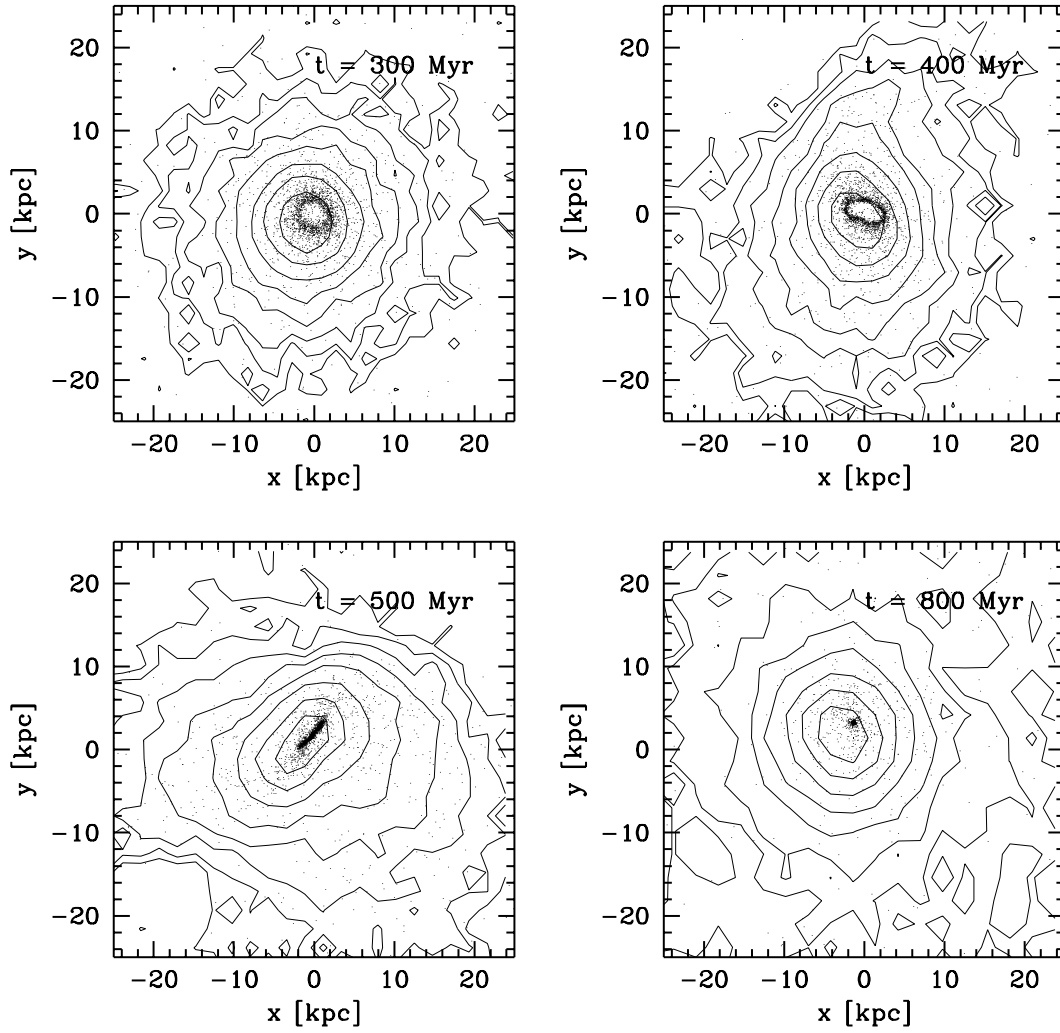


Abbildung 5.34: Entwicklung des Kerns Von Galaxie 1 (IR3)

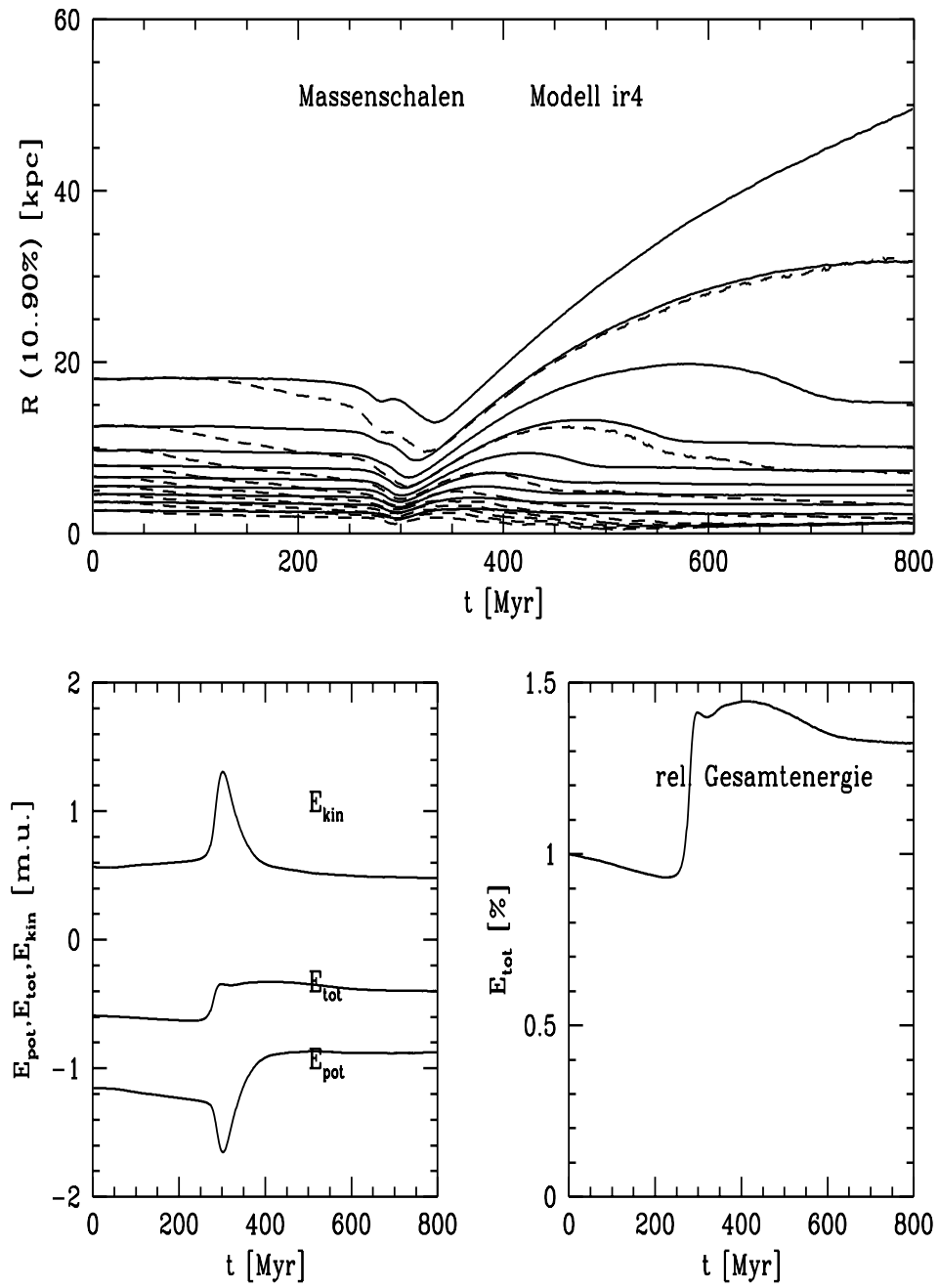


Abbildung 5.35: Modell IR4

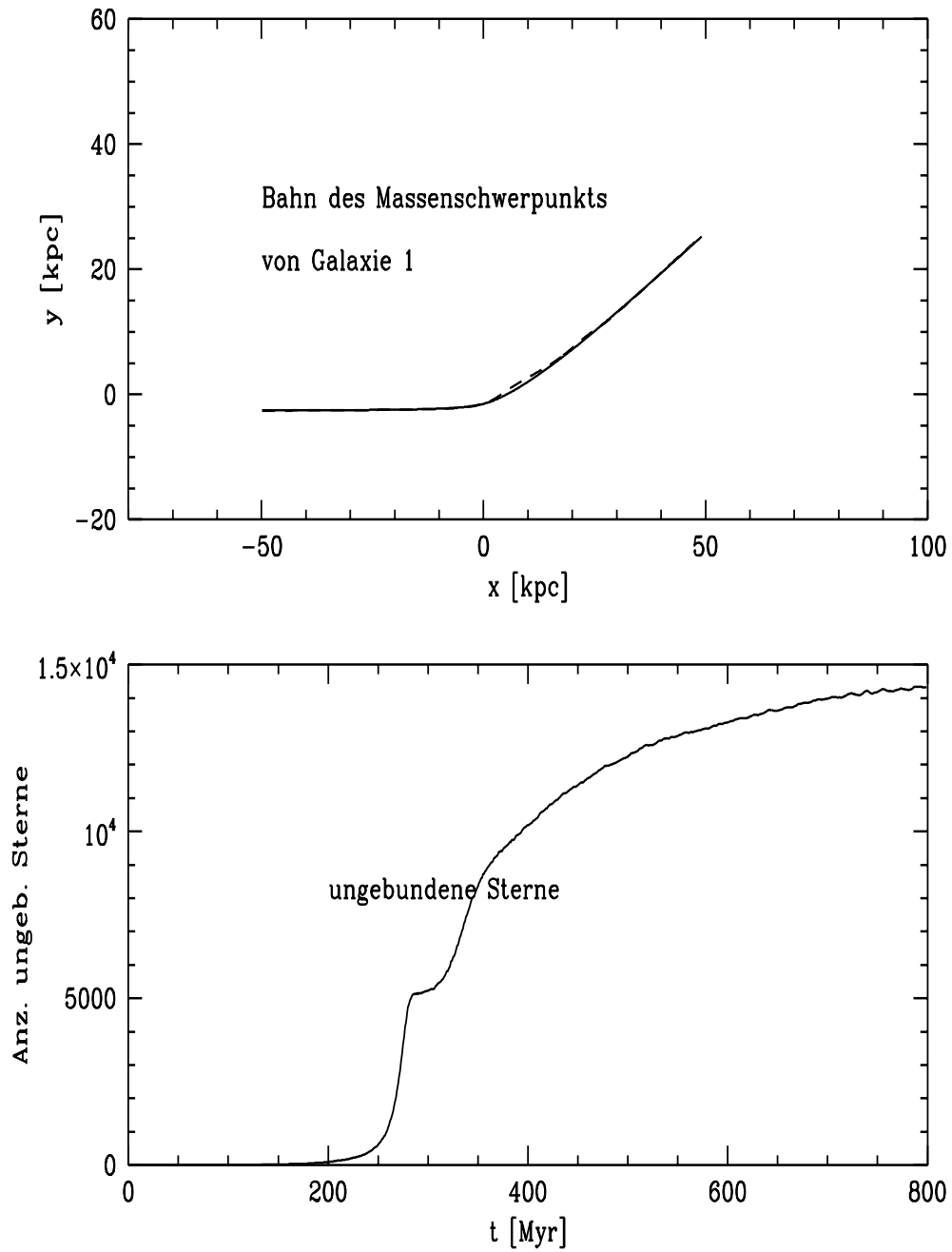


Abbildung 5.36: Modell IR4 Fortsetzung

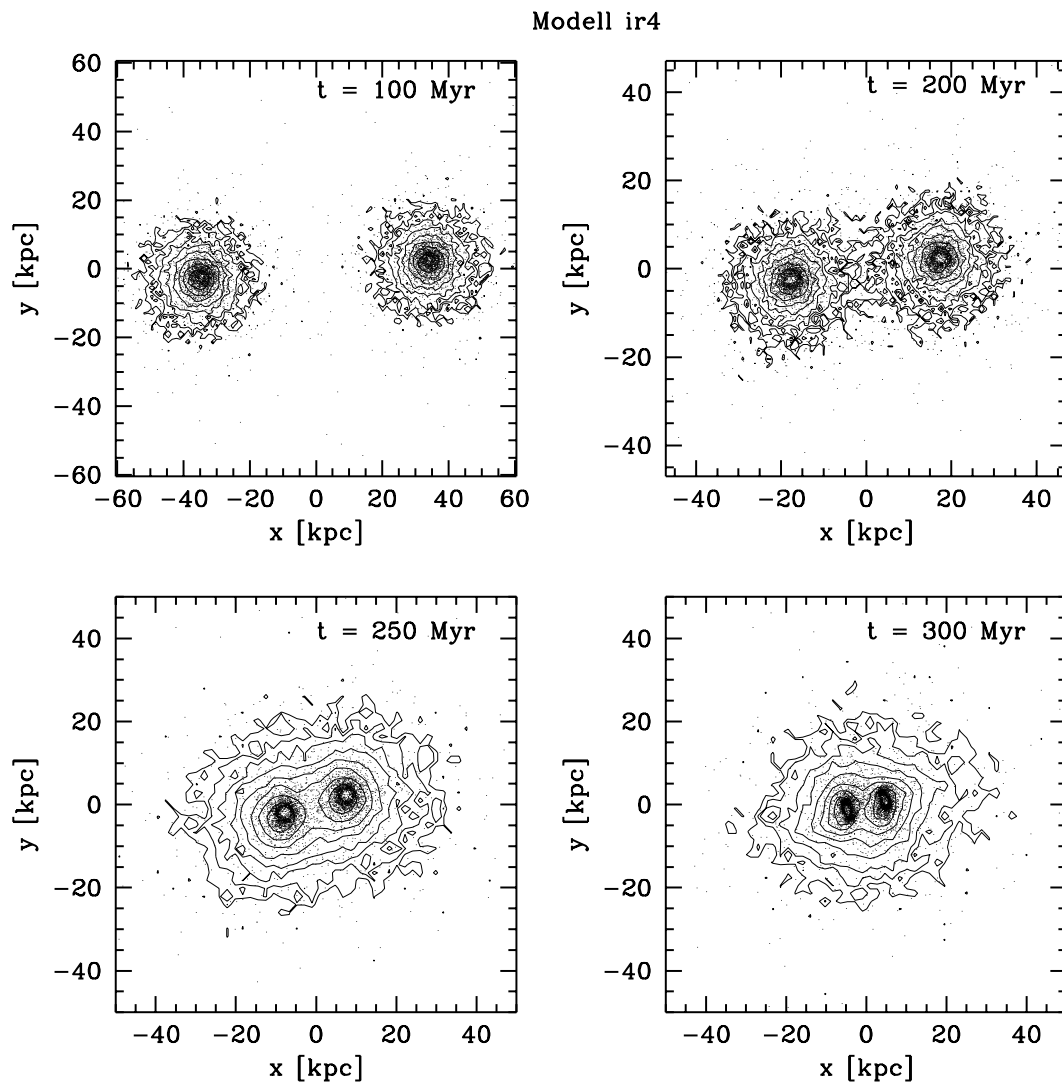


Abbildung 5.37: Entwicklung Modell IR4

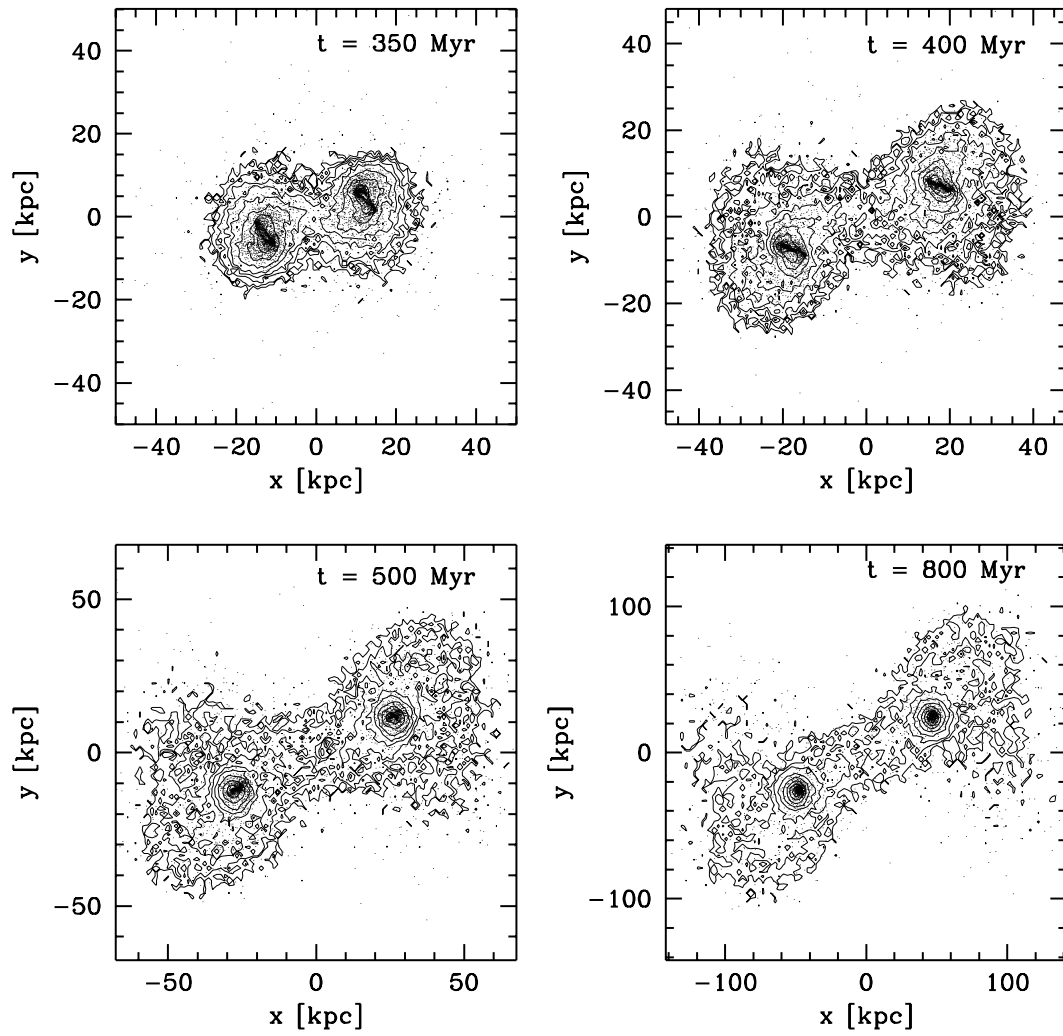


Abbildung 5.38: Entwicklung Modell IR4 Fortsetzung

Modell ir4

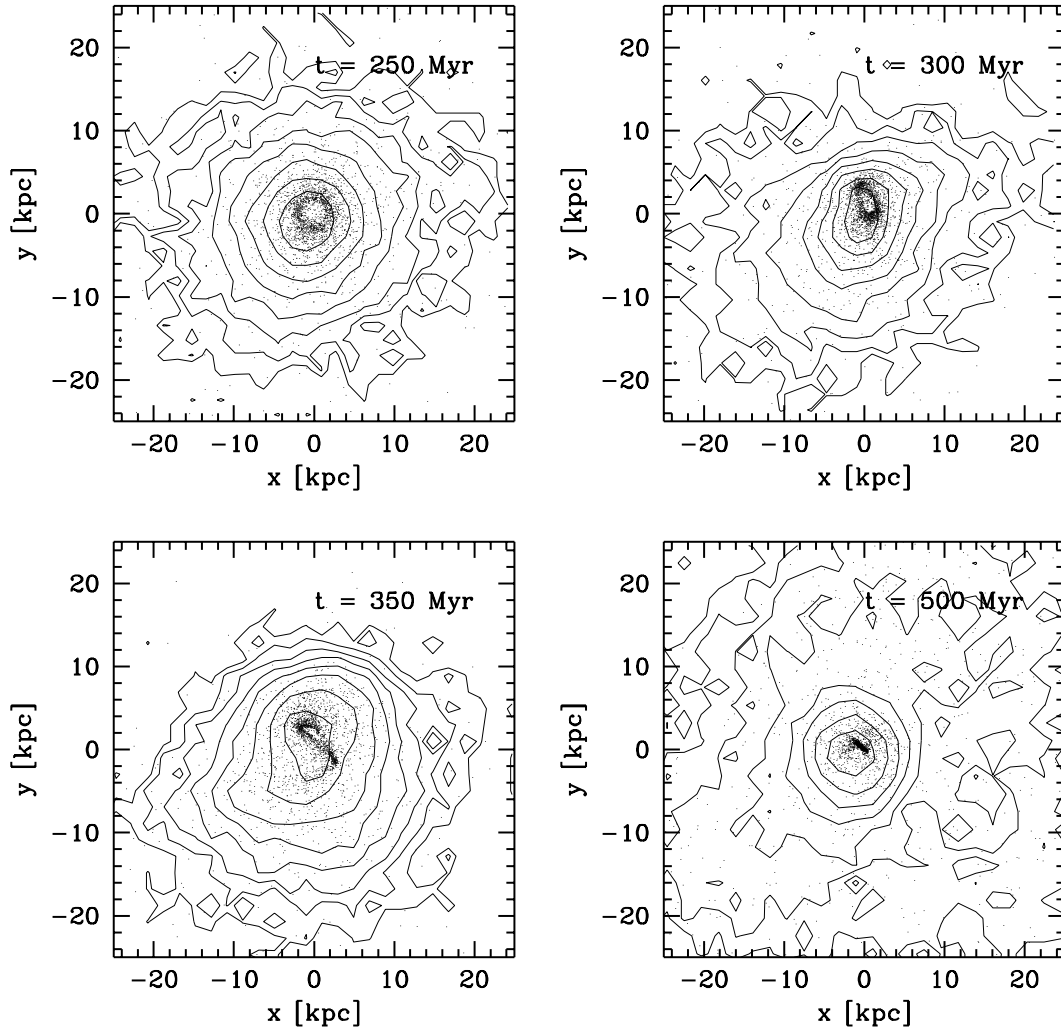


Abbildung 5.39: Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IR4)

Kapitel 6

Verschiebung des Aktivitätszentrums

6.1 Ergebnisse

Bei wechselwirkenden Plummersphären mit einer Gaskomponente kommt es nicht nur zu einer Kernverschiebung des stellardynamischen Anteils, sondern auch zu einer Verschiebung des SP-Dichtezentrums gegen das Dichtezentrum der Sterne. Die hohe Gasdichte im „sticky“-Zentrum läßt darauf schließen, daß dieses Gebiet eine starke Sternentstehungsaktivität aufweist. Darum ist es auch gerechtfertigt von einem Aktivitätszentrum zu sprechen.

Der Verschiebungseffekt ist bei den nichtrotierenden Wechselwirkungen stärker ausgeprägt als bei den rotierenden. Zudem ist diese Verschiebung abhängig vom Abstand der beiden Galaxien bei der engsten Begegnung und der Geschwindigkeit mit der die Galaxien sich begegnen. Grundsätzlich läßt sich sagen: je näher sich die beiden Galaxien kommen und je langsamer die Begegnung ist, d.h. je größer die Wechselwirkungszeit ist, desto ausgeprägter ist die Verschiebung.

Modell	Verschiebung [R_{pl}]
in1	0.4
in3	0.2
in4	0.5

Tabelle 6.1: Verschiebung zwischen SP- und SD-Dichtezentrum

Da dieses Verhalten überraschend war, wurden zum Modell IN1 einige Kontrollläufe ausgeführt. Die einfachste Erklärung für eine derartige Verschiebung wäre, daß die SP durch Dissipation so viel an Geschwindigkeit verlieren, daß sie

dem SD-Anteil „hinterherhinken“. Dies ist aber nicht der Fall, wie die Graphiken 6.6 nahelegen. Zudem läge die Ursache für einen derartigen Effekt an einer hohen Wechselwirkungsrate der SP aus Galaxie 1 mit SP aus Galaxie 2. Diese ist aber durch die hohe Relativgeschwindigkeit und der Integrationsschrittweite von 1 Myr stark unterdrückt. Ein weiterer Beleg für diese Aussage ist das Ergebnis des Laufes IN1S: Dabei wird Galaxie 2 völlig ohne Gas simuliert und die Verschiebung tritt trotzdem auf.

Um die Integrationsschrittweite der hohen Relativgeschwindigkeit der beiden Galaxien bei der engsten Begegnung anzupassen, wurde Lauf IN1T, mit einer Schrittweite von 0.1 Myr während der engsten Begegnung (zwischen 2 und 3 T_{cr}), untersucht. Bei diesem Lauf bildet sich eine Gasbrücke zwischen den beiden Galaxien nach der WW aus, aber es findet keine Verschiebung des Aktivitätszentrums statt.

Es ist jedoch zu beachten, daß bei diesem Lauf die SP innerhalb Galaxie 1 eine

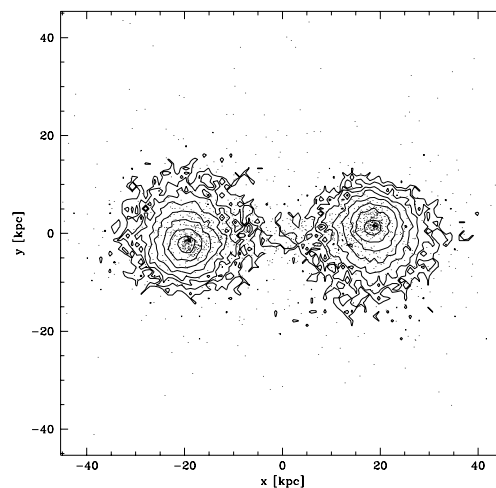


Abbildung 6.1: IN1T nach der engsten Begegnung

etwa zehnmal höhere Stoßrate haben (der SP-Algorithmus wird bei jedem Zeitschritt durchgeführt) und so die interne Entwicklung der SP stark beschleunigt wird. Die Verklumpung im Zentrum tritt früher ein und dieser SP-Klumpen folgt der „normalen“ SD-Kernverschiebung.

Um dies wieder auszugleichen, wurde auf das Konzept der „Totzeit“ zurückgegriffen (IN1D). Durch die Wahl von $TFAC = 1$ können die SP nach ihrem Stoß - für die Stoßdauer in der Impulsapproximation (s. Kap. 3.2 i.B. Gleichung 3.12) - keinen weiteren Stoß ausführen. Daher verläuft die interne Entwicklung der SP sehr viel langsamer, und es gibt trotz $DT = 0.1$ Myr keine Gasbrücken. Auch die Verschiebung zwischen SD- und SP-Zentrum tritt nicht auf. Die überzeugendste

Erklärung wäre, daß während der engsten Begegnung zu viele SP mit einer großen „Totzeit“ belastet sind. Darum habe ich im Lauf IN1A durch die Definition von $TFAC = 0.5$ die „Totzeiten“ halbiert.

Die interne Entwicklung der SP ist bei diesem Lauf immer noch verlangsamt, aber es zeigt sich sowohl eine Verschiebung des SP-Zentrums gegenüber dem SD-DZ als auch eine leichte Ausbildung einer Gasbrücke. Im Unterschied zum „Originallauf“ ist hier die Verschiebung zwischen den beiden Zentren nicht von dauerhafter Natur. Schon auf der Zeitskala von einer Crossingzeit nach der engsten Begegnung liegen die beiden Zentren wieder übereinander.

Es folgt der Lauf IN1C, bei dem der Zeitschritt während der engsten Begegnung (zwischen 2 und 3 T_{cr}) nur um den Faktor 4 verkleinert wurde ($DT = 0.25$ Myr). Hierbei wurde wieder von der Einführung einer „Totzeit“ Abstand genommen. Die Hoffnung war, daß der Zeitschritt so gewählt ist, um gerade noch auf der Zeitskala der Relativbewegung der beiden Galaxien ausreichend zu sein, um die WW der SP zwischen den Galaxien noch im vollen Umfang darzustellen. Außerdem sollte der Zeitschritt noch nicht zu klein sein, um die interne Entwicklung der SP entscheidend zu beschleunigen. Diese Hoffnung erfüllte sich aber nicht: weder die Effekte der WW zwischen SP aus Galaxie 1 mit SP aus Galaxie 2 traten auf noch die Verschiebung des Aktivitätszentrums.

6.2 Mögliche Ursachen

Die Ursachen für diese Verschiebung des Aktivitätszentrums liegen in der unterschiedlichen Verhaltensweise der Gas- und der Sternteilchen. Sieht man sich die isolierte Plummersphäre an, so ist der Mittelwert der Geschwindigkeiten Null. (Eine Plummersphäre besitzt lediglich eine Geschwindigkeitsdispersion. Diese ist aber so groß, daß sie die Sphäre stabil halten kann.) Auch die Sterne in jedem beliebigen Probevolumen haben mittlere Geschwindigkeiten der Größe Null. Ganz anders die SP. Zwar ist der Mittelwert aller Geschwindigkeiten der SP immer noch Null, aber greift man sich ein Probevolumen heraus, so haben die SP dort eine gemeinsame Geschwindigkeitskomponente in Richtung Zentrum. Dies folgt zwangsläufig aus ihrer Dissipation von kinetischer Energie bei ihren Stößen. Dadurch sind sie nicht mehr in der Lage, ihre Bahn stabil zu halten und erfahren eine Beschleunigung in zentraler Richtung. Zudem nimmt die Geschwindigkeitsdispersion der SP immer weiter ab.

Kommt es nun zu einer Wechselwirkung, so erfahren alle Teilchen eine differentielle Beschleunigung auf die Störergalaxie zu. Bei den Sternen macht dieser Effekt die Kernverschiebung aus. (s. [24]) Auf die SP wirkt sich diese Beschleunigung sehr viel stärker aus. Die Teilchen, auf der dem Störer zugewandten Seite, werden in ihrem Fall ins Zentrum abgebremst, während die SP auf der anderen Seite noch stärker beschleunigt werden. Dadurch können sie sich nicht mehr im Dichtezen-

trum der Galaxie treffen, sondern ihr Verklumpungspunkt liegt weiter Richtung Störergalaxie als das stellardynamische Dichtezentrum.

Die Verschiebung tritt nur auf, wenn die engste Begegnung der beiden Galaxien und ein bestimmtes Stadium der internen Entwicklung der SP zusammenfallen. Die SP müssen einen deutlichen Trend auf das Zentrum ihrer Galaxie zu haben und dürfen noch nicht im Zentrum verklumpt sein. Bei einer zu großen „Totzeit“ haben die SP diesen Trend nicht entwickelt und sie verhalten sich bzgl. der WW fast wie stellardynamische Teilchen. Bei einem zu kleinen Zeitschritt ist die interne Entwicklung schon abgeschlossen; die SP sind im Zentrum verklumpt und haben keine Radialgeschwindigkeit mehr. Der SP-Klumpen folgt der SD-Kernverschiebung.

Die Dauer der Verschiebung, d.h. die Zeitskala bis die beiden Zentren wieder übereinander liegen, hängt ebenfalls stark von der internen Entwicklung der SP ab. Beim Originallauf verklumpten die SP zum Zeitpunkt der maximalen Verschiebung. Durch die Verklumpung sinkt die Geschwindigkeit der SP auf annähernd Null. Dadurch bewegt sich dieser Klumpen nur sehr langsam über große Zeiten wieder zurück ins Zentrum. Beim Lauf IN1A sind die SP zum Zeitpunkt der maximalen Verschiebung noch nicht komplett verklumpt, das SP-Zentrum schwingt auf der normalen Zeitskala - innerhalb einer Crossingzeit - wieder zurück.

Dieses Dilemma liegt ursächlich in der Instabilität der SP in einer Plummer-sphäre. Es ist nicht möglich die SP in einem stationären Zustand zu halten, außer der kompletten Verklumpung im Zentrum. Bei einer Scheibengalaxie hingegen erreichen die SP einen stationären Zustand mit einem konstanten Zustrom auf das Zentrum (s. Literaturangaben). Die Simulation von Scheibengalaxien selbst ist aber derart kompliziert und schwierig, daß es den Rahmen einer Diplomarbeit gesprengt hätte.

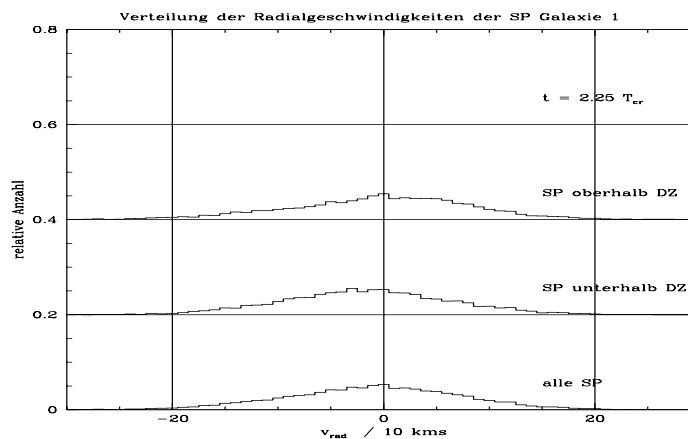
Als Fazit bleibt, nach meiner Meinung, daß es sich bei der Verschiebung der beiden Zentren zueinander um einen durchaus realistischen Effekt handelt und nicht nur auf ein numerisches Artefakt des SP-Codes. Über die Stärke des Effekts und die Zeitdauer bis sich dieser Effekt wieder zurückbildet, können aber keine Angaben getroffen werden.

6.3 Beobachtungshinweise

Einen möglichen Bezug zur astronomischen Realität liefert die Dissertation von D. Lutz. [13] Bei seiner Untersuchung von infrarot-aktiven Galaxien zeigte sich bei NGC 5514, einer Scheibengalaxie nach einer WW, neben dem Aktivitätszentrum im Kern der Galaxie noch ein zweites. Daß dieses durch Effekte der WW hervorgerufen wurde, hält D. Lutz für sehr wahrscheinlich; eine Erklärung für diesen Effekt und seinen dynamischen Ursprung findet sich aber nicht.

Auf den folgenden Graphiken sieht man die unterschiedliche Entwicklung der Radialgeschwindigkeiten der SP oberhalb und unterhalb des DZ ihrer eigenen Galaxie. Zum Zeitpunkt der engsten Begegnung erkennt man eine deutliche Verschiebung der Maxima der Verteilungen gegeneinander. Später erkennt man, daß alle SP mit niedriger Geschwindigkeit - also solche die in einem zentralen Klumpen sitzen - oberhalb des Dichteentrums liegen, während sich unterhalb nur solche SP aufhalten, die nicht ins SP-Dichtezentrum gestürzt sind, weil sie keine oder kaum Stöße ausgeführt haben.

Die weiteren Bilder zeigen im mitbewegten System des Massenzentrums von Galaxie 1 die Entwicklung der SP. Dabei bezeichnet das Quadrat die Lage des SD-DZ und das Dreieck das Massenzentrum des vorbeifliegenden Störers. Rechts oben ist in willkürlichen Einheiten die Geschwindigkeitskomponente, die das ganze SP-Ensemble bezüglich der SD-Komponente hat. Man erkennt deutlich, daß diese Geschwindigkeit in Richtung Störergalaxie zeigt. Daneben sieht man jeweils die Verteilung der Geschwindigkeiten für u und v der Sterne und des Gases. Auf der letzten Graphikseite sieht man den zeitlichen Verlauf der Schwerpunkts- geschwindigkeiten für die SP (durchgezogene Linien) und der Sterne (gestrichelt).



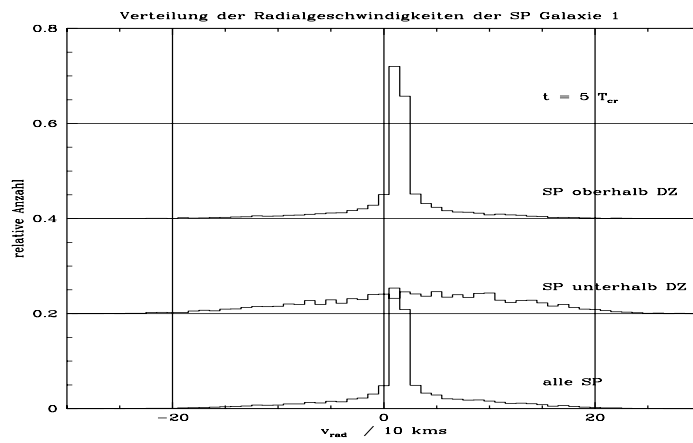
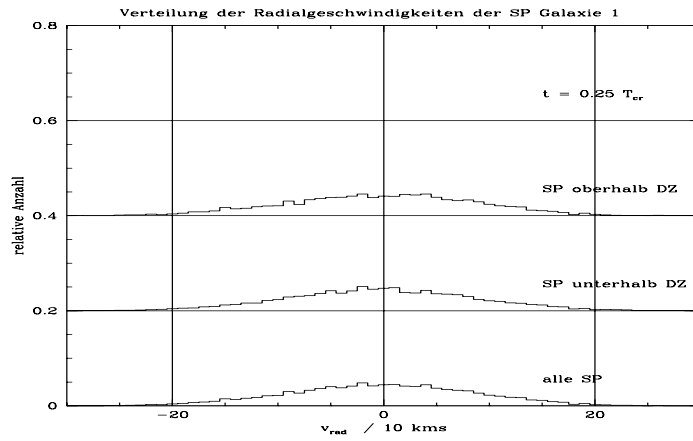


Abbildung 6.2: Entwicklung der Radialgeschwindigkeiten (IN1)

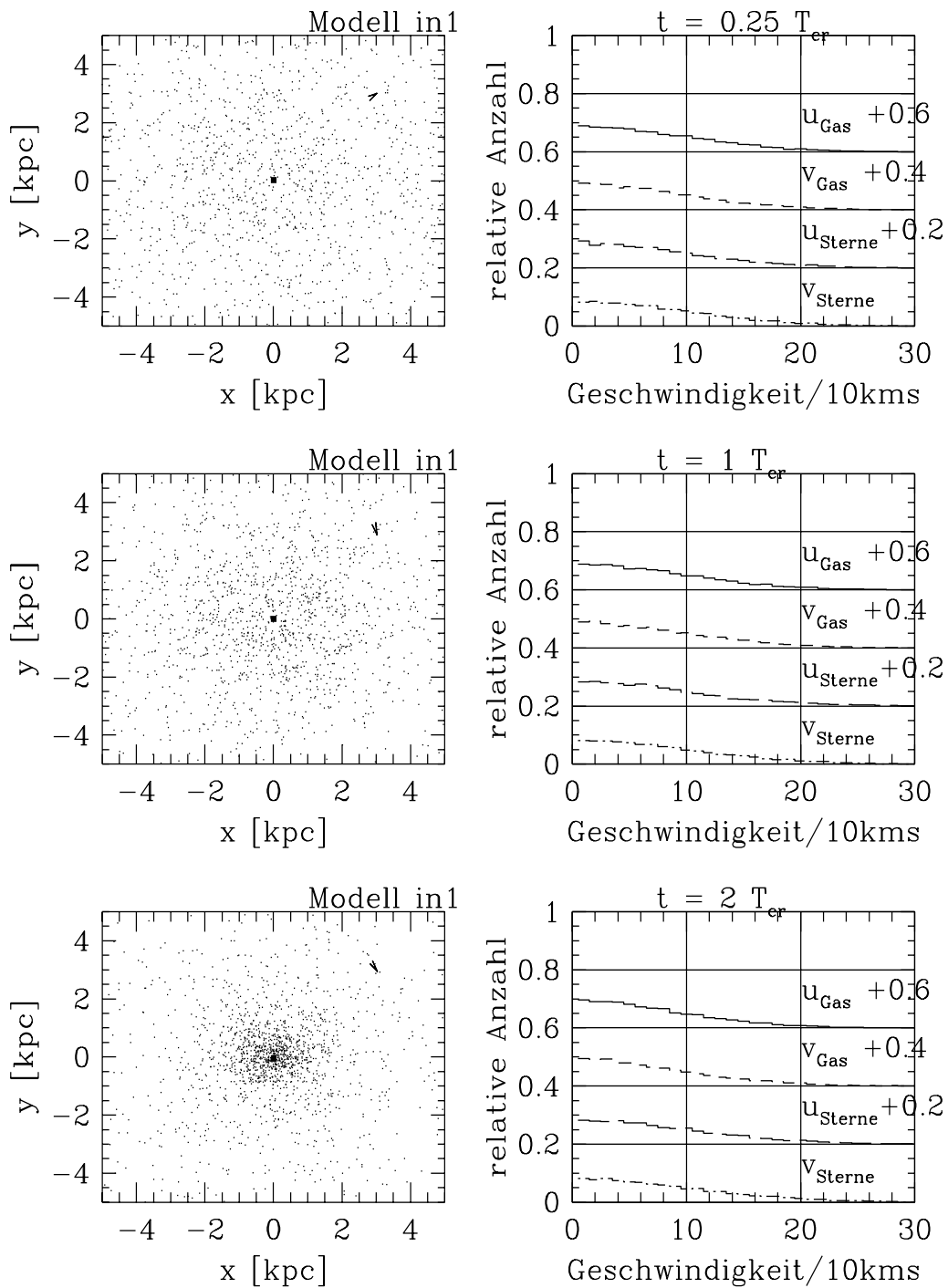


Abbildung 6.3: Entwicklung der SP

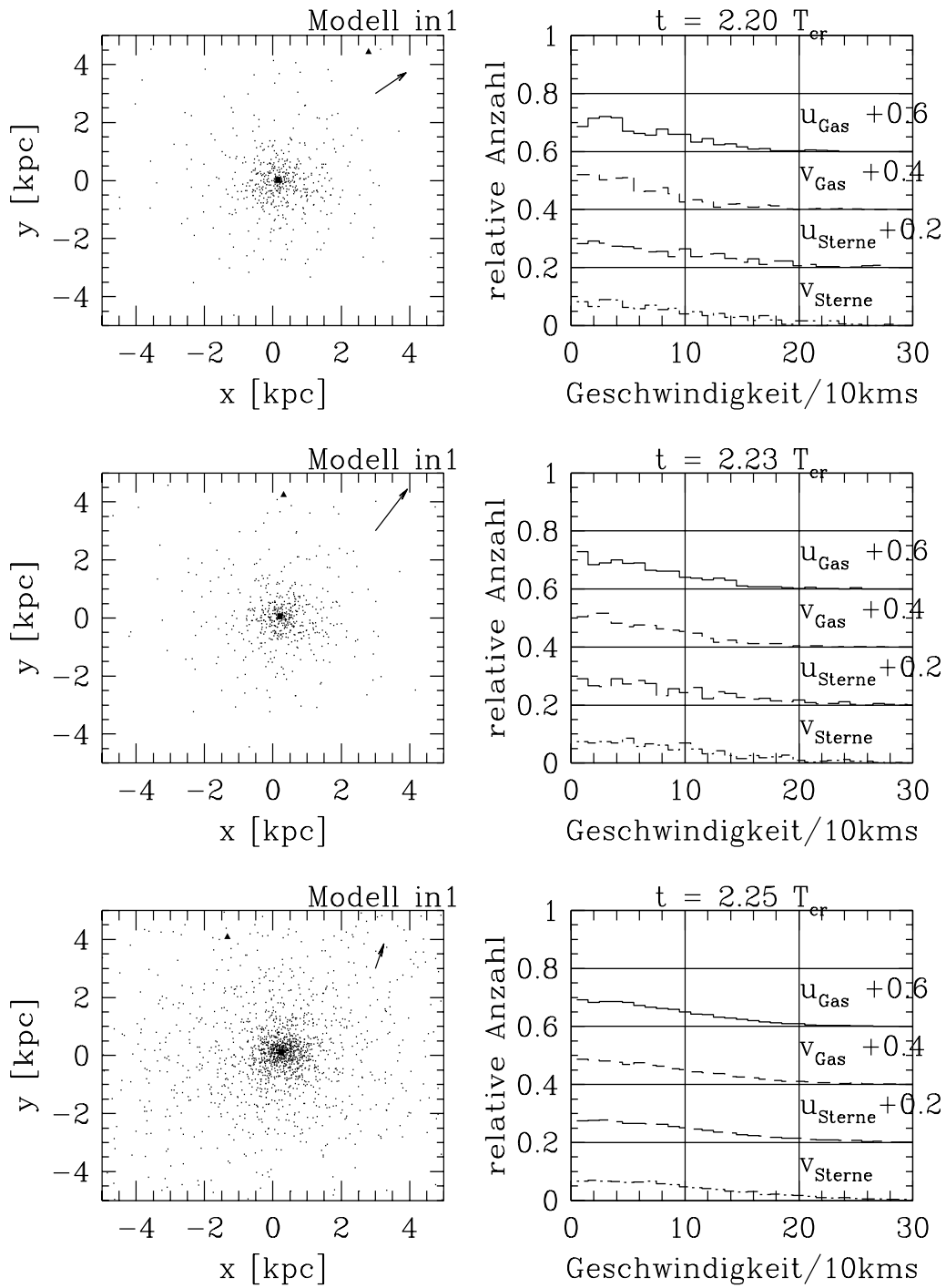


Abbildung 6.4: Entwicklung der SP Fortsetzung

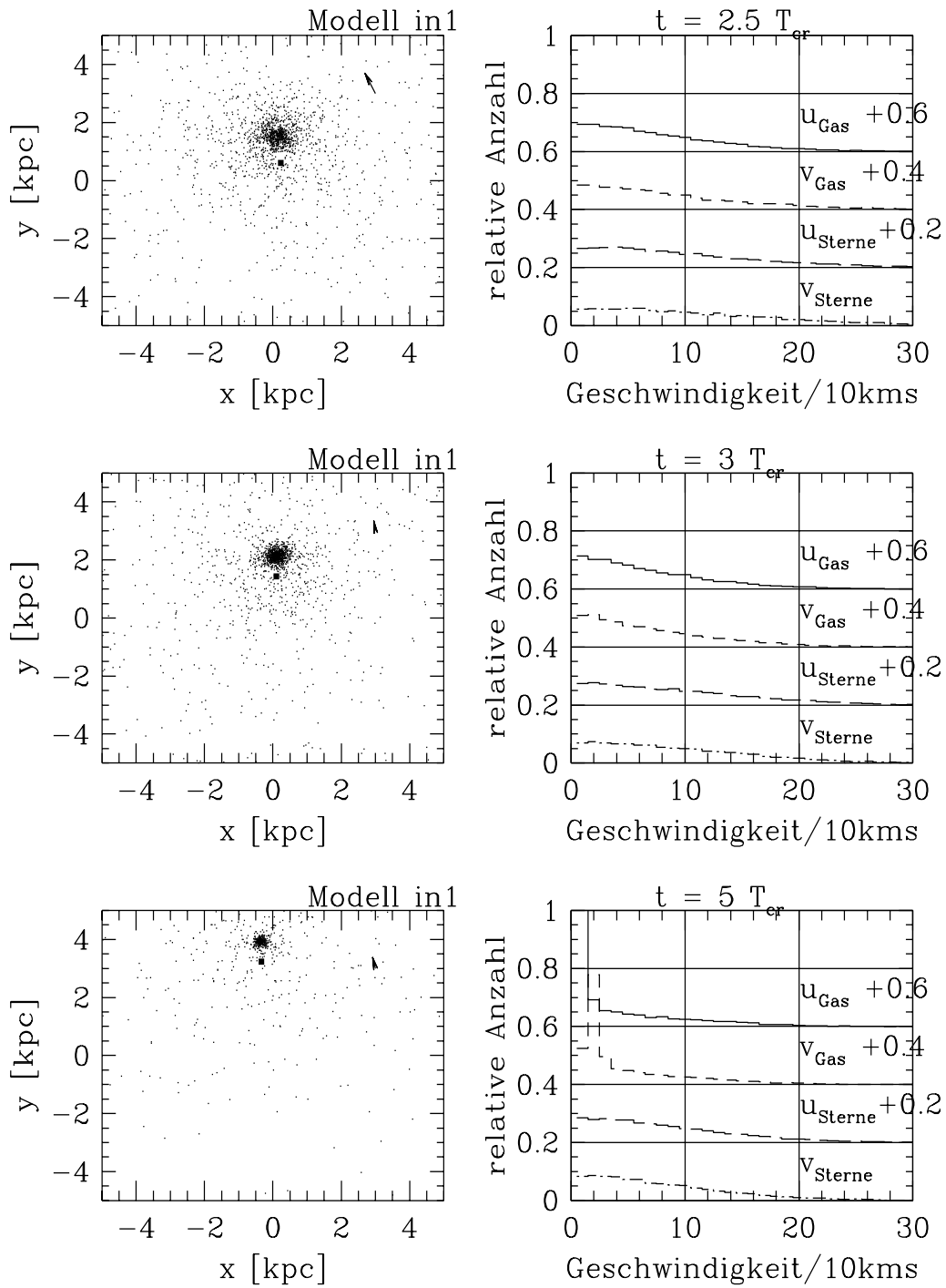


Abbildung 6.5: Entwicklung der SP Fortsetzung

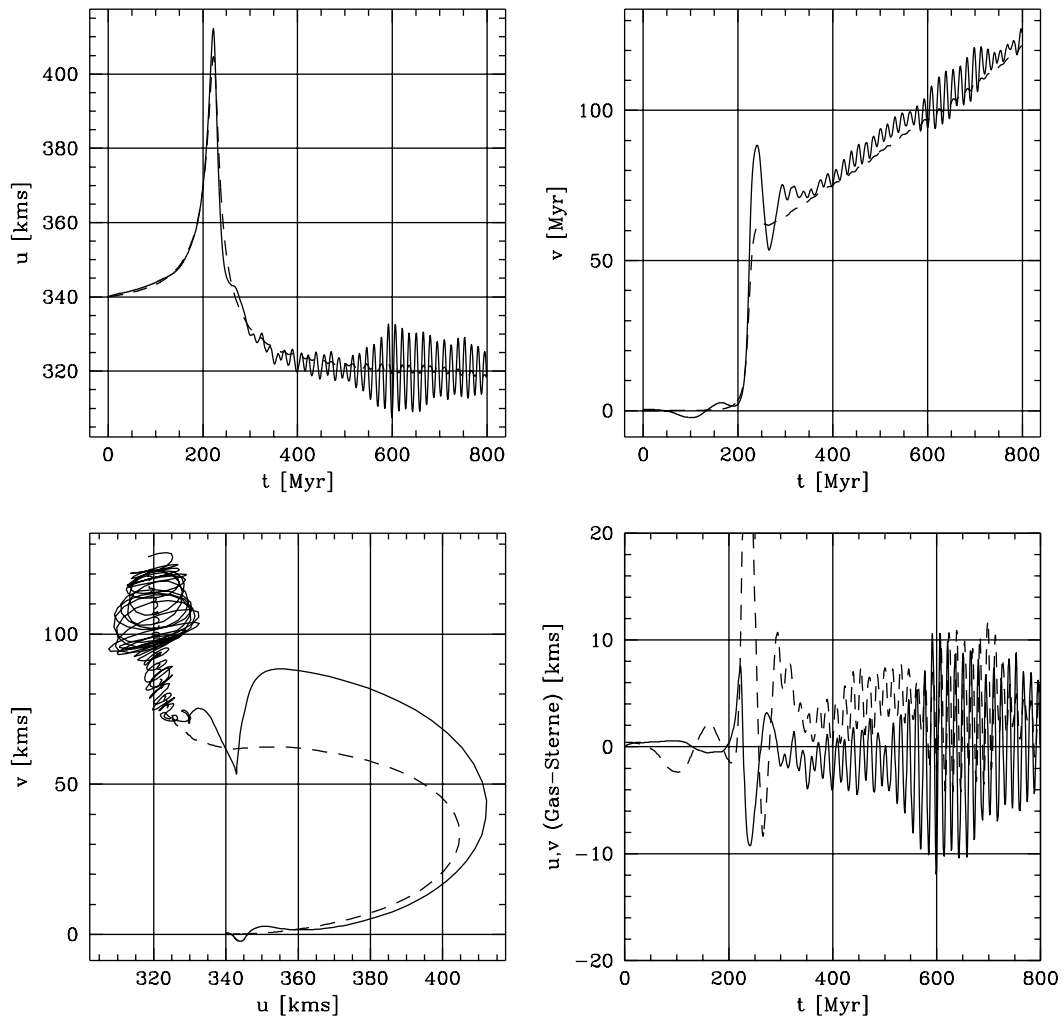


Abbildung 6.6: Verhalten der Schwerpunktschwindigkeiten

Kapitel 7

Abschließende Betrachtung

Es zeigt sich, daß ein „Sticky-Particle“-Code bestens geeignet ist, die interne Entwicklung von Gas und im Besonderen Molkülwolken in einer Galaxie zu beschreiben. Wenn man die SP-Parameter einer Galaxie an einer wirklich realistischen Problemstellung eichen könnte (z.B. dem Gaseinfall in das Zentrum einer Scheibengalaxie), wäre es zweifellos möglich, eine konkrete Aussage über die Zeitskalen der betrachteten Phänomene zu treffen. Dies ist bei der Simulation von Gas in Plumpersphären nicht im vollen Umfang möglich, und so bleibt nur die Beschränkung auf eher qualitative Aussagen.

Bei einer isolierten Galaxie kann man das Zusammenspiel von Geschwindigkeiten, Integrationszeitschritt und maximalem Stoßabstand so justieren, daß keine Stöße - im statistischen Mittel - verlorengehen und die Stoßrate nicht künstlich überhöht ist. D.h. ein SP-Teilchen legt pro Zeitschritt etwa eine Zellenlänge des virtuellen SP-Gitters zurück, was ungefähr dem maximalen Stoßabstand entspricht.

Bei einer WW zwischen zwei Galaxien jedoch (insbesondere bei einer „schnellen“ WW) kommt noch eine zweite Zeitskala ins Spiel. Durch die hohe Relativgeschwindigkeit der beiden Galaxien legen die SP, bzgl. der anderen Galaxie, pro Zeitschritt mehrere Zellen im SP-Gitter zurück. Dadurch reduziert sich die Stoßrate der SP aus Galaxie 1 mit den SP aus Galaxie 2 leider drastisch. Eine Verkleinerung des Zeitschritts bewirkt hingegen eine Beschleunigung der internen Entwicklung der SP in einer Galaxie durch eine „künstlich“ überhöhte Stoßrate. Dies liegt daran, daß der SP-Algorithmus bei jedem Zeitschritt durchlaufen wird.

Abhilfe könnte die Einführung einer „Totzeit“ schaffen, für die es keine physikalische Begründung gibt, sondern nur eine eigentlich pseudo-physikalische Argumentation. Damit ist es möglich, die Stoßrate wieder von der Wahl des Zeitschritts zu entkoppeln. Ich wählte als „Totzeit“ die Wechselwirkungszeit eines Stoßes nach der Impulsapproximation. (s. Gleichung 3.12), bzw. ein Vielfaches / Bruchteil davon.

Diese Strategie birgt aber eine große Gefahr: Laufen zwei Teilchen annähernd parallel zueinander (d.h. sie sind „verklumpt“) - ein Effekt der durchaus erwünscht ist, da kein Massenübertrag oder Verschmelzen der Wolken stattfindet - so haben sie keine oder kaum Relativgeschwindigkeit. Ihre „Totzeit“ wird größer als die Simulationszeit, also „unendlich“ lang. Ein solcher Effekt ist völlig unerwünscht.

Eine Verbesserung des SP-Codes könnte darin bestehen, eine derartige „Totzeit“ durch eine geeignete obere Grenze zu vermeiden. In Betracht käme z.B. das Inverse der Geschwindigkeitsdispersion der SP oder das Inverse der Stoßrate. Ein alternativer oder zusätzlicher Weg wäre ein getrenntes Durchlaufen des SP-Algorithmus für die interne und die WW-Entwicklung der SP.

Diese Verbesserungen sollten, bevor der Algorithmus, z.B. zur Simulation von Galaxiengruppen mit Gas, eingesetzt wird, durchgeführt werden. Auch eine Implementierung - einer wie auch immer gearteten Form - von Gasrecycling und Sternentstehung wäre dabei wünschenswert.

Greift man aber tiefer in den Algorithmus ein, verliert man schnell den *großen* Vorteil - gegenüber hydrodynamischen oder SPH-Codes - der *sehr* kurzen Rechenzeit und des *sehr* sparsamen Bedarfs an Arbeitsspeicher. Somit bleibt also die Frage offen, ob das Konzept eines derart „sparsamen“ Algorithmus eine *völlig* selbstkonsistente Behandlung von Gas bei wechselwirkenden Galaxien erlaubt. Unbestritten ist aber der Erfolg, eine isolierte Galaxie mit Gas auf die hier beschriebene Weise zu simulieren und bei WW zumindest qualitativ über gasdynamische Effekte Aussagen treffen zu können.

Literaturverzeichnis

- [1] S. J. Aarseth, M. Hénon, R. Wielen: A Comparison Of Numerical Methods For The Study Of Star Cluster Dynamics; *A&A* 37, p. 183-187 (1974)
- [2] D. S. Balsara: Higher Order Godunov Schemes For Isothermal Hydrodynamics; *ApJ* 420, p. 197-212 (1994)
- [3] R. Bien, B. Fuchs, R. Wielen: High Spatial Resolution Using The Conventional Particle-Mesh Technique; *Computational Physics* (Armin Tenner ed.) (1990)
- [4] R. Bien, N. Waßmer, R. Wielen: Results On The Evolution Of Small Groups Of Galaxies Using The Superbox Code; *JD5.38 22nd IAU General Assembly* (1994)
- [5] J. Binney, S. Tremaine: *Galactic Dynamics*; Princeton Univ. Press (1987)
- [6] J. M. Blondin, E. A. Lufkin: The Piecewise Parabolic Method in Curvilinear Coordinates; *ApJSupl.* 88, p. 589-594 (1993)
- [7] A. Brahic: System Of Colliding Bodies In A Gravitational Field I+II; *A&A* 54, p.895-907, *A&A* 59, p. 1-7 (1977)
- [8] P. Colella, P. R. Woodward: The Piecewise Parabolic Method (PPM) For Gas-Dynamical Simulations; *Journal Of Computational Physics* 54, p. 174-201 (1984)
- [9] F. Combes, M. Gerin: Spiral Structure Of Molecular Clouds In Response To Bar Forcing; *A&A* 150, p. 327-338 (1985)
- [10] J. E. Dyson, D. A. Williams: *Physics Of The Interstellar Medium*; Manchester Univ. Press (1980)
- [11] F. Hohl: *Dynamical Evolution Of Disk Galaxies*; NASA Technical Report R-343 (1970)
- [12] S. von Linden, A. Lesch, F. Combes: Angular Momentum Transport In Galaxies; *The Formation Of The Milky Way* (E. J. Alfaro, A. J. Delgado ed.) Cambridge Univ. Press (1995)

- [13] D. Lutz: Untersuchung wechselwirkender Infrarotgalaxien im optischen und infraroten Spektralbereich; Promotion (1990)
- [14] J. C. Muzzio: Interacting Spherical Stellar Systems; Ergodic Concepts In Stellar Dynamics (V. G. Gurzadyan, D. Pfenniger ed.) (1993)
- [15] B. Parker: Colliding Galaxies; Plenum Press (1990)
- [16] B. G. Piner, J. M. Stone, P. J. Teuben: Nuclear Rings And Mass Inflow In Hydrodynamic Simulations Of Barred Galaxies; ApJ 449, p. 508-520 (1995)
- [17] F. Schweizer: Dust And Gas: Overview; Structure And Dynamics Of Elliptical Galaxies 127. IAU Symp. (1986)
- [18] M. A. Shaw, F. Combes, D. J. Axon, G. S. Wright: Isophote Twists In The Nuclear Region Of Barred Spiral Galaxies; A&A 273, p. 31-44 (1993)
- [19] L. Spitzer Jr.: Physical Processes In The Interstellar Medium; John Wiley (1978)
- [20] S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery: Numerical Recipes in Fortran (2nd edition); Cambridge University Press (1992)
- [21] C. Theis, G. Hensler: Dynamical Evolution Of Dissipative Cloud System; A&A 280, p. 85-104 (1993)
- [22] Gerrit L. Verschuur: Interstellar Matters; Springer (1989)
- [23] M. M. Vergne, J. C. Muzzio: Numerical Simulations Of Collisions Of Spherical Galaxies; Numerical Simulations In Astrophysics (J. Franco, S. Lizano, L. Aguilar, E. Daltabuit ed.) (1994)
- [24] N. Waßmer: Numerische Untersuchungen zur Kernverschiebung in wechselwirkenden Galaxien; Diplomarbeit (1992)

Abbildungsverzeichnis

3.1	Die Gitter von Superbox	24
3.2	Flußdiagramm für Superbox	27
3.3	Untersuchte Nachbarzellen im virtuellen SP-Gitter	31
3.4	Flußdiagramm des SP-Codes	33
4.1	Dichte- und Massenverteilung der Plummersphäre	36
4.2	Potential der Plummersphäre	36
4.3	Zustandsgrößen Modell PN1	44
4.4	Entwicklung Modell PN1	45
4.5	Zustandsgrößen Modell PN2	46
4.6	Entwicklung Modell PN2	47
4.7	Zustandsgrößen Modell PR1	48
4.8	Entwicklung Modell PR1	49
4.9	Zustandsgrößen Modell PR2	50
4.10	Entwicklung Modell PR2	51
4.11	Ring bei $t = 5T_{cr}$ und typische SP-Bahn (PR1)	53
4.12	Entwicklung der Radialgeschwindigkeit (PR1)	54
5.1	Modell IN1	61
5.2	Modell IN1 Fortsetzung	62
5.3	Entwicklung Modell IN1	63
5.4	Entwicklung Modell IN1 Fortsetzung	64
5.5	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN1)	65
5.6	Modell IN2	66
5.7	Modell IN2 Fortsetzung	67
5.8	Entwicklung Modell IN2	68
5.9	Entwicklung Modell IN2 Fortsetzung	69
5.10	Modell IN3	70
5.11	Modell IN3 Fortsetzung	71
5.12	Entwicklung Modell IN3	72
5.13	Entwicklung Modell IN3 Fortsetzung	73
5.14	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN3)	74
5.15	Modell IN4	75
5.16	Modell IN4 Fortsetzung	76

5.17	Entwicklung Modell IN4	77
5.18	Entwicklung Modell IN4 Fortsetzung	78
5.19	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IN4)	79
5.20	Modell IR1	80
5.21	Modell IR1 Fortsetzung	81
5.22	Entwicklung Modell IR1	82
5.23	Entwicklung Modell IR1 Fortsetzung	83
5.24	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IR1)	84
5.25	Modell IR2	85
5.26	Modell IR2 Fortsetzung	86
5.27	Entwicklung Modell IR2	87
5.28	Entwicklung Modell IR2 Fortsetzung	88
5.29	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1(IR2)	89
5.30	Modell IR3	90
5.31	Modell IR3 Fortsetzung	91
5.32	Entwicklung Modell IR3	92
5.33	Entwicklung Modell IR3 Fortsetzung	93
5.34	Entwicklung des Kerns Von Galaxie 1 (IR3)	94
5.35	Modell IR4	95
5.36	Modell IR4 Fortsetzung	96
5.37	Entwicklung Modell IR4	97
5.38	Entwicklung Modell IR4 Fortsetzung	98
5.39	Entwicklung des Kerns von Galaxie 1 (IR4)	99
6.1	IN1T nach der engsten Begegnung	102
6.2	Entwicklung der Radialgeschwindigkeiten (IN1)	106
6.3	Entwicklung der SP	107
6.4	Entwicklung der SP Fortsetzung	108
6.5	Entwicklung der SP Fortsetzung	109
6.6	Verhalten der Schwerpunktsgeschwindigkeiten	110

Tabellenverzeichnis

2.1	Formen des interstellaren Gases	19
2.2	Regionen einer GMC	19
4.1	Modellparameter	39
4.2	Gitterkonstanten für SUPERBOX	40
4.3	SP-Parameter 1	40
4.4	SP-Parameter 2	40
4.5	Verlauf der SP-Massenschalen Modell PN1	42
4.6	Verlauf der SP-Massenschalen Modell PN2	42
4.7	Relativer Verlust der inneren Gesamtenergie der Plummersphäre	43
5.1	Gitterkonstanten für SUPERBOX	55
5.2	Startparameter für die Wechselwirkungen	55
6.1	Verschiebung zwischen SP- und SD-Dichtezentrum	101

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Roland Wielen bedanken, der mir es ermöglicht hat, diese Arbeit am Astronomischen Rechen-Institut anzufertigen. Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei Herrn Dr. Reinhold Bien für seine dauerhafte fachliche und private Betreuung bedanken. Bei ihm fand ich immer ein offenes Ohr für astronomische wie auch private Probleme. („Rauchen wir erst mal ‘ne Zigarette“)

Weiterhin gilt mein Dank allen Mitarbeitern, Diplomanten und Doktoranten am Astronomischen Rechen-Institut für ihre Unterstützung in fachlichen Fragen. Vor allen Herrn Norbert Waßmer für die Bereitstellung des SUPERBOX-Codes und die freundlichen Erklärungen. („Das mit den Gittern funktioniert so...“)

Meinem Freund Peter Marx schulde ich ebenfalls großen Dank für die kritische Betrachtung meiner Programmierarbeit („Warum ist denn hier keine weitere IF-Abfrage...“) und seinem privaten Beistand. Dank gebührt ebenfalls seiner Frau Perdita, die mich als lebendiges Mobiliar in ihrer Wohnung geduldet hat.

Bei seiner Schwester Angelika Marx bedanke ich mich für die Durchsicht dieser Diplomarbeit auf Rechtschreibe- und Grammatikschwächen, sowie für Layout-Tips.

Bei allen meinen Freunden und Studienkollegen, die mir mit nützlichen Hinweisen halfen, möchte ich mich ebenfalls bedanken. (Grüße an den Physiker-Stammtisch) Sollte ich jetzt noch irgendjemand vergessen haben, so liegt darin keine böse Absicht, sondern an meiner geringen Erfahrung im Schreiben solcher Danksagungen. Also auch ein Dank an Euch.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 13. Dezember 1996