

Rotationskurven von Spiralgalaxien in der Strömungs-Widerstands-Theorie

Void-Expansion als Erklärung flacher Rotationskurven ohne Dunkle Materie

Heinrich Feuerbach, Dipl.-Inf.

Mai 2026

Lizenz: CC BY-NC 4.0

Zusammenfassung

Die flachen Rotationskurven von Spiralgalaxien gehören zu den bedeutendsten offenen Problemen der modernen Astrophysik. Die Standarderklärung postuliert ausgedehnte Halos aus Dunkler Materie, deren physikalische Natur trotz jahrzehntelanger Suche ungeklärt bleibt. Die Strömungs-Widerstands-Theorie (SWT) verfolgt einen alternativen Ansatz: Die Rotationsanomalie wird nicht auf zusätzliche unsichtbare Masse zurückgeführt, sondern auf die Wechselwirkung zwischen baryonischer Materie und der Expansionsstruktur der umgebenden kosmischen Voids.

Ausgehend von der Bremsfunktion als integrierter Strukturgröße wird gezeigt, dass ein logarithmisches effektives Potential unmittelbar flache Rotationskurven erzeugt. Die unmittelbar aus Rotationskurven beobachtbare Größe ist dabei der SWT-Skalenradius R_S . Er bezeichnet den Radius, bei dem die Newtonsche Geschwindigkeit der baryonischen Masse den beobachteten Plateauwert v_{flat} erreicht. Davon zu unterscheiden ist der eigentliche Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$, der als Nullstelle der Bremsfunktion verstanden wird.

Darüber hinaus wird ein möglicher SWT-Mechanismus vorgeschlagen, durch den sich $R_{GV}^{(0)}$ nicht als freier Parameter, sondern als Gleichgewichtspunkt zweier integrierter Strukturvolumina ergibt. Damit eröffnet sich die Perspektive einer zukünftigen parameterfreien Herleitung galaktischer Rotationskurven.

1 Einleitung

Seit den Arbeiten von Vera Rubin und ihren Mitarbeitern gilt als gesichert, dass die Rotationsgeschwindigkeiten von Spiralgalaxien im Außenbereich deutlich von den Vorhersagen der Newtonschen Gravitation abweichen. Während die sichtbare Materie weitgehend innerhalb des optischen Radius konzentriert ist, bleiben die Umlaufgeschwindigkeiten der Sterne über große Entfernungen nahezu konstant. Diese Beobachtung führte zur Einführung ausgedehnter Halos aus Dunkler Materie und bildet bis heute eine der wichtigsten Säulen des kosmologischen Standardmodells.

Die SWT verfolgt einen anderen Ansatz. Gravitation wird als Folge einer lokal gebremsten kosmischen Expansion interpretiert. Voids erscheinen dabei nicht als passive

Leerräume, sondern als aktive Expansionszentren. Rotationskurven werden dadurch zu Grenzphänomenen zwischen Massebremsung und Void-Expansion.

2 Das Beobachtungsproblem

Für eine Kreisbahn gilt nach Newton

$$\frac{v^2}{r} = \frac{G M(r)}{r^2}. \quad (1)$$

Daraus folgt

$$v(r) = \sqrt{\frac{G M(r)}{r}}. \quad (2)$$

Im Außenbereich einer Galaxie wird die eingeschlossene baryonische Masse näherungsweise konstant:

$$M(r) \approx M_{\text{gal}}. \quad (3)$$

Somit ergibt sich die bekannte keplerische Vorhersage

$$v(r) \propto r^{-1/2}. \quad (4)$$

Die Beobachtungen zeigen dagegen

$$v(r) \approx \text{const}. \quad (5)$$

Die Rotationskurve bleibt flach.

3 Die Standarderklärung durch Dunkle Materie

Die Standardkosmologie erklärt diese Beobachtung durch einen ausgedehnten Halo aus Dunkler Materie. Für geeignete Halo-Profile wächst die eingeschlossene Masse näherungsweise proportional zum Radius,

$$M(r) \propto r, \quad (6)$$

woraus unmittelbar flache Rotationskurven folgen.

Obwohl dieser Ansatz viele Beobachtungen erfolgreich beschreibt, bleiben zentrale Fragen offen:

- fehlender direkter Nachweis Dunkler Materie,
- Cusp-Core-Problem,
- Missing-Satellites-Problem,
- Ursprung der baryonischen Tully-Fisher-Relation.

4 Der SWT-Ansatz

Die Strömungs-Widerstands-Theorie interpretiert Gravitation als Folge einer lokal gebremsten kosmischen Expansion. Im Gegensatz zur Standardkosmologie wird die Dynamik nicht ausschließlich durch Materieverteilungen beschrieben, sondern durch das Zusammenspiel von Expansion und Widerstand gegen Expansion.

Die lokale Raumstruktur wird dabei durch die Normrelation

$$c_0^2 = c^2 + v^2 \quad (7)$$

charakterisiert. Hierbei bezeichnet c_0 die lokal invariante fundamentale Geschwindigkeit, c den verbleibenden lokalen Expansionsanteil und v den relativen Bewegungsanteil.

Masse reduziert den lokal verfügbaren Expansionsanteil c , während Voids Regionen besonders geringer Bremsung darstellen und somit höhere Expansionsanteile ermöglichen. Dadurch entsteht ein natürliches Spannungsverhältnis zwischen Massebremsung und Void-Expansion.

Galaxien befinden sich typischerweise genau im Übergangsbereich dieser beiden Regime. Im Rahmen der SWT wird die Rotationsanomalie daher nicht als Folge zusätzlicher unsichtbarer Materie interpretiert, sondern als großskalige Manifestation der Wechselwirkung zwischen Masse und Void-Struktur.

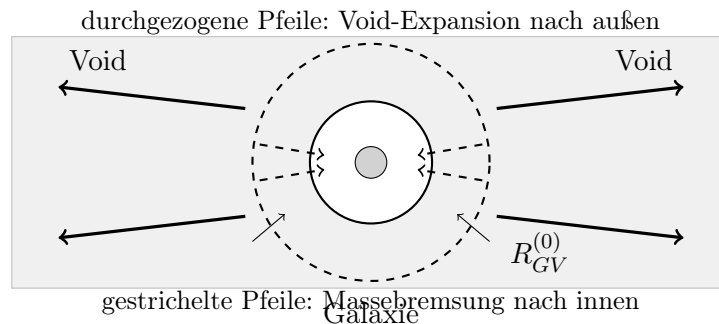


Abbildung 1: Schematische Galaxie zwischen zwei Voids. Die gestrichelte Kreislinie markiert den Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$. Die Void-Expansion wirkt nach außen, während die Massebremsung nach innen gerichtet ist. Der Übergang entsteht aus dem Gleichgewicht beider Wirkungen.

5 Die Bremsfunktion

5.1 Definition

Artikel 3 führte die Bremsfunktion als integrierte Strukturgröße ein. Sie beschreibt nicht die lokale Feldstärke, sondern die akkumulierte Wirkung der Expansion über größere Skalen. Die Bremsfunktion selbst ist nicht das Potential, sondern das räumliche Integral

eines effektiven Potentials. Ihre Dimension ist daher

$$[B] = \frac{L^3}{T^2}. \quad (8)$$

Die im Rotationsproblem wirksame Größe ist nicht $B(r)$ selbst, sondern ein daraus hervorgehender Potentialbeitrag. Die räumliche Ableitung der Bremsfunktion besitzt die Dimension eines Potentials beziehungsweise einer Geschwindigkeit zum Quadrat:

$$\left[\frac{\partial B}{\partial r} \right] = \frac{L^2}{T^2}. \quad (9)$$

Damit lautet die dimensionskonsistente Form der integrierten Bremsfunktion

$$B(r) = G M \ln \left(\frac{r}{R_{GV}^{(0)}} \right). \quad (10)$$

Hier bezeichnet $R_{GV}^{(0)}$ den Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius. Die Nullstelle der Bremsfunktion liegt damit automatisch bei

$$B(R_{GV}^{(0)}) = 0. \quad (11)$$

Aus Gleichung (10) folgt zunächst der Newton-nahe Potentialanteil

$$\Phi_B(r) = \frac{\partial B}{\partial r} = \frac{G M}{r}. \quad (12)$$

5.2 Der SWT-Skalenradius

Für die Beschreibung der beobachteten flachen Rotationsgeschwindigkeit ist eine weitere Größe zweckmäßig: der SWT-Skalenradius R_S . Er wird definiert durch

$$R_S = \frac{G M_{\text{bar}}}{v_{\text{flat}}^2}. \quad (13)$$

Äquivalent dazu gilt

$$v_N(R_S) = v_{\text{flat}}, \quad (14)$$

wobei $v_N(r) = \sqrt{GM_{\text{bar}}/r}$ die Newtonsche Rotationsgeschwindigkeit der baryonischen Masse bezeichnet.

Der Skalenradius R_S ist daher eine beobachtbare Dynamikskala der Rotationskurve. Er liegt typischerweise im Bereich des Übergangs von Newton-artigem zu annähernd flachem Verhalten, ist jedoch nicht per Definition identisch mit dem beobachteten Beginn der Abweichung. Ebenso ist R_S nicht mit dem Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$ zu verwechseln.

Der Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$ bezeichnet die Nullstelle der Bremsstruktur,

$$B_M(R_{GV}^{(0)}) = B_V(R_{GV}^{(0)}), \quad (15)$$

und liegt aus physikalischer Sicht eher am Rand oder außerhalb der sichtbaren Galaxie. Eine natürliche SWT-Hypothese ist daher

$$R_S < R_{GV}^{(0)}. \quad (16)$$

5.3 Vom integrierten Strukturmaß zum effektiven Potential

Die Bremsfunktion $B(r)$ beschreibt die integrierte Strukturwirkung der Raumexpansion und besitzt daher nicht die Dimension eines Potentials. Für die Dynamik von Umlaufbahnen ist jedoch eine Größe mit der Dimension einer Geschwindigkeit zum Quadrat erforderlich.

Im Übergangsbereich zwischen Galaxie und Void wird angenommen, dass die integrierte Strukturwirkung auf der beobachtbaren Dynamikskala R_S in ein effektives Potential übergeht. Dimensionsanalytisch ergibt sich

$$\Phi_{\text{eff}} \sim \frac{B}{R_S}. \quad (17)$$

Setzt man Gleichung (10) ein, erhält man

$$\Phi_{\text{eff}}(r) = \frac{GM}{R_S} \ln\left(\frac{r}{R_S}\right). \quad (18)$$

Das logarithmische Potential erscheint somit nicht als unabhängige Annahme, sondern als auf die Galaxie-Void-Skala normierte Form der integrierten Bremsfunktion. Die genaue feldtheoretische Herleitung dieses Übergangs bleibt jedoch eine offene Aufgabe der SWT.

5.4 Warum ein Logarithmus flache Rotationskurven erzeugt

Der Logarithmus ist für das Rotationskurvenproblem besonders wichtig, weil seine Ableitung genau proportional zu $1/r$ ist:

$$\frac{d}{dr} \ln\left(\frac{r}{R_S}\right) = \frac{1}{r}. \quad (19)$$

Für Kreisbahnen gilt jedoch, dass die quadratische Umlaufgeschwindigkeit aus dem Produkt von Radius und Potentialgradient folgt:

$$v^2(r) = r \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (20)$$

Wenn der Potentialgradient proportional zu $1/r$ ist, hebt der Faktor r in Gleichung (20) diese Radiusabhängigkeit exakt auf. Daraus folgt

$$v^2(r) = \text{const.} \quad (21)$$

Genau deshalb ist ein logarithmisches Potential die natürliche mathematische Struktur für eine flache Rotationskurve. Die SWT liefert dafür eine physikalische Interpretation: Der logarithmische Anteil beschreibt den Übergang zwischen einem massedominierten Newton-Raum und einem voiddominierten Expansionsraum.

5.5 Vergleich mit dem Newton-Potential

Das Newtonsche Potential fällt mit wachsendem Radius wie $1/r$ ab. Das effektive SWT-Potential besitzt dagegen eine logarithmische Form. Entscheidend ist nicht der absolute Wert des Potentials, sondern dessen Gradient: Während das Newton-Potential im Außenbereich zu einem keplerischen Abfall führt, liefert das logarithmische SWT-Potential einen Gradienten proportional zu $1/r$, der eine konstante Umlaufgeschwindigkeit erzeugt.

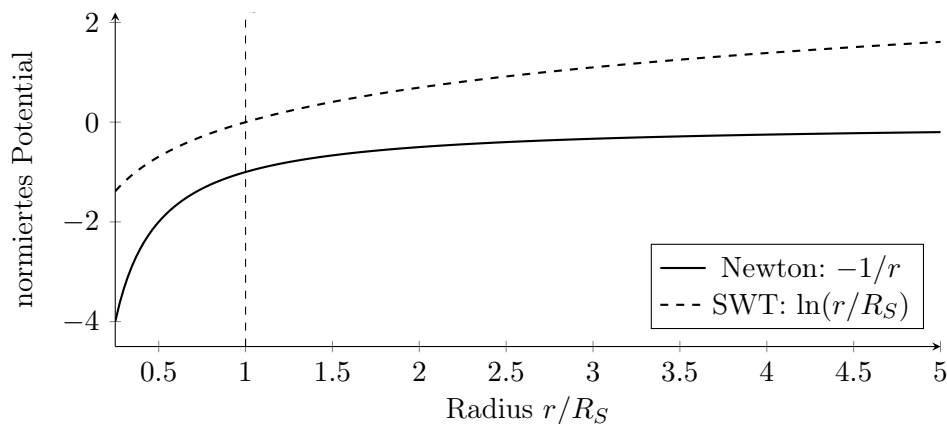


Abbildung 2: Schematischer Vergleich zwischen Newton-Potential und logarithmischem SWT-Potential. Die durchgezogene Kurve zeigt das Newton-Potential, die gestrichelte Kurve das logarithmische SWT-Potential. Entscheidend ist der Gradient: Das logarithmische Potential liefert einen Gradienten proportional zu $1/r$, der flache Rotationskurven ermöglicht.

5.6 Physikalische Bedeutung

Innerhalb von R_S ist die beobachtete Rotationsdynamik noch eng an die baryonische Newton-Skala gekoppelt. Im Bereich um R_S erreicht die Newtonsche Geschwindigkeit der baryonischen Masse den beobachteten Plateauwert v_{flat} ; deshalb ist R_S eine direkt aus Rotationskurven rekonstruierbare Skalenlänge.

Davon zu unterscheiden ist $R_{GV}^{(0)}$. Dieser Radius bezeichnet nicht den Beginn der flachen Rotationskurve, sondern die tiefere Nullstelle der Bremsstruktur, an der Massebremsung und Void-Expansion formal gleich groß werden. Der beobachtete Übergang kann daher bereits bei R_S beginnen, während das vollständige Galaxie-Void-Gleichgewicht erst bei $R_{GV}^{(0)}$ erreicht wird.

6 Herleitung flacher Rotationskurven

Für Kreisbahnen gilt allgemein

$$\frac{v_{\text{orb}}^2}{r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (22)$$

Setzt man im Übergangsbereich

$$\Phi(r) = \Phi_{\text{eff}}(r) = \frac{GM}{R_S} \ln\left(\frac{r}{R_S}\right), \quad (23)$$

so folgt

$$\frac{\partial \Phi_{\text{eff}}}{\partial r} = \frac{GM}{R_S} \frac{1}{r}. \quad (24)$$

Einsetzen in Gleichung (22) liefert

$$\frac{v_{\text{orb}}^2}{r} = \frac{GM}{R_S} \frac{1}{r}. \quad (25)$$

Daraus ergibt sich unmittelbar

$$v_{\text{orb}}^2 = \frac{GM}{R_S}. \quad (26)$$

Somit erhält man

$$v_{\text{flat}} = \sqrt{\frac{GM}{R_S}}. \quad (27)$$

Die Umlaufgeschwindigkeit ist unabhängig vom Radius. Die flache Rotationskurve entsteht somit unmittelbar aus der logarithmischen Struktur des effektiven Potentials.

7 Das dreizonige Rotationsprofil

Die SWT sagt drei charakteristische Bereiche voraus. Im inneren Bereich dominiert die baryonische Masse; dort folgt die Dynamik näherungsweise der Newtonschen Gravitation. Im Übergangsbereich dominiert der logarithmische Anteil der Bremsstruktur; hier bleibt die gebundene Umlaufgeschwindigkeit nahezu konstant. In großen Entfernungen dominiert schließlich die freie Expansion. Dieser Bereich ist nicht mehr als schneller rotierender Orbit zu verstehen, sondern als Übergang von gebundener Rotation zu radialem Auseinanderstreben beziehungsweise Hubble-Abfluss.

7.1 Zone I: Newton-Raum

Im inneren Bereich dominiert die baryonische Masse. Die Dynamik folgt näherungsweise der Newtonschen Gravitation. Für eine näherungsweise homogene Massenverteilung im inneren Bulge gilt

$$M(r) \propto r^3, \quad (28)$$

woraus

$$v(r) \propto r \quad (29)$$

folgt.

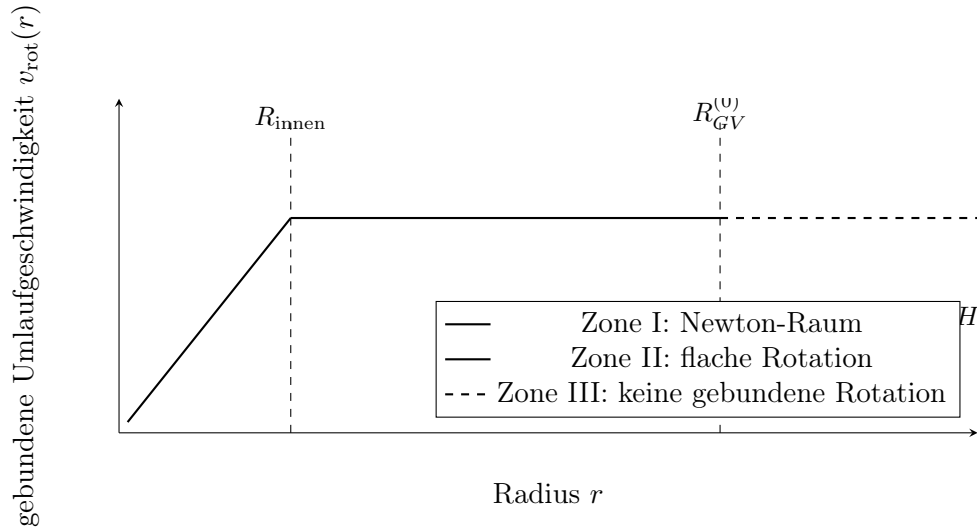


Abbildung 3: Schematisches dreizoniges Profil der SWT. Zone III ist nicht als erneuter Anstieg der gebundenen Rotationsgeschwindigkeit zu verstehen. Jenseits des Galaxie-Void-Gleichgewichts verliert der Kreisbahnbegriff seine zentrale Bedeutung; die Dynamik geht in radiales Auseinanderstreben beziehungsweise Hubble-Abfluss über.

7.2 Zone II: Übergangsbereich

Im Übergangsbereich dominiert die Bremsfunktion beziehungsweise ihr logarithmischer effektiver Potentialanteil. Die Umlaufgeschwindigkeit bleibt gemäß Gleichung (26) konstant.

7.3 Zone III: Void-Raum

In großen Entfernungen dominiert die freie Expansion. Dieser Bereich beschreibt daher keine zunehmende gebundene Rotationsgeschwindigkeit. Vielmehr wird ein Übergang von Kreisbahndynamik zu radialem Auseinanderstreben erwartet. Die zugehörige Rezessionsgeschwindigkeit kann näherungsweise durch

$$v_{\text{rez}}(r) \approx H_0 r \quad (30)$$

beschrieben werden. Sie ist nicht mit einer orbitalen Umlaufgeschwindigkeit zu verwechseln.

8 Herleitung des Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius

Der entscheidende offene Punkt der gegenwärtigen Formulierung besteht darin, dass $R_{\text{GV}}^{(0)}$ noch nicht vollständig aus einer Feldgleichung hergeleitet wird. Artikel 3 interpretiert die Bremsfunktion jedoch als integrierte Strukturgröße. Daraus ergibt sich ein natürlicher

Ansatz: Der Übergang zwischen Galaxie und Void könnte durch ein Gleichgewicht zweier integrierter Strukturvolumina bestimmt werden.

8.1 Massebremsung und Void-Expansion

Die baryonische Masse einer Galaxie wirkt der kosmischen Expansion entgegen und erzeugt eine integrierte Bremswirkung

$$B_M(r). \quad (31)$$

Kosmische Voids stellen dagegen Regionen bevorzugter Expansion dar. Ihre Wirkung kann durch eine integrierte Expansionsfunktion

$$B_V(r) \quad (32)$$

beschrieben werden.

Während die Massebremsung mit zunehmender Entfernung typischerweise abnimmt, gewinnt die Void-Expansion mit wachsendem Einfluss des umgebenden Voids an Bedeutung. Der Übergang zwischen beiden Regimen entsteht dort, wo beide Beiträge gleich groß werden. Die SWT betrachtet diesen Punkt als natürliche Grenze zwischen masse-dominiertem Newton-Raum und voiddominiertem Expansionsraum.

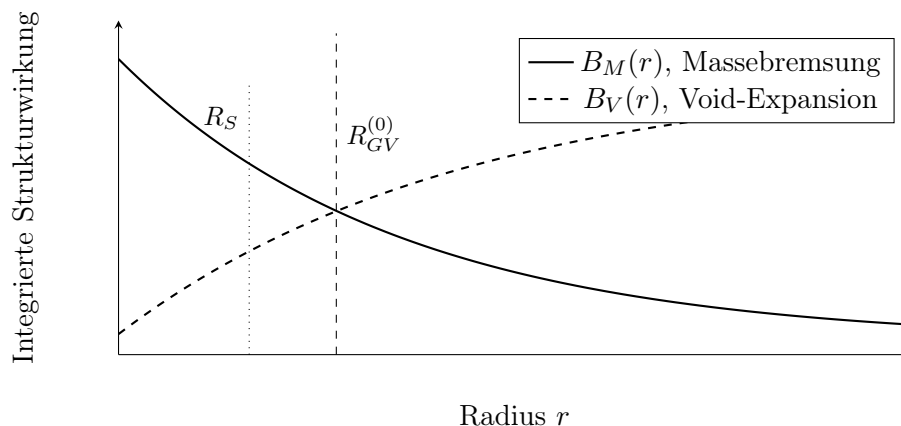


Abbildung 4: Schematische Darstellung der integrierten Massebremsung $B_M(r)$ und der integrierten Void-Expansion $B_V(r)$. Die durchgezogene Kurve zeigt $B_M(r)$, die gestrichelte Kurve $B_V(r)$. R_S bezeichnet die beobachtbare Dynamikskala der Rotationskurve; $R_{GV}^{(0)}$ liegt am Schnittpunkt beider Kurven und markiert das Galaxie-Void-Gleichgewicht. Die konkreten Kurvenformen dienen nur der Illustration des Gleichgewichtsprinzips.

Der Übergangsradius wird durch die Nullstelle der Differenz beider Beiträge definiert:

$$B_M(R_{GV}^{(0)}) - B_V(R_{GV}^{(0)}) = 0. \quad (33)$$

Daraus folgt unmittelbar

$$B_M(R_{GV}^{(0)}) = B_V(R_{GV}^{(0)}). \quad (34)$$

Physikalisch beschreibt $R_{GV}^{(0)}$ den Radius, bei dem die bremsende Wirkung der eingeschlossenen baryonischen Masse erstmals durch die expansive Wirkung des umgebenden Voids kompensiert wird. Innerhalb von $R_{GV}^{(0)}$ dominiert die Massebremsung. Außerhalb von $R_{GV}^{(0)}$ gewinnt die Void-Struktur zunehmend die Kontrolle über die Dynamik. Der Radius $R_{GV}^{(0)}$ markiert damit die natürliche Grenze zwischen einem massedominierten und einem expansionsdominierten Regime.

In diesem Bild wäre $R_{GV}^{(0)}$ keine freie Größe mehr, sondern das Ergebnis eines strukturellen Gleichgewichts. Die Bremsfunktion würde dann nicht mehr phänomenologisch parametrisiert, sondern vollständig aus der Geometrie der Raumstruktur hervorgehen.

9 Die Tully-Fisher-Relation

Die beobachtete baryonische Tully-Fisher-Relation lautet

$$v_{\text{flat}}^4 \propto M. \quad (35)$$

Aus der SWT ergibt sich

$$v_{\text{flat}}^4 = \frac{G^2 M^2}{R_S^2}. \quad (36)$$

Die beobachtete Relation würde unmittelbar folgen, wenn

$$R_S \propto \sqrt{M}. \quad (37)$$

Die Herleitung dieser Skalierung bleibt Gegenstand zukünftiger Arbeiten. Der entscheidende offene Frage ist daher, ob und wie die Skalenlänge R_S systematisch mit baryonischer Masse und Umgebung korreliert. Der Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$ könnte dabei die großräumige Randbedingung liefern, aus der R_S langfristig hergeleitet wird.

10 Vergleich mit MOND

MOND erklärt flache Rotationskurven durch eine Modifikation der Dynamik bei kleinen Beschleunigungen. Die SWT reproduziert denselben Beobachtungsbefund, führt ihn jedoch auf einen völlig anderen Mechanismus zurück.

11 Beobachtbare Vorhersagen

Die SWT macht mehrere konkrete Vorhersagen:

Eigenschaft	MOND	SWT
Flache Rotationskurven	Ja	Ja
Tully-Fisher-Relation	Ja	Teilweise
Void-Abhängigkeit	Nein	Ja
Umgebungseffekt	Indirekt	Direkt
Anisotropien	Nein	Ja
Parameterfreiheit	Ja	Noch offen
Kosmologische Einbindung	Problematisch	Natürlich

Tabelle 1: Vergleich von MOND und SWT

1. stärkere Rotationsanomalien in großen Voids,
2. schwächere Anomalien in Clustern,
3. Korrelation zwischen R_S , $R_{GV}^{(0)}$ und der Void-Geometrie,
4. Asymmetrien der Rotationskurven bei anisotropen Voids,
5. zeitliche Entwicklung der Anomalie mit der kosmischen Void-Bildung.

Diese Vorhersagen unterscheiden die SWT sowohl von Dunkler Materie als auch von MOND.

12 Quantitative Konfrontation mit Beobachtungsdaten

Die bisherige Herleitung zeigt, dass ein logarithmisches effektives Potential flache Rotationskurven erzeugt. Für ein starkes empirisches Auftreten genügt diese qualitative Übereinstimmung jedoch nicht. Entscheidend ist, ob die SWT eine überprüfbare Abhängigkeit der Rotationsanomalie von der Umgebung der Galaxie vorhersagt.

Die SPARC-Datenbank stellt hierfür einen geeigneten Ausgangspunkt dar, da sie für 175 Scheiben- und irreguläre Galaxien homogene Infrarot-Photometrie und hochwertige HI- beziehungsweise $H\alpha$ -Rotationskurven bereitstellt [3]. Eine vollständige SWT-Auswertung dieser Datenbank steht noch aus. Dennoch kann die zentrale Vorhersage bereits formuliert werden:

$$v_{\text{flat}} = f(M, R_S) \quad \text{mit} \quad R_S = R_S(M, \rho_{\text{void}}, \dots). \quad (38)$$

Damit unterscheidet sich die SWT sowohl von einer rein baryonischen Skalierung als auch von einer Halo-Anpassung. Die Umgebung der Galaxie wird explizit dynamisch relevant. Streng zu unterscheiden ist dabei R_S als beobachtbare Skalenlänge von $R_{GV}^{(0)}$ als eigentlicher Nullstelle der Bremsfunktion.

12.1 Zwei Beobachtungsklassen

Für eine isolierte Feldgalaxie mit direkter Void-Umgebung ist der Void-Beitrag groß. In der Sprache der SWT bedeutet dies: Die integrierte Void-Expansion $B_V(r)$ wächst bereits bei relativ kleinen Radien stark an. Das Gleichgewicht

$$B_M(R_S) = B_V(R_S) \quad (39)$$

wird daher früher erreicht. Der effektive Skalenradius R_S ist kleiner, und nach Gleichung (27) wird die flache Geschwindigkeit größer.

Für eine Galaxie in einem Cluster oder in dichter Gruppenumgebung ist die Situation umgekehrt. Die umgebende Materie reduziert oder schirmt den freien Void-Einfluss ab. Der Beitrag $B_V(r)$ wächst schwächer an. Das Gleichgewicht wird erst bei größerem Radius oder gar nicht innerhalb des beobachtbaren Rotationsbereiches erreicht. Die SWT erwartet daher schwächere Rotationsanomalien, fallende Außenkurven oder einen früheren Übergang in eine nicht gebundene Dynamik.

Diese qualitative Erwartung passt zu klassischen Beobachtungen, nach denen Spiralgalaxien im inneren Bereich von Galaxienhaufen häufiger fallende Rotationskurven zeigen, während Feldgalaxien und äußere Haufengalaxien eher flache oder steigende Rotationskurven besitzen [5, 6]. Eine neuere statistische Richtung liefern Untersuchungen der SPARC-Galaxien im Zusammenhang mit dem externen Feld der kosmischen Großstruktur [7].

Größe	isolierte Feldgalaxie	Cluster-Galaxie
Void-Umgebung	direkt und stark	abgeschirmt
Void-Beitrag B_V	groß	klein
Skalenradius R_S	kleiner	größer
SWT-Anomalie	stärker	schwächer
Außenkurve	flach / ausgedehnt	fallend / verkürzt

Tabelle 2: Qualitative SWT-Erwartung für Feldgalaxien und Cluster-Galaxien.

12.2 Zahlenbeispiel

Zur Illustration sei eine Galaxie mit baryonischer Masse

$$M = 5 \cdot 10^{10} M_\odot \quad (40)$$

betrachtet. Mit

$$G = 4.302 \cdot 10^{-6} \frac{\text{kpc} (\text{km/s})^2}{M_\odot} \quad (41)$$

ergibt sich

$$G M = 2.151 \cdot 10^5 \text{ kpc (km/s)}^2. \quad (42)$$

Für eine isolierte Feldgalaxie werde beispielhaft

$$R_S = 5.4 \text{ kpc} \quad (43)$$

angenommen. Dann folgt aus der SWT

$$v_{\text{flat}} = \sqrt{\frac{G M}{R_S}} = \sqrt{\frac{2.151 \cdot 10^5}{5.4}} \approx 200 \text{ km/s}. \quad (44)$$

Für eine vergleichbare Galaxie in dichter Umgebung werde dagegen ein größerer effektiver Skalenradius

$$R_S = 8.9 \text{ kpc} \quad (45)$$

angenommen. Dann ergibt sich

$$v_{\text{flat}} \approx 155 \text{ km/s}. \quad (46)$$

Zum Vergleich liefert die rein keplerische Erwartung bei einem Radius von 30 kpc

$$v_K(30 \text{ kpc}) = \sqrt{\frac{G M}{30 \text{ kpc}}} \approx 85 \text{ km/s}. \quad (47)$$

Damit ergibt sich in diesem Beispiel für die isolierte Feldgalaxie eine stärkere Abweichung gegenüber der keplerischen Erwartung als für die Cluster-Galaxie.

Kategorie	M/M_\odot	R_S	v_{flat}	$v_{\text{flat}}/v_K(30 \text{ kpc})$
Feldgalaxie	$5 \cdot 10^{10}$	5.4 kpc	200 km/s	2.35
Cluster-Galaxie	$5 \cdot 10^{10}$	8.9 kpc	155 km/s	1.82

Tabelle 3: Illustrative SWT-Zahlenbeispiele für zwei Galaxien gleicher baryonischer Masse, aber unterschiedlicher Umgebung. Die Werte sind keine Fits, sondern zeigen die Größenordnung des Effekts.

12.3 Vorschlag für einen SPARC-Test

Ein erster quantitativer Test der SWT könnte in drei Schritten erfolgen:

1. Für jede SPARC-Galaxie wird aus der baryonischen Masse M und der beobachteten flachen Geschwindigkeit v_{flat} ein effektiver Skalenradius bestimmt:

$$R_S^{\text{obs}} = \frac{G M}{v_{\text{flat}}^2}. \quad (48)$$

2. Dieser beobachtungsabgeleitete Radius wird mit einem unabhängigen Umgebungsmaß verglichen, etwa Galaxiendichte, Abstand zum nächsten massereichen Nachbarn, Gruppenzugehörigkeit oder Void-Katalog.
3. Die SWT sagt voraus, dass isolierte Feldgalaxien systematisch kleinere effektive R_S^{obs} und stärkere Rotationsanomalien zeigen sollten als vergleichbare Cluster-Galaxien gleicher baryonischer Masse.

Ein solcher Test wäre entscheidend, weil er die SWT nicht nur an einzelnen Rotationskurven, sondern an einer klaren Umweltkorrelation prüft. Die zentrale Vorhersage lautet:

$$v_{\text{flat}}|_{\text{Feld}} > v_{\text{flat}}|_{\text{Cluster}} \quad \text{bei vergleichbarer baryonischer Masse.} \quad (49)$$

Diese Relation ist nicht als bereits bestätigtes Ergebnis zu verstehen, sondern als konkrete falsifizierbare Vorhersage der SWT.

13 Offene Fragen

Zu den wichtigsten zukünftigen Aufgaben gehören:

- quantitative Fits von SPARC-Galaxien,
- Aufteilung der SPARC-Galaxien nach Feld-, Gruppen- und Clusterumgebung,
- präzise Modellierung von B_M und B_V ,
- Herleitung von $R_{GV}^{(0)}$ aus der Nullstellenstruktur der Bremsfunktion,
- Simulation von Galaxie-Void-Wechselwirkungen,
- Untersuchung der Tully-Fisher-Skalierung,
- Verbindung zur kosmologischen Feldgleichung der SWT,
- Berechnung von Lensing-Vorhersagen.

14 Zusammenfassung

Die Strömungs-Widerstands-Theorie beschreibt den Galaxie-Void-Gleichgewichtsbereich durch eine integrierte Bremsfunktion

$$B(r) = G M \ln\left(\frac{r}{R_{GV}^{(0)}}\right), \quad (50)$$

deren Dimension L^3/T^2 beträgt. Der Radius $R_{GV}^{(0)}$ bezeichnet dabei nicht den unmittelbar aus Rotationskurven bestimmten Skalenradius, sondern die Nullstelle der Bremsstruktur:

$$B_M(R_{GV}^{(0)}) = B_V(R_{GV}^{(0)}). \quad (51)$$

Für die beobachtete flache Rotationsgeschwindigkeit wird zusätzlich der SWT-Skalenradius

$$R_S = \frac{G M_{\text{bar}}}{v_{\text{flat}}^2} \quad (52)$$

eingeführt. Er ist der Radius, bei dem die Newtonsche Geschwindigkeit der baryonischen Masse den beobachteten Plateauwert erreicht:

$$v_N(R_S) = v_{\text{flat}}. \quad (53)$$

Die flache Rotationskurve folgt aus dem im Übergangsbereich wirksamen effektiven Potential

$$\Phi_{\text{eff}}(r) = \frac{G M}{R_S} \ln\left(\frac{r}{R_S}\right). \quad (54)$$

Daraus ergibt sich

$$v_{\text{flat}} = \sqrt{\frac{G M}{R_S}}, \quad (55)$$

was die zentrale Beobachtung flacher Rotationskurven reproduziert.

Die gegenwärtige Fassung unterscheidet damit ausdrücklich zwischen der beobachtbaren Dynamikskala R_S und dem physikalischen Galaxie-Void-Gleichgewichtsradius $R_{GV}^{(0)}$. Eine natürliche SWT-Hypothese lautet $R_S < R_{GV}^{(0)}$: Die Rotationskurve kann bereits durch die beginnende Voidwirkung abflachen, bevor die vollständige Gleichheit von Massebremsung und Void-Expansion erreicht ist.

Ausblick

Die gegenwärtige Formulierung verwendet R_S als beobachtbare Skalenlänge der Rotationskurve und $R_{GV}^{(0)}$ als physikalisch motivierte Gleichgewichtsskala. Langfristig könnte sich zeigen, dass beide Größen durch eine gemeinsame SWT-Feldgleichung verbunden sind.

In diesem Fall würde R_S nicht mehr nur aus der beobachteten Rotationsgeschwindigkeit rekonstruiert, sondern als innere Dynamikskala aus der größeren Galaxie-Void-Struktur folgen. Dies wäre ein wichtiger Schritt hin zu einer vollständig parameterfreien Beschreibung galaktischer Rotationskurven innerhalb der SWT.

Literatur

- [1] Rubin, V. C.; Ford, W. K.; Thonnard, N.: Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605/R = 4 kpc to UGC 2885/R = 122 kpc. *Astrophysical Journal*, 238, 471–487 (1980).
- [2] Milgrom, M.: A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophysical Journal*, 270, 365–370 (1983).

- [3] Lelli, F.; McGaugh, S. S.; Schombert, J. M.: SPARC: Mass models for 175 disk galaxies with Spitzer photometry and accurate rotation curves. *Astronomical Journal*, 152, 157 (2016). 12
- [4] Planck Collaboration: Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 641, A6 (2020).
- [5] Whitmore, B. C.; Forbes, D. A.; Rubin, V. C.: Rotation curves for spiral galaxies in clusters. II. Variations as a function of cluster position. *Astrophysical Journal*, 333, 542–560 (1988). 12.1
- [6] Forbes, D. A.; Whitmore, B. C.: Rotation curves for spiral galaxies in clusters and in the field. *Astrophysics and Space Science*, 156, 175–183 (1989). 12.1
- [7] Chae, K.-H.; Desmond, H.; Lelli, F.; McGaugh, S. S.; Schombert, J. M.: Testing the strong equivalence principle. II. Relating the external field effect in galaxy rotation curves to the large-scale structure of the Universe. *Astrophysical Journal*, 921, 104 (2021). 12.1
- [8] Feuerbach, H.: Grundlagen der Strömungs-Widerstands-Theorie: Zeitstruktur, Normrelation, Gravitationsfeld und kosmologische Feldgleichung. SWT Working Paper 1 (2026).
- [9] Feuerbach, H.: Die Bremsfunktion $B(h)$ der Strömungs-Widerstands-Theorie: Newton-Raum, Slipher-Lemaître-Hubble-Raum und die Grundlagen zeitneutraler Raumfahrt. SWT Working Paper 3 (2026).
- [10] Feuerbach, H.: Umgebungsabhängigkeit galaktischer Rotationskurven: Bekannte Beobachtungen und ihre natürliche Erklärung in der Strömungs-Widerstands-Theorie. SWT Working Paper 5 (2026).