Leibniz Online, Jahrgang 2015, Nr. 17
Zeitschrift der Leibniz-Sozietät e. V.
ISSN 1863-3285
http://www.leibnizsozietaet.de/wp-content/uploads/2015/01/spahn.pdf

Frank Spahn

Planetare Ringe – kosmische dynamische Laboratorien

Vortrag in der Klasse für Naturwissenschaften und Technikwissenschaften am 13. Februar 2014

Zusammenfassung:

Mit der Entdeckung der Ringe des Saturn durch Galileo Galilei 1610 – er glaubte zunächst an „Henkel" am Planeten, die richtige Interpretation als Ringe um Saturn erbrachte Christian Huygens fast ein halbes Jahrhundert später – wurde die wichtigsten Struktur neben der Kugel in die Beschreibung des Universums eingeführt. Von riesigen Galaxien, den viel kleineren Scheiben um die verschiedensten Sterne bis hin zu den planetaren Ringen, den kleinsten kosmischen Scheiben, reicht die Palette der kosmischen Disks höchst unterschiedlicher räumlicher Ausdehnung. Obgleich diese um Größenordnungen voneinander abweichen, sind sie alle das Resultat des „Widerstreits" zwischen Trägheitskräften (Zentrifugalkraft, Korioliskraft), der (Eigen-)Gravitation und Drehimpuls-Transporten in der Scheibe.

Seit gut einem Vierteljahrhundert weiß man, dass planetare Ringe zum Erscheinungsbild aller Riesenplaneten unseres Sonnensystems gehören (und sicher nicht nur dort). Jedoch sind diese kleinsten kosmischen Materiescheiben weit mehr als nur eisiger „Schmuck" der planetaren Giganten, ähneln sie doch – trotz unleugbarer Unterschiede – dynamisch den „Kinderstuben" der Planeten: den präplanetaren Gas-Staub-Scheiben um junge Sterne. So können wir mit Raumsonden – wie gegenwärtig mit Cassini am Saturn – Strukturbildung in planetaren Ringen in situ studieren und daraus Schlüsse auf physikalische Prozesse der Planetenentstehung in präplanetaren Gas-Staub Scheiben, den großen Verwandten planetarer Ringe, ziehen.

In diesem Überblick werden wir neueste experimentelle und theoretische Ergebnisse der Erforschung der Saturnringe – vor allem Bildung unterschiedlichster dissipativer Strukturen – vorstellen und diese in Relation zu Fragestellungen der Entstehung von Planeten und der Ringsysteme setzen.

1. Einleitung

Die Scheibenform ist neben der Kugel die im Universum am häufigsten anzutreffende Struktur. Sie ist im Wesentlichen der Entstehungsgeschichte kosmischer Objekte geschuldet. Z.B. Gravitationsinstabilitäten der Materie, wie der gravitative Kollaps einer Molekülwolke (Jeans-Instabilität, siehe Abschnitt 2.2.1) hin zu einem jungem Stern, erzwingen zusammen mit der Erhaltung des Drehimpulses die Ausbildung von Scheiben um das gerade entstandene Zentralobjekt. So mancher wird sich mit leicht amüsierter Bewunderung des Pizzabäckers erinnern, der mit gekonntem Schwung den Pizzateig in Rotation versetzt und ihm so die gewünschte flache Form verleiht. Bei der Bildung kosmischer Scheiben übernimmt die frei werdende Gravitationsenergie beim Kollaps der Materie den Part des Pizzabäckers, jedoch unter der „Knute" der Drehimpulserhaltung. Letztere konserviert den Drehimpuls, den ursprünglich die ausgedehnte Molekülwolke – solche Gas-Staub-Wolken können einige Lichtjahre im Durchmesser betragen – bei seinem Weg um das galaktische Zentrum innehatte.

Ein solches Szenario läuft auf verschiedensten Größenskalen ab: die Physik der Entstehung von *Spiralgalaxien*, mit ca. 100.000 Lichtjahren Durchmessern ist mit der Bildung von *Gas-Staubscheiben*, von einigen Hundert Astronischen Einheiten (AE = 150 Millionen km) Durchmesser um einen sich formenden Stern und nicht zuletzt mit der Dynamik *planetarer Ringe* eng verwandt. Letztere sind die

„kleinsten“ kosmischen Scheiben und mit Durchmessern von einigen Hunderttausenden Kilometern geradezu winzig im Vergleich mit ihren großen Verwandten. Trotz der wahrhaft riesigen Unterschiede laufen viele Prozesse in ähnlicher Weise in allen diesen Scheiben ab. Zum Beispiel haben die Spiralarme in Galaxien und die Dichtewellen in planetaren Ringen den gleichen physikalischen Ursprung – wie wir später noch ausführlicher behandeln werden.

Unser besonderes Interesse gilt vor allem den Gemeinsamkeiten zwischen präplanetaren Scheiben und den planetaren Ringen. Die Physik in beiden Typen kosmischer Scheiben ist von der Gravitation des Zentralkörpers (dem Stern bzw. dem Planeten), von der Eigengravitation des Scheibenmaterials und nicht zuletzt von Kollisionen zwischen den Konstituenten der Scheibe (Planetesimale von einigen bis hunderten Kilometern Größe; bzw. zentimeter- bis metergroße Ringteilchen) entscheidend bestimmt. Diese Parallelen können bei der Erforschung planetarer Ringe und der Entstehung von Planeten weiter genutzt werden, um Licht in das Dunkel der Planetenentstehung zu bringen, wie wir später an Beispielen illustrieren.

In diesem Übersichtsartikel werden wir zunächst erläutern, was planetare Ringe sind und welchen Prozessen sie ihre faszinierende Gestalt verdanken. Die vier Ringsysteme unseres Sonnensystems werden im nächsten Abschnitt kurz vorgestellt, Gemeinsamkeiten und Unterschiede hervorgehoben und gezeigt, dass der Saturnring die Eigenschaften aller Ringsysteme in sich vereint. Deshalb – und vor allem wegen sensationeller Erfolge der laufenden *Cassini-Mission* – bildet der Saturnring den Hauptgegenstand dieses Aufsatzes. Danach möchte ich Strukturbildungen im Saturnring – z.B. dissipative Strukturen/Instabilitäten und Verhalten von durch Monde gestörte Ringe – kurz behandeln und stelle diese in Beziehung zu ähnlichen Prozessen in anderen kosmischen Scheiben, wobei Analogien zur Planetenentstehung eine zentrale Rolle spielen werden.

Planetare Ringe des Sonnensystems

Wie wir seit den grandiosen *Voyager*-Raumsonden wissen, gehören planetare Ringe zum „Outfit“ der Riesenplaneten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun.

Die Ringsysteme unseres Sonnensystems sind sehr unterschiedlich in ihrer Erscheinung: Die dichten Komponenten der Ringe Uranus’ und Neptuns sind radial sehr schmal (so genannte „Ringlets“ – übersetzt „Ringlein“, von < 100 km radialer Breite, siehe Abb. 1) und existieren eingebettet in einer ausgedehnten Staubscheibe. Der Jupiterring besteht hauptsächlich aus Staub (Abb. 1), sehr ähnlich den Staubscheiben, die die dichten Uranus- und Neptun-Ringe einschließen, allerdings fehlen ihm die schmalen dichten Ringe.

Ganz anders als die Ringlets des Uranus und Neptun sind die dichten Saturnringe weit ausgedehnt und messen von Außenkante zu Außenkante ca. 300.000 km (3/4 des Abstands Erde-Mond). Sie umfassen in Reihenfolge des Abstands von Saturn die Ringe D, C, B, A und die Cassini-Teilung, welche den Ring A von B trennt, sowie den schmalen F Ring (Abb. 1 & 2). Alle diese Ringe bestehen aus makroskopischen Eisteilchen der Größe von einigen Zentimetern bis zu mehreren Metern, welche relativ dicht gepackt den Planeten umkreisen. Sie werden als Hauptringe Saturns bezeichnet. Weiter außen schließen sich die Ringe G und E an, die sich durch einen hohen Staubanteil auszeichnen. Der von den Geysiren des Eismondes Enceladus gespeiste E Ring reicht bis hinaus zur Bahn des Mondes Titan (600.000 km Distanz von Saturn; Abb. 2). Die äußeren Ringe sind optisch sehr dünn, d.h. sie bestehen aus Staub, bei dem nur relativ wenig Materie auf ein großes Volumen verteilt ist. Diese Ringdaten sind in Tabelle 1 kurz zusammengefasst.

Die Dynamik dieser Staubringe unterscheidet sich grundlegend von denen aus Eisbrocken bestehenden, welche die dichten Ringe ausmachen. Neben der Gravitation des Planeten werden die Staubteilchen von einer Vielzahl verschiedener Kräfte beeinflusst, wie z.B. von elektromagnetischen Feldern (Lorentz-Kraft), der Strahlung der Sonne (Strahlungsdruckkraft), der Plasmareibung und vielen anderen Wechselwirkungen mehr. Direkte Stöße spielen in den Staubringen keine Rolle. Allerdings sind die Magnetosphären in Staubring-Regionen quasi „schmutzige“ Plasmen und stellen somit sehr komplexe Systeme dar.

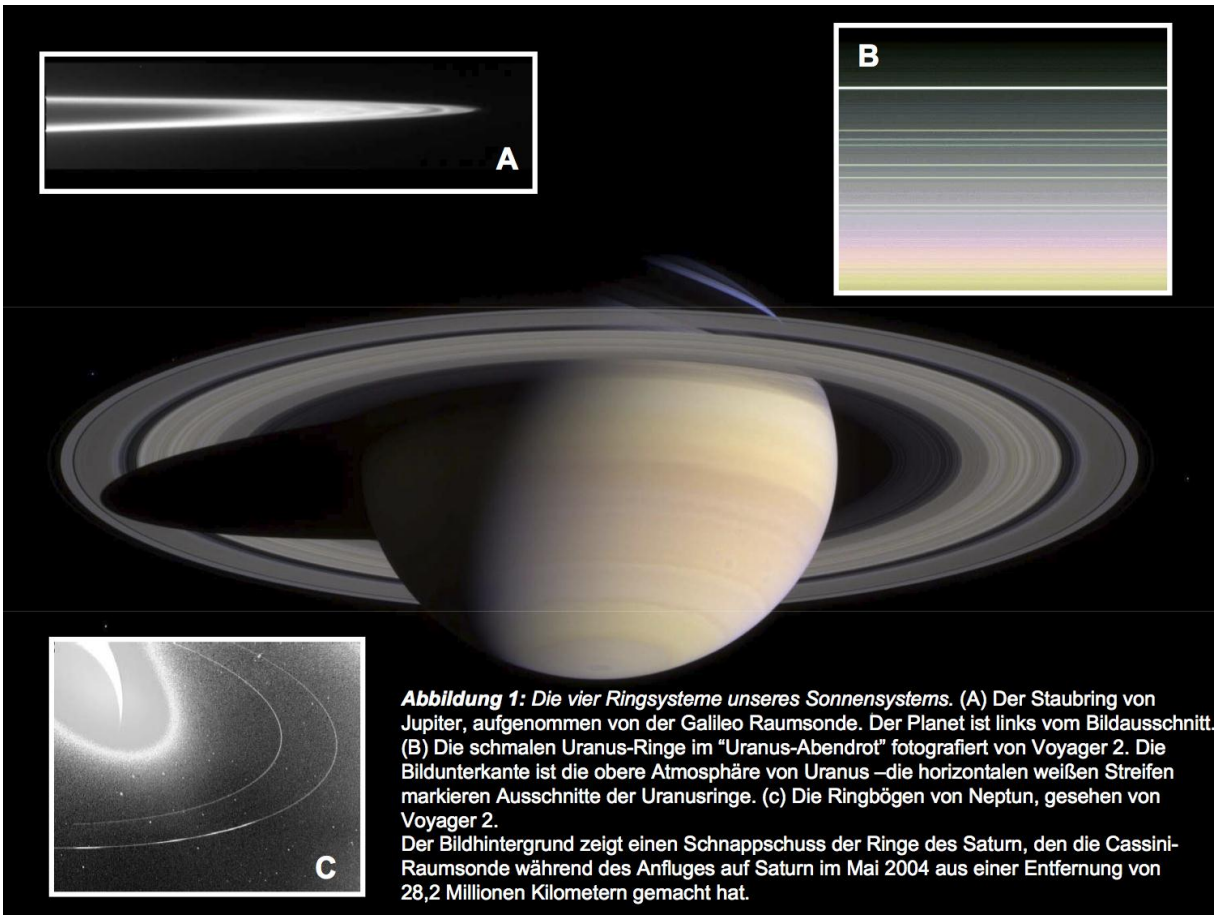
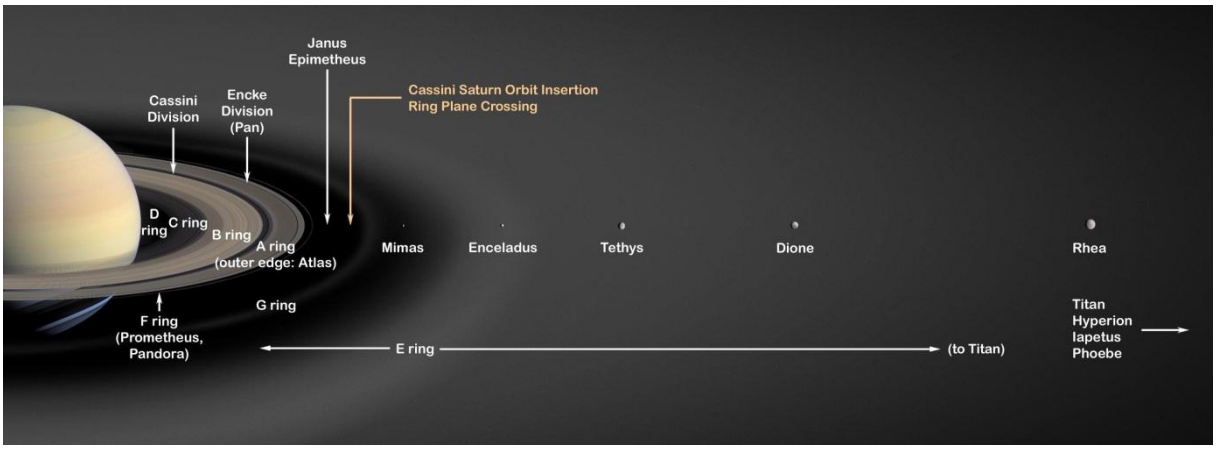


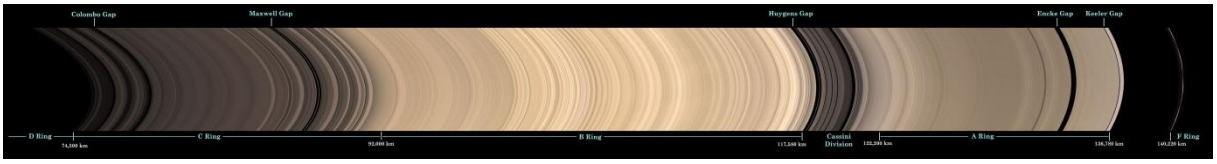
Abbildung 1: *Die vier Ringsysteme unseres Sonnensystems.* (A) Der Staubring von Jupiter, aufgenommen von der Galileo Raumsonde. Der Planet ist links vom Bildausschnitt. (B) Die schmalen Uranus-Ringe im "Uranus-Abendrot" fotografiert von Voyager 2. Die Bildunterkante ist die obere Atmosphäre von Uranus –die horizontalen weißen Streifen markieren Ausschnitte der Uranusringe. (c) Die Ringbögen von Neptun, gesehen von Voyager 2.
Der Bildhintergrund zeigt einen Schnappschuss der Ringe des Saturn, den die Cassini-Raumsonde während des Anfluges auf Saturn im Mai 2004 aus einer Entfernung von 28,2 Millionen Kilometern gemacht hat.

(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Die Ringe bestehen im Wesentlichen aus (Eis-) Teilchen im Größenbereich von Mikrometern bis hin zu Brocken groß wie Mehrfamilienhäuser. Die Gravitation des Planeten zwingt alle Teilchen, die größer als einige Millimeter sind, auf fast perfekte Kepler-Kreisbahnen und beeinflusst somit entscheidend das Erscheinungsbild eines planetaren Rings. Die extrem flache Scheibenstruktur wie auch die nahezu perfekten Kreisbahnen, auf denen die Ringmaterie den Planeten umläuft, werden von Stößen verursacht, die in den dicht gepackten Ringen des Saturn, Uranus und Neptun sehr häufig sind. Pro Orbitperiode T von nur wenigen Stunden (Saturnringe: $T \approx 5 \ldots 14$ h, abhängig vom Abstand zu Saturn R) stößt jedes Teilchen 10 bis 50 mal mit seinen Nachbarn und, was entscheidend ist, denn bei jeder Kollision wird Bewegungsenergie beider Stoßpartner dissipiert, d.h. in Deformations-, Bruch- oder auch Wärmeenergie irreversibel umgewandelt.

Planetare Ringe können nur nahe am Planeten existieren, wo die Gezeitenkraft des Planeten so groß ist, dass die Bildung von Körpern größer als ca. 10 Meter nicht möglich ist. Die Ursache der Gezeiten ist in der vom Planeten ausgeübten Gravitationskraft zu suchen, die mit dem Abstand vom Planeten abnimmt (s. Abb. 4). Damit wirkt auf das Ringteilchen an der dem Planeten zugewandten Seite eine größere Kraft als an der abgewandten. Wird die Kraftdifferenz zu groß, zerreißt es den Körper. Die Grenze, die den Stabilitätsabstand eines gravitationsgebundenen Ringkörpers vom Zentralplaneten markiert, wird als Roche-Grenze bezeichnet. Innerhalb der Roche-Grenze wird diese Gezeitenkraft größer als der innere (gravitative) Zusammenhalt des Körpers, so dass er nicht stabil in diesem Abstand existieren kann und in kleinere Bestandteile zerfällt. Im Unterschied dazu sind, trotz der erheblich größeren Masse des Sterns, die räumlichen Ausdehnungen präplanetarer Scheiben vergleichsweise so riesig, dass die Gezeiten unwesentlich werden und sich aus dem Scheibenmaterial Planeten bilden können.





(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Abbildung 2: ***Oben:*** *Das Satelliten- und Ringsystem Saturns. Saturn (am linken Bildrand) hat einen Durchmesser von ≈ 120.000 km (ca. das Zehnfache des Erddurchmessers) woran sich in der Äquatorialebene die dichten Ringe D, C, B und A anschließen (unterer Bildteil). Die Außenkante des A Rings liegt bei ca. 135.000 km, gefolgt vom radial eng begrenzten F Ring bei 140.000km. Weiter außen befinden sich die optisch dünnen Staubringe G und E – letzterer reicht über die Bahn des Riesenmondes Titan, den eine dichte Atmosphäre einhüllt, hinaus (600.000 km oder mehr als 10 Saturnradien).* ***Unten:*** *Ein schmaler azimutaler Ausschnitt der die dichten Ringe – D, C, B, A & F – zeigt. Hier kann man schon die Strukturvielfalt erahnen, wobei am rechten Bildrand der schmale dynamisch sehr veränderliche F Ring sehr den Uranus- & Neptun Ringen ähnelt.*

Gegenstand dieses Artikels sind im Wesentlichen die dichten Hauptringe des Saturns. Die zentimeter- bis metergroßen makroskopischen Ringteilchen der Hauptringe bevölkern dicht gedrängt die Umgebung der Äquatorialebene des Planeten (siehe Abb. 3). Gravitation des Planeten und seiner zahlreichen Satelliten sowie häufige Kollisionen der Ringteilchen untereinander sind die Zutaten, die den dichten Ringen ihre unverwechselbare Gestalt geben. Vor allem verursachen Teilchenstöße zwischen den Ringteilchen die extrem geringe vertikale Ausdehnung (Dicke) von weniger als 10 Metern, der 300.000 Kilometer horizontale Ausdehnung der Hauptringe gegenüberstehen. Überträgt man dieses Verhältnis auf ein „Blatt“ Papier, müsste dieses die Größe mehrerer Fußballfelder haben. Daher kann man die Ringe mit Recht als die flachsten uns bekannten Strukturen im Kosmos bezeichnen.

Abbildung 3 verdeutlicht dieses erstaunliche Strukturmerkmal: Die Ringe wurden von den Cassini-Kameras direkt von der Kante aus aufgenommen und sind erst bei genauem Hinsehen als haarfeine, dunkle horizontale Linie in der Bildmitte vor der Saturnsichel zu sehen. Jedoch werfen sie deutlich ihre Schatten auf die Wolkenoberkante Saturns, so dass sehr schön die laterale und vertikale Ausdehnung im Vergleich zu sehen sind. Mehr noch, gestochen scharf kann man vom hauchzarten Ring hin zum Pol den C Ring (der noch etwas Sonnenlicht durchlässt), danach den praktisch optisch dichten B Ring (er lässt kein Licht durch), weiter nördlich die Cassini-Teilung und schließlich den A Ring erkennen. Selbst die Encke-Teilung und der schmale F Ring sind als dünner heller Streifen im A Ring Schatten bzw. als haarfeiner, filigraner dunkler „Faden“ jenseits der Außenkante der Hauptringe in nördlicher Richtung auszumachen. Der schwarze Punkt, der quasi auf der Ringebene liegt, ist der Eismond Enceladus – ein anderer „Star“ der Saturnsystems, der mit seinen Geysiren den optisch dünnen aber größten Ring unseres Sonnensystems „füttert“ – den E Ring (Abb. 3).

Welchen Prozessen verdanken die dichten Ringe diese extrem flache Gestalt? Die Antwort ist in den häufigen dissipativen Stößen zwischen den Ringteilchen zu suchen, bei denen diese deformiert und erwärmt werden und sogar zerbrechen können. Bewegungsenergie geht auf diesem Wege irre-

versibel „verloren“ (wird in andere Energiearten umgewandelt), sodass kinematisch-thermische Teilchenbewegungen gedämpft und die Teilchen auf Kreisbahnen in der Äquatorialebene gezwungen werden. Die Energiedissipation durch Kollisionen ist besser zu verstehen, wenn man sich die Ringteilchen als frostige Schneebälle vorstellt.

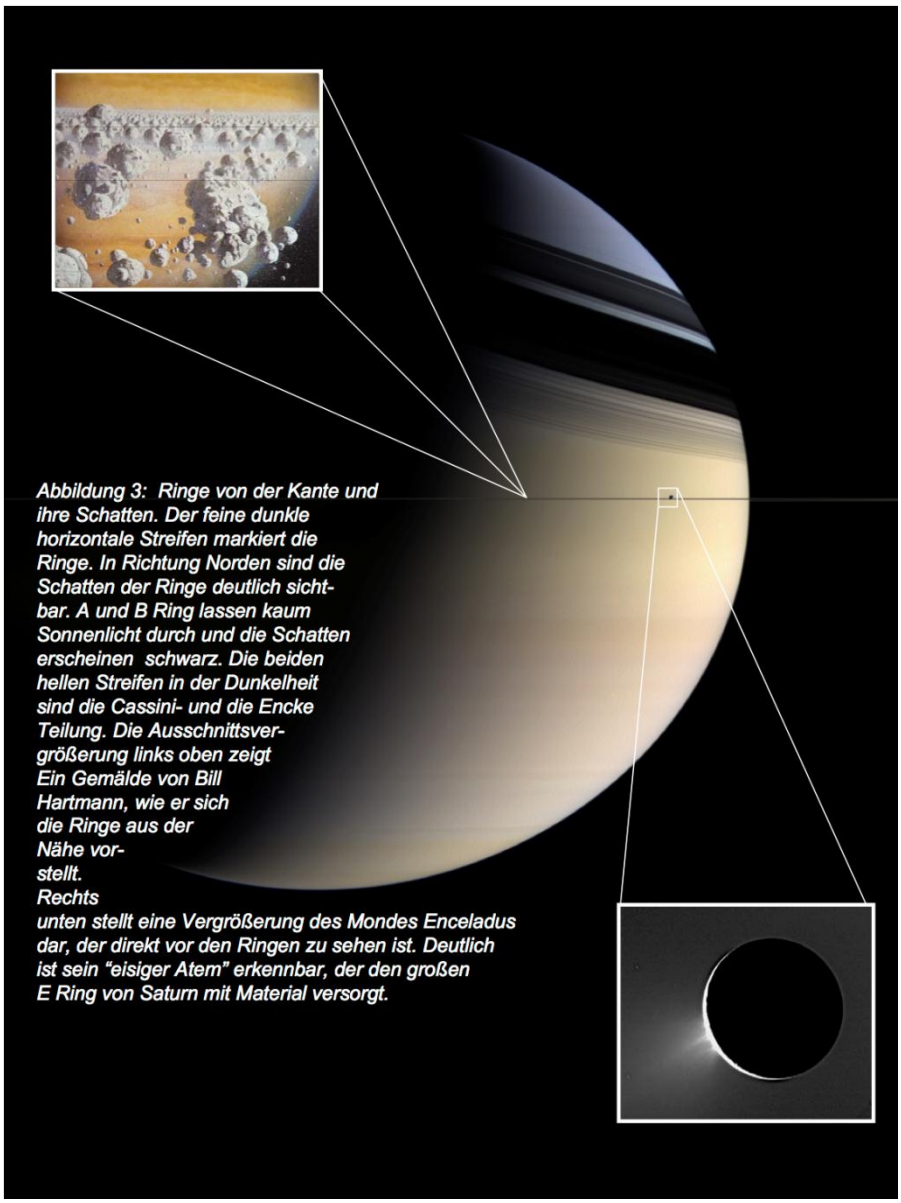
Man nehme an, ein solches Ringteilchen würde aus der Ringebene ausgelenkt. Es muss nun zweimal pro Orbit die mit „Frostschneebällen“ dicht gepackte Ringebene passieren. Stöße mit anderen Teilchen sind bei diesen Passagen unvermeidbar, in deren Folge die vertikale Komponente der Geschwindigkeit nach jedem Stoß geringer wird. Wie ein Ball, dessen Rückprallhöhe nach jedem Bodenkontakt abnimmt, bis er nach kurzer Zeit zur Ruhe kommt, wird das gestörte Ringteilchen schon nach wenigen Orbitperioden zurück in die Ringebene finden. Im Mittel verursachen die dissipativen Stöße die extrem geringe Dicke und hohe Dichte der Ringe, wie in Abbildung 3 mit der künstlerischen Reflexion von William Hartmann (ein ebenso guter Maler wie auch Planetologe) illustriert. Himmelsmechanisch entspricht das extrem geringen Abweichungen von Keplerkreisbahnen in der Äquatorialebene Saturns, die ihren Ausdruck in extrem kleinen orbitalen Exzentrizitäten *e* und Inklinationen *i* ihrer (mittleren) elliptischen Bahnen finden: $e, i < 10^{-6}$.

Bei der physikalischen Beschreibung dieser Prozesse sind Analogien zur Thermodynamik molekularer Gase augenscheinlich und illustrativ. So kann man die Bewegung der Ringteilchen mit der von Molekülen eines Gases vergleichen. Abweichungen der Bewegung der Ringteilchen von Keplerkreisbahnen in der Äquatorebene kann man eine „granulare Temperatur“ zuordnen – wie bei Gasen, bei denen die Temperatur die mittlere kinetische Energie der erratisch-thermischen Bewegung der Moleküle ist. Hier wollen wir – wie bei molekularen Gasen auch – die granulare Temperatur T mit der Geschwindigkeitsdispersion $c^2 = \langle \Delta \vec{v}^2 \rangle \propto T$ des granularen Gases ($\Delta \vec{v} = \vec{v} - \vec{u}$ als Abweichung der Geschwindigkeit vom Mittel) in lineare Beziehung setzten (in der Gaskinetik u. -dynamik ist der Proportionalitätsfaktor die Boltzmannkonstante *k*).

In diesem Bild bestimmt die „granulare Temperatur“ des Ringes seine Dicke. Beide können nicht beliebig klein werden, denn je „kälter“ der Ring ist, desto höher wird dessen Dichte. Das würde wiederum zu einem häufigeren „Anrempeln“ der Teilchen, zum Ansteigen der „granularen Temperatur“ und somit der Ringdicke führen. Allerdings ist anzumerken, dass die „granulare Temperatur“ nur eine zu molekularen (konservativ in Bezug auf die Bewegungsenergie) Gasen analoge Bezeichnung ist. Sie kann nicht die Rolle der thermodynamischen Temperatur spielen, welche aus der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung der Maximierung der Entropie folgt. Ursache dafür ist: Planetare Ringe sind Nichtgleichgewichtssysteme, die allenfalls lokal stationäre Strukturen bilden können. Wir werden darauf noch kommen.

Zurück zur Ringdicke, dem augenscheinlichsten Merkmal der dichten Ringe von Saturn, Uranus und Neptun! Sie ist ein Resultat der Balance zwischen „Kühlung“ der erratisch-thermischen Bewegungsenergie in dissipativen Stößen und der „Heizung“ durch viskose Keplerscherung, letztere wird durch das ständige Anrempeln bewirkt, welches von der Keplerscherung – getrieben von Saturns Gravitation – aufrecht gehalten wird.

Diese Balance führt zu einem „Quasi“-Gleichgewicht, welches sich in annähernd stationären Verhältnissen offenbart. Wären wir jedoch in der Lage, die Ringe des Saturn (sowie der anderen Riesenplaneten) über Äonen hinweg zu beobachten, würden wir beobachten, dass diese auf Zeitskalen von Hunderten Millionen Jahren bis zu besagten Äonen als Folge stetiger Energiedissipation in Teilchenkollisionen auf den Planeten stürzen müssen.



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Dieser Kollaps ist Ausdruck der irreversibel dissipierten Bewegungsenergie in den unzählbaren Ringteilchenkollisionen, die letztlich abgestrahlt wird (d.h. der Anteil der in Wärme geht) oder sich in ständiger Verformung oder einem Wechselspiel zwischen Aggregation und Fragmentation – hervorgerufen von Oberflächenkräften (Adhäsion) – äußern.

Nach dieser kurzen Einführung in die globale Struktur der Ringe des Saturn (räumliche Dimensionen/laterale Ausdehnung/Dicke, Nomenklaturen) möchte ich im nächsten Abschnitt einige der spektakulärsten Strukturen in den dichten Ringen vorstellen.

2. Strukturen in den dichten Ringen Saturns

Wir wollen im Folgenden an die oben erläuterte, augenfälligste Struktur – die vertikale Struktur („Dicke“) der dichten Ringe Saturns – anknüpfen und die Frage beantworten, welche Merkmale die Ringe in ihrer lateralen Ausdehnung zeigen?

2.1 Globale Struktur

Da ist zunächst die globale Klassifizierung, welche die Hauptringe grob nach ihrem optischen Erscheinungsbild einteilt, im Wesentlichen charakterisiert durch ihre Dichte *n* bzw. optische Tiefe

$$\tau \propto \int_0^{\infty} ds \int_{-\infty}^{\infty} dl Q_\lambda \, \sigma_c \, n(l,s) \tag{1}$$

(entlang der Beobachtungsstrecke *l* projizierte Teilchenzahldichte *n*) und gewichtet mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_c \propto s^2$ der Ringteilchen der Größe *s* (z.B. Radius eines kugelförmigen Teilchens *s*). $Q_\lambda \in (1,\, 2)$ bezeichnet einen spezifischen Extinktionsparameter, der dem Ringteilchenmaterial und -modell (hier Eiskugeln) Rechnung trägt. Damit gestattet die Größe τ eine direkte Verknüpfung zwischen den Messdaten der Cassini-Raumsonde (z.B. den Bilddaten: ISS Experiment – hier für *imaging science subsystem* – und betrifft die CCD-Kameras) und den dynamischen Größen wie Dichten & Größenverteilung $n(\vec{r}, s)$ des Ensembles granularer Teilchen.

So teilt man mit wachsendem Abstand von Saturn die Ringe in D, C, B, A und F ein, wobei die Cassini-Teilung die dichten, in ihrer optischen Erscheinung ähnlichen Ringe A (optische Tiefe τ ≈ 0,5 ... 1) und B (τ ≥ 1 ... 2) radial trennt. Eine weitere Gruppe bildet der C-Ring und die Cassini-Teilung mit optischen Tiefen τ ≈ 0,1. An die Wolkenobergrenze schließt der optisch schwache D-Ring (τ < 0.1) an, der im Wesentlichen aus Staub besteht. Die wesentlichsten Merkmale dieser Ringe sind in Tab. 1 zusammengefasst:

Ring	Innenkante [km]	Außenkante [km]	T	Masse *m* [kg]	Staubanteil [%]
D	66.000	74.000	0,001		50 – 100
C	74.490	91.983	0.1		< 3
B	91.983	117.516	1 ... 5	(2...10) 10^{22}	< 3
Cassini T.	117.516	122.053	0,05 ... 0.1		< 3
A	122.053	136.774	~ 0,5	0,6 10^{22}	< 3
F	140.200	W ≈ 50 km	< 0,1 ... 0,5		≈ 95 ... 100
G	166,000	173,000	10^{-6}		≈ 98 ... 100
E	180.000	450.000	10^{-5}		100

Tabelle 1: Daten – radiale Positionen, Dichte/optische Tiefe, Masse – der dichten Ringe (s. Charnoz et al., 2009, Canup, 2010)

2.2 Der F-Ring – äußere Grenze der dichten Ringe

Unter den dichten Ringen Saturns nimmt der F-Ring eine dynamische Sonderstellung ein. Er ist am weitesten vom Planeten entfernt, so dass dessen Gezeitenkräfte dort nicht stark genug sind, die von der Eigengravitation der Ringteilchen-Agglomerate getriebene Bildung von Satelliten zu verhindern. Eigentlich sollte man in dieser Region keinen dichten Ring mehr erwarten können – wieso kann der F-Ring dort trotzdem existieren?

Die Gezeitenkräfte entstehen dadurch, dass bei einem ausgedehnten Teilchenaggregat die zum Planeten gewandte Seite eine größere gravitative Anziehung erfährt als dessen abgewandte. Die Differenz dieser Kräfte erzeugt zusammen mit der am Schwerpunkt des Körpers angreifenden Zentrifugalkraft eine Gezeitenkraft im Aggregat (siehe Skizze 4), die den Körper gegen die Eigengravitation und die internen Kontaktkräfte (Adhäsion) zu zerreißen sucht. Die Gezeiten nehmen mit dem Abstand vom Planeten sR^{-3} ab und wachsen linear mit der Größe *s* des Aggregats, sodass sich umso größere Körper in den Ringen durch Anlagerung (Akkretion) bilden können, je weiter diese vom Zentralkörper entfernt sind (Guimarães et al., 2013). Kriterium für die Stabilität eines Aggregats, welches aus vielen kleineren Eiskonstituenten besteht, ist dessen gravitative und adhäsive Bindungsenergie E_B, gegen die die Gezeitenkraft Arbeit verrichten muss, damit sich ein Bruch (viele Brüche) bilden

kann (können; Spahn et al., 2014). Diese Bindungsenergie $E_B(s)$ ist eine monoton wachsende Funktion der Aggregatgröße *s*, wobei der gravitative Anteil umso dominanter wird, je größer das Aggregat ist (Guimarães et al. 2013). Diese Tatsache ist der stark nichtlinearen Abhängigkeit der Energie $E_B(s) \propto s^5$ von der Größe *s* des Aggregats (für homogene Kugel) geschuldet.

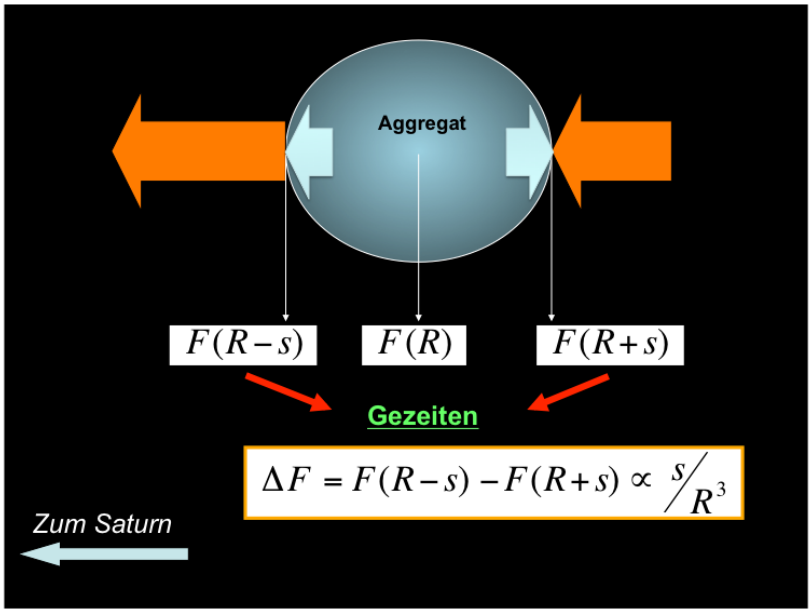
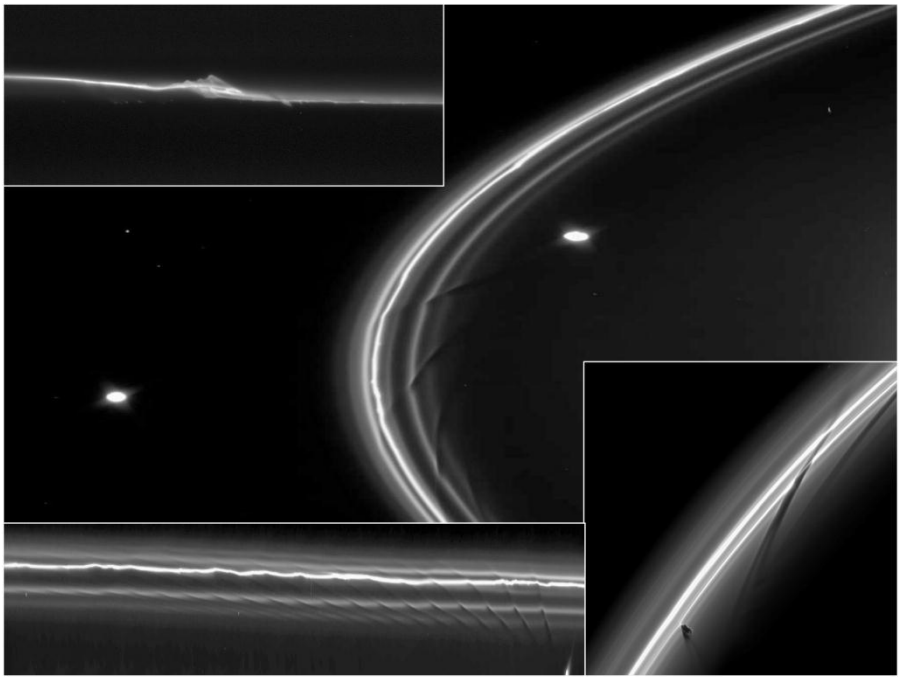


Abbildung 4: Illustration der Ursache der Gezeitenkraft. Die orange-farbigen Pfeile markieren die Kraftvektoren der auf das Aggregat wirkenden Gravitation – links auf der dem Saturn zugewandten Seite, rechts auf der abgewandten. Hier muss aber noch bemerkt werden, dass zu diesen Kraftvektoren noch die Zentrifugalkraft $r\Omega^2 = F(R)$ *hinzugerechnet werden muss, die vom Saturn weg gerichtet, der Gravitation am Aggregatschwerpunkt F(R) betragsmäßig – und vor allem überall im Aggregat gleich ist. Daraus resultiert die Gezeitenkraft ΔF, die den Körper zu zerreißen sucht, was hier mit den hellblauen Pfeilen (Länge ΔF/2) innerhalb des Aggregats angedeutet ist.*

Der äußere, schmale, dichte F-Ring markiert nun die Grenze, welche das „Reich der Ringe“ in Saturnnähe (Zustand eines granularen Gases) von dem der Eismonde in den Außenregionen des Saturn-Systems trennt – d.h. jenseits der Ringe G & E ($R \to \infty$) bilden sich “granulare“ Festkörper. Dort sind die Gezeiten praktisch bedeutungslos, sodass die Eigengravitation, unterstützt von Oberflächenkräften (Adhäsion), die vorhandene Materie zügig zu Satelliten formen sollte. Der F-Ring selbst würde nach wenigen Orbitperioden (Tagen) zum Mond kollabieren, wären da nicht die „Hirtenmonde“ Prometheus und Pandora (siehe Abb. 5), die den Ring periodisch stark stören und so die Akkretion verhindern.



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Abbildung 5: Das Bildmosaik illustriert die Wirkung der Hirtenmonde Pandora und Prometheus. Im Detail zeigen die unteren Bildeinschübe die gravitative Aktion von Prometheus, der wegen seiner exzentrischen Bahn direkt in den mehrere hundert km breiten F-Ring eintaucht (rechts unten). Diese periodisch wiederkehrende Störung führt z.B. zu Bugwellen-Mustern (links unten, Bildhintergrund). Ein weiterer Aspekt der permanenten Ringanregung ist die Generierung erratischer Komponenten der Relativgeschwindigkeiten von größeren Aggregaten (mehrere Hundert Meter, Esposito et al. 2010), was heftige Zusammenstöße und Fragmentation (links oben) derselben zur Folge hat.

Die Schnappschüsse der Cassini-Kameras vom F-Ring Saturns legen Zeugnis von kinetischen Prozessen in den Ringen ab, die auch in den dichten Ringen A, B und C stattfinden, dort aber kaum oder gar nicht beobachtet werden können. So finden Akkretion und Fragmentation bei Zusammenstößen von Ringteilchen überall in dichten Ringen ständig statt (Stoßfrequenz: $\omega_c \approx 3\pi\tau T^{-1}$, d.h. zwischen 10 ... 20 Stöße pro Orbitperiode *T* im Ring mit optischer Tiefe $\tau \approx 1$).

Die Balance dieser gegenläufigen kinetischen Prozesse führt zu einer stationären Größenverteilung der Ringteilchen, wie wir in jüngeren Studien zeigen konnten (Brilliantov et al. 2009, 2013). Die dabei dissipierte Energie wird durch gravitative Störungen durch die „Hirtenmonde“ laufend ersetzt – das Teilchenensemble wird durch die Satelliten praktisch ständig „aufgeheizt“ – was auf langen Zeitskalen (unseren Beobachtungen nicht zugänglich) auf Kosten deren Bahnenergie von Pandora und Prometheus geht. Diesen beiden „Ringhirten“ verdankt dieser schmale F-Ring seine Existenz und seine veränderliche, interessante Erscheinung.

2.3 Feinstrukturen in Saturns dichten Ringen

Bis jetzt haben wir das „globale“ Erscheinungsbild der Ringe skizziert und die äußere radiale Grenze der dichten Ringe beschrieben, die vom F Ring markiert wird. Dabei haben wir festgestellt, dass dieser äußere Ring in Folge permanenter gravitativer Störungen durch die „Hirtenmonde“, aber auch durch die im Ring befindlichen größeren (temporären) Aggregate ständigen Veränderungen unterliegt. Trotz ständig wiederkehrender Strukturen – wie z.B. den Bugwellen, verursacht von Prometheus, Pandora sowie größerer F-Ring-Aggregate – zeigt er dem Beobachter eine beliebig variable „Mimik“, die von einem stetigen Reigen der Akkretions- und Fragmentationsprozesse geprägt ist. In

dieser Variabilität, deren charakteristischen Zeitskalen bei einigen Stunden bis wenigen Tagen und Wochen liegt, unterscheidet sich der F Ring deutlich von den anderen dichten Ringen.

Obgleich näher am Saturn gelegen, wechseln im C-, B-, A-Ring und der Cassini-Teilung auch laufend Aggregation und Fragmentation einander ab – aber dort verleiht die wesentlich höhere optische Tiefe τ diesen Ringen ein quasi stationäres Aussehen. Das liegt an der enorm hohen Packungsdichte von $10^3 \times \tau \quad [\tau \in (0.5, \approx 4)]$ Kilogramm Ringmaterial (im Wesentlichen Wassereis) pro Quadratmeter auf ≈ 5 m Ringdicke. Je nach Dichte im Ring stoßen die eisigen Ringagglomerate 10 ... 100 pro Orbitperiode *T* (ca. 10 h) miteinander, wobei ein großer Teil (≈ 80%) der erratischen („thermischen") kinetischen Bewegungsenergie dissipiert wird. Ähnlich wie bei der Einstellung der vertikalen Stratifikation (s.o.) können diese Zufallsbewegungen – Abweichungen von Kepler-Kreisbahnen – pro Orbit nur einige wenige Meter betragen und die dichten Ringe verhalten sich ähnlich wie zähe Flüssigkeiten. Und in der Tat werden dichte planetare Ringe mit Mitteln der Kinetik bzw. Hydrodynamik zäher Flüssigkeiten oder besser granularer Materie über die Bilanzen der Masse, des Impulses und der Energie des Ringe beschrieben.

Im äußeren F Ring ($\tau < 0.1$) hingegen können solche Zufallsbewegungen, getrieben von den „Ringhirten" *Prometheus* und *Pandora*, bis zu Kilometern Abweichungen von den Kreisbahnen pro Orbit betragen – gleichbedeutend mit „thermischen" Geschwindigkeiten im F Ring bis zu Metern pro Sekunde. In den A, B, C Hauptringen hingegen erreichen diese nur Millimeter bis maximal Zentimeter pro Sekunde.

Das bedeutet allerdings nicht, dass die dichten inneren Ringe homogen, eingefroren und „gesichtslos" sind, im Gegenteil: Vor diesem Hintergrund nahezu perfekter Kreisbahnen, einer hohen, nahezu homogenen Packungsdichte und dutzender dissipativer Kollisionen zwischen den eisigen Ring-Aggregaten können sich sowohl spontan (Instabilitäten) als auch durch gravitative innere und äußere Störungen charakteristische Strukturen (Wellen & Propeller) herausbilden, auf die wir im Folgenden näher eingehen werden.

2.3.1 Gravitative und kollisionsgetriebene Instabilitäten

In diesem Abschnitt wollen wir zwei Beispiele von Strukturen vorstellen, die aus Instabilitäten einer homogen granularen Kepler-Scheibe resultieren. Das bedeutet, die einfachste Lösung der kinetisch-hydrodynamischen Balancen zur Beschreibung planetarer Ringe ist aus verschiedenen Gründen nicht stabil – sprich, es bilden sich aus einer granularen Scheibe mit lateral homogener Dichte und eisigen Aggregaten auf perfekten Kepler-Kreisbahnen spontan Cluster oder auch alternativ Wellen. Die Dichte wird moduliert, die Kreisbahnen deformieren sich geringfügig – neue Strukturen bilden sich. Mathematisch bedeutet das, es werden sich andere, nicht-homogene, kompliziertere (z.B. oszillierende) Lösungen der oben genannten Masse-, Impuls- und Energiebilanzen einstellen, von denen stabile und stationäre Realisierungen dann der Beobachtung zugänglich sind.

Im Folgenden werden wir zwei Beispiele vorstellen, an deren Entwicklung wir bzw. unsere Kooperationspartner in Finnland (Gruppe um Prof. H. Salo, Univ. Oulu) unmittelbaren Anteil haben.

Spontane Wellenbildung durch Eigengravitation

Eine der wichtigsten Instabilitäten rührt von der allgegenwärtigen Gravitation kosmischer Objekte her, verursacht von ihrer eigenen Masse.

Zur Illustration dessen möchte ich ein einfaches Beispiel bemühen: Man stelle sich eine riesige (einige Lichtjahre im Durchmesser) interstellare Gas-Staubwolke der Dichte ρ weit entfernt von anderen gravitativen Zentren (Sterne, „weiße Zwerge", Neutronensterne, schwarze Löcher, kompakte Objekte) vor. Das Gas im Gleichgewicht mit dem Staub (wie bei der Brownschen Bewegung) habe eine bestimmte Temperatur T – und hier ist in der Tat die *thermodynamische Temperatur* (im Unterschied zur „granularen") gemeint, für die man bei einatomigen Gasen schreiben kann $mc^2 = 3kT$. Damit herrscht in der Wolke auch ein Druck, den wir hier der Einfachheit halber als ideal annehmen wollen $p = \rho\, k\, T/m = \rho c^2$ (mit c^2 der o.g. Geschwindigkeitsdispersion bzw. thermischen Geschwindigkeit). Unter diesen Annahmen wirkt in der Gas-Staub-Wolke der Gasdruck *p* gegen die Eigengravi-

tation $F_G \propto -\nabla\phi(\rho)$ (mit dem Gradienten ∇ = räumliche Änderung des Gravitationspotenzials ϕ). Halten sich beide die Waage, liegt ein Gleichgewicht vor, was keine zeitliche Änderung des Zustands zulässt – es herrschen stationäre Verhältnisse. Der mathematische Ausdruck dieses Gleichgewichts ist

$$-\rho\nabla\phi(\rho) \cong \nabla(\rho c^2) \tag{2}$$

wobei die linke Seite der Gleichung die lokale Gravitationskraft in der Wolke beschreibt, die der entgegengesetzt gerichteten Druckkraft – durch den Druckgradienten auf rechter Seite bezeichnet – im Gleichgewicht die Waage hält.

Ist dieser Gleichgewichtszustand aber stabil? Die Antwort ist im Allgemeinen *nein* – das hängt ganz von den Verhältnissen in der Staub-Gaswolke ab! Nimmt man z.B. räumliche Homogenität, eine gegebene Masse *M* und eine geringe Temperatur $T \propto c^2$ (niedriger Druck *p*) in der Wolke an, so wird der Druckgradient $\nabla(\rho c^2) \to 0$ praktisch vernachlässigbar klein sein. Hingegen zeigt sich, die nur von der Masse *M* bzw. Dichte *ρ* abhängende Gravitation ist von derlei thermodynamischen Bedingungen unbeeindruckt – sie wirkt ständig. D.h. das Gleichheitszeichen in der obigen Formel gilt dann nicht mehr – das Gleichgewicht ist verletzt.

Im Resultat wird die Wolke – getrieben von der Gravitation – kollabieren, wobei sich aber gleichzeitig ihr innerer Druck erhöht und ihre Abmessungen *λ* verringern, was zu einer Verstärkung des Einflusses des Druckgradienten (rechte Seite in Formel (2)) führt. Das wird solange passieren, bis das Gleichgewicht zwischen Druck und Gravitation hergestellt ist (Gleichheitszeichen) – das ist das Geheimnis aller kosmisch-„quasi"stabilen Strukturen, ob es sich um Sterne, Planeten oder auch Monde handelt – letztere unterscheiden sich nur in der Zustandsgleichung *p(ρ)*. Für die Gas-Staubwolke gewinnt man die Jeans-Skala für das Quasi-Gleichgewicht

$$\lambda \propto \frac{|c|}{\sqrt{G\rho}} \tag{3}$$

die besagt, dass Dichtestörungen der Ausdehnung $l < \lambda$ ($l > \lambda$) gravitativ stabil (instabil) sind (*G* – Gravitationskonstante). Die Länge *λ* ist umso kleiner, je größer die Dichte (Masse) der Inhomogenität wird – andererseits wächst sie mit der Temperatur $|c| \propto \sqrt{T}$, d.h. erhöhter Druck stabilisiert die Wolke.

Das Jeans Kriterium folgt aus der Stabilitätsanalyse der hydrodynamischen Masse- & Impulsbilanz der Wolke unter Berücksichtigung der Gravitation einer isothermen kosmischen Wolke (Poisson-Gleichung) – der de facto einfachsten Beschreibung eines solchen Objekts.

Das Gleichgewicht von Sternen und Planeten ist im Allgemeinen erheblich komplizierter, da dort nicht mehr die Zustandsgleichungen der Gase gelten. Aber von diesen Details werde ich hier absehen, da unser Interesse rotierenden kosmischen Scheiben und planetaren Ringen gilt, die de facto ein rotierendes *granulares Gas* darstellen.

Auf rotierende Scheiben inklusive eines Zentralgestirns (Protostern) läuft aber ein gravitativer Kollaps einer interstellaren Gas-Staub Wolke im Allgemeinen hinaus. Die Rotation des Systems Protostern mit Scheibe ist eine Folge der Drehimpulserhaltung – die ursprünglich riesige Wolke wird kaum merklich mit einer Winkelgeschwindigkeit Ω_0 rotiert sein, ihr Drehimpuls innerhalb der Galaxis ist sicher nicht Null. Aber der Kollaps bewirkt, dass aus einer viele Lichtjahre (Längenskala *D*) messenden Wolke eine um Größenordnungen geschrumpfte prä-planetare Scheibe (Radius *R*) geworden ist – vom noch viel kleinerem Protostern mal ganz abgesehen. Die Drehimpulserhaltung während des Kollapses gebietet dann, dass für die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe nun gelten muss $\Omega \propto \Omega_0 \left(D/R\right)^2$.

Daher kommen bei der Stabilitätsanalyse von Strukturen in rotierenden kosmischen Scheiben noch Trägheitskräfte hinzu – die Zentrifugal- und Korioliskraft, die von der Rotationsfrequenz *Ω* der

Scheibe abhängen. Mit anderen Worten, nicht nur der Druck versucht einer weiteren gravitativen Strukturierung der Scheibe entgegen zu stehen, sondern die differenzielle Rotation – die Scherung $\Omega(R) = \partial u / \partial R \propto R^{-3/2}$ – übt eine zerreißende Gezeitenwirkung aus. Die hier angegebene radiale Abhängigkeit in der Scherung gilt nur für Kepler-Scheiben, bei denen das Zentralgestirn, angenommen als Punktmasse, die Gravitation des Gesamtsystems Zentralkörper-Scheibe dominiert. Da das für planetare Ringe sehr gut erfüllt ist, werden wir im Folgenden immer eine Kepler-Scherung mit den Kreisbahngeschwindigkeiten $u(R) \propto R^{-1/2} \Rightarrow \Omega(R) \propto R^{-3/2}$ voraussetzen.

Diese Bedingungen berücksichtigend, entwickelte Toomre (1964) ein Stabilitätskriterium für rotierende Scheiben, welches in dem nach ihm benannten Parameter mündet

$$Q \approx \frac{|c|\Omega}{\pi G \sigma(\tau)} > O(1) \quad . \tag{4}$$

Hierbei ist *σ(τ)* die Massenflächendichte (vertikal gemittelte Dichte *ρ*), die nur von der Beobachtungsgröße optische Tiefe *τ* abhängt. Hier handelt es sich um eine mathematische Vereinfachung, deren Anwendung die extrem geringe vertikale Ausdehnung aller kosmischer Scheiben, insbesondere der planetaren Ringe, rechtfertigt.

Auch hier folgt das Kriterium aus der Stabilitätsanalyse der hydrodynamischen Masse- & Impulsbilanz inklusive Druck und Gravitation – aber erweitert um die Scheibenbewegung (Scherung, Trägheitskräfte für Keplerscheiben) und vertikal (über die Scheibendicke) gemittelt.

Im Falle instabiler Verhältnisse kann eine typische Länge (Wellenzahl) formuliert werden (Julian & Toomre, 1966)

$$\lambda_{wake} \approx \frac{4\pi^2 G\sigma}{\Omega^2} \tag{5}$$

die bei einer gravitativen Instabilität (*Q < 2 ... 3;*) in einer Scheibe bevorzugt auftritt (Salo et al. 2001). Diese Länge markiert die am stärksten (und die größte) instabile Wellenmode, die von der Eigengravitation der rotierenden Scheibe zum Wachsen angeregt wird. Kurzwelligere Moden werden durch die Geschwindigkeitsdispersion $c^2 \propto T \propto p$ (den Druck) eliminiert – langwelligere Verdichtungen hingegen zerreißt die von der Kepler-Scherung *Ω(R)* bestimmte Gezeitenkraft (siehe Abb. 4). Die Skala (5) trennt hier *nicht Stabilität* von *Instabilität* wie λ bei der Jeans-Instabilität (Gl. (3)), sondern markiert die bevorzugte Ausdehnung sich bildender „Dichte-Bugwellen" in der Scheibe.

Man kann die Gleichungen (4) und (5) wie folgt zusammenfassen: bei gegebenem Abstand vom Gravitationszentrum (Planet, Stern) ist eine kosmische Scheibe instabil, wenn seine Masse pro projizierter Fläche in der Ringebene – das entspricht der Massenflächendichte σ ~ τ bzw. der optischen Tiefe – ein bestimmtes Maß überschreitet, so dass der Toomre-Parameter *Q < O(1)* eine kritische Schwelle, von der noch genauer die Rede sein wird, unterschreitet. Je näher die Scheibenregion am Gravitationszentrum liegt, desto stabiler sind dort die Verhältnisse, weil dort die stabilisierende Gezeitenkraft (Scherung) stärker ist. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass dort mehr Masse bzw. eine höhere Dichte σ nötig ist, damit der Ring gravitativ instabil wird. Diese Instabilitäten spielen auch eine entscheidende Rolle für die theoretische Beschreibung des Frühstadiums der Entstehung von Planeten aus einer zirkumstellaren Gas-Staub-Scheibe!

Beginn der 90iger Jahre untersuchte Heikki Salo (Univ. Oulu) die Frage, ob die Ringe des Saturn gravitativ stabil (Salo, 1992) sind. Bis zu Beginn der 90iger Jahre des letzten Jahrhunderts wurde diese Frage von verschiedenen Autoren verneint, da der Toomre Parameter selbst für die dichten A & B Ringe Saturns nach Auswertungen der *Voyager*-Daten ungefähr bei *Q ≥ 1* liegt.

H. Salo zeigte mit seinen detaillierten Simulationen jedoch, dass sich schon bei Werten *Q ≈ 2...3* intermittente Dichtestrukturen – sogenannte Gravitationsbugwellen – in den numerischen Experi-

menten (s. Abb. 6) dichter planetarer Ringe entwickeln. Damit muss eher von einem kritischen Bereich $Q \approx O(1)$ in der Größenordnung von Eins ausgegangen werden – statt eines scharfen Wertes –, der Stabilität $Q >> O(1)$ von Instabilität $Q < O(1)$ trennt.

In den numerischen Experimenten zeigten die Bugwellen eine 20° - 25° geneigte Ausrichtung gegen die Keplerkreisbahnen und geben so dem A Ring ein nematisches Muster, welches die sonst vorherrschende Axialsymmetrie weiter Ringregionen brechen sollte. Salo (1992) sagte die Bugwellen vor allem für den A Ring Saturns (sie sind allerdings auch für den B Ring gefunden worden) voraus und gab, abhängig von der Massenflächendichte σ, deren Wellenlänge mit $\lambda_{wake} \approx (50-100)$ m an. Das Erscheinungsbild dieser Strukturen ist von einem ständigen Wechsel der Bildung und Auflösung der Bugwellen in Zeitskalen der Orbitperiode (ca. 12 Stunden) geprägt, so dass man in der Tat von einer marginalen Instabilität sprechen kann. Die Gravitation versucht die Ringmaterie zu Kleinsatelliten zu konzentrieren, jedoch ist die Massendichte – und damit die Ringgravitation – zu gering, um es mit den Gezeiten aufzunehmen. Die Folge ist, dass wir Zeuge eines ständigen Kampfes zwischen Akkretion und Fragmentation werden, dessen Ausgang kurz- (Jahrhunderte) wie mittelfristig (Jahrtausende bis Jahrmillionen) ungewiss ist – gewissermaßen Ausdruck des intermittenten Zustands des A Rings. Langfristig (Äonen) wird die stetige Dissipation durch Teilchenkollisionen in den dichten Ringen deren Schicksal besiegeln – sie werden auf dem Planeten enden, da ihre Bahnhalbachsen sehr, sehr langsam, aber stetig abnehmen.

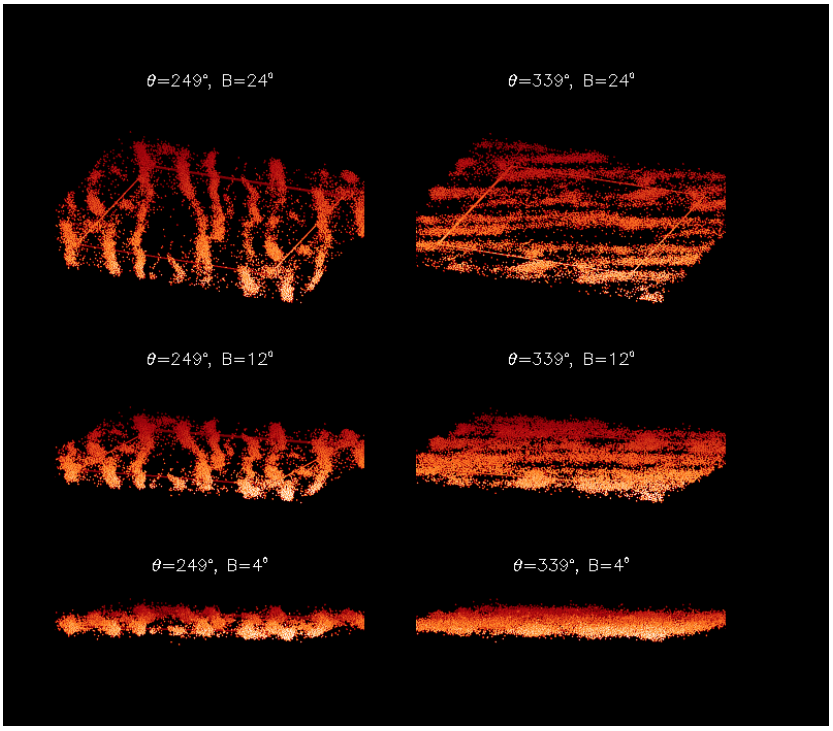


Abbildung 6: Ergebnisse numerischer Teilchensimulationen (20.000 Teilchen, s = 1 m, Dichte ρ = 900 kg/ m^3), durchgeführt von Heikki Salo (Universität Oulu, Finnland, für Bedingungen im A Ring Saturns: R ≈ 120.000 km vom Saturn-Zentrum, optische Tiefe τ ≈ 0.5, das entspricht einer Massenflächendichte von σ ≈ 500 kg/ m^2. Die drei Bilder in der linken (ϑ = 249°) bzw. rechten Reihe (ϑ = 339°) repräsentieren jeweils eine azimutale Position ϑ im Ring. Die drei Bildzeilen übereinander entsprechen jeweils unterschiedliche Beobachtungswinkel B, die ein Beobachter von der Erde aus in 3 verschiedenen Saturn-Phasen sehen würde. Es scheint, dass rechts die Ringe dichter seien, aber das täuscht. Die Dichten sind gleich, nur ist nach diesem Modell bei dem Azimut rechts eine größere Helligkeit des vom Ring zurück reflektierten Sonnenlichts zu erwarten!

In Abb. 6 kann man erkennen, welche Konsequenzen die Neigung der Bugwellen gegen die Kreisbahntangenten für einen Beobachter von der Erde aus hätte. Ringregionen mit verschiedenen azimutalen Längen θ würden das Sonnenlicht unterschiedlich stark reflektieren, womit die Helligkeit im A Ring Saturns mit der Länge θ variieren sollte.

Genau das wurde mit dem Hubble-Space Teleskop (HST) beobachtet, wie in Abbildung 7 dargestellt ist. Obgleich dieses einzigartige Teleskop die Bugwellen – wie auch andere Feinstrukturen im Ring – nicht aufzulösen vermag, ist die Helligkeitsvariation mit dem Winkel ϑ (horizontale (x-) Achse) im oberen Teil des Bildes klar erkennbar.

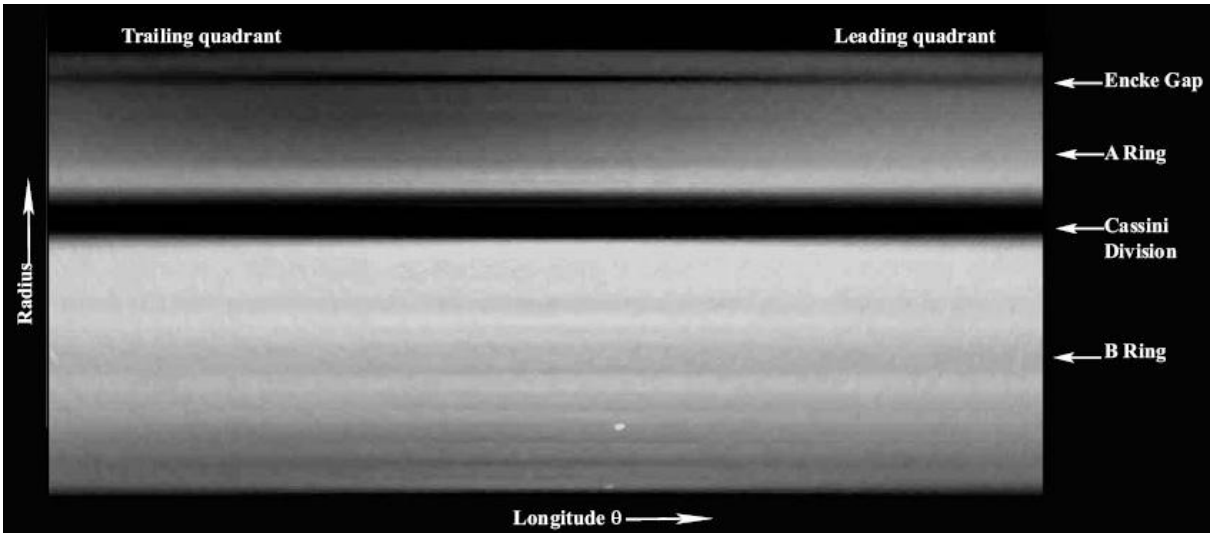


Abbildung 7: Die A und B Ringe von Saturn in einer Aufnahme des Hubble Space-Telescops (HST). Der B Ring nimmt den unteren Bildteil ein und in der Bildmitte schließt sich die dunkel erscheinende Cassini-Teilung an. Der obere Bildteil zeigt den A Ring, an dessen oberen Rand die dunkle Encke-Teilung als horizontaler schwarzer Streifen zu sehen ist. Deutlich erkennt man, dass die linke obere Hälfte des A Ringes wesentlich dunkler erscheint als dessen rechte Seite. Dieser Effekt wird von den Gravitationsbugwellen hervorgerufen, die in Abb. 6 illustriert sind.

Welche Wirkung die Selbstgravitation in kosmischen Scheiben hat, wenn die Bedingungen für die Toomre-Instabilität erfüllt sind, zeigen Spiralgalaxien – die gigantischen „Verwandten“ der planetaren Ringe. Die namensgebenden Spiralen sind das Resultat.

In planetaren Ringen existieren auch Spiraldichtewellen, deren Propagation auch über die Ringgravitation vermittelt wird, die aber noch von gravitativen, periodischen Störungen (Resonanzen) durch äußere Monde initiiert werden müssen – ich werde diese Strukturen später kurz vorstellen.

Viskose Instabilität

Neben den von der Gravitation generierten Strukturen spielen vor allem dissipative Kollisionen zwischen den zentimeter- bis metergroßen eisigen Ringaggregaten eine ganz entscheidende Rolle. Die Dominanz der Gravitation des Planeten bewirkt, dass die Bahngeschwindigkeiten der Ringmaterie $u(R) \propto R^{-1/2}$ mit dem Abstand R fallen, d.h. die inneren Regionen bewegen sich schneller als benachbarte äußere. Dabei transportieren die häufigen Stöße der Ringteilchen effizient Drehimpuls in äußere Ringregionen, praktisch wirkt zwischen radial benachbarten Ringsegmenten eine inne Reibung, die man als eine granulare Viskosität auffassen kann. Letztere hängt im Allgemeinen nichtlinear

$$\nu \propto T \sigma^{\beta} \tag{6}$$

von der Massenflächendichte σ bzw. optischen Tiefe τ ab. Wir konnten zeigen (Spahn et al., 2000; Schmidt et al., 2001; Salo et al., 2001; Schmidt & Salo, 2003), dass die Stärke bzw. der Anstieg des Zusammenhangs zwischen Drehimpulstransport und Dichte das Einsetzen einer oszillatorischen Instabilität bewirkt. Hierbei handelt es sich um axialsymmetrische Wellen – Wellenzüge, die nicht gegen die Kreisbahnen der Ringteilchen geneigt sind wie o.g. Gravitations-Bugwellen. Ihre Wellenlänge

liegt in den dichtesten Regionen des A- und B Rings wie die der Bugwellen bei λ ≈ 100. Die Wellen können sowohl radial nach außen – vom Planeten weg – oder zum Planeten hin laufen oder auch radial fixiert (stehende Wellen) sein (Schmidt et al., 2001; Schmidt & Salo, 2003). Sie stellen eine Reaktion der granularen Scheibe dar, den Drehimpulstransport durch die Stöße zu begrenzen – was sich über die radiale Modifikation der Dichte σ(r) selbst organisiert, vorausgesetzt die Viskosität koppelt stark genug an die Dichte.

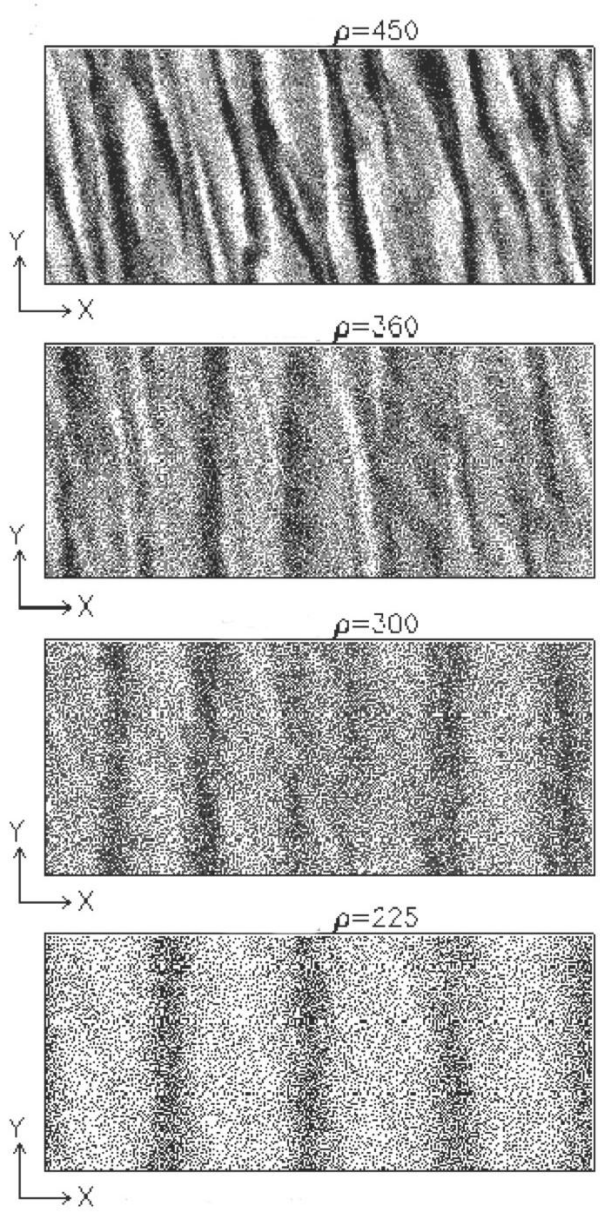


Abbildung 8: Resultate numerischer Experimente zur oszillatorischen viskosen Instabilität aus Arbeiten von H. Salo, J. Schmidt und dem Autor. Die vier verschiedenen Schnappschüsse entsprechen gleichen optischen Tiefen und identischen kinetischen Bedingungen (Kollisionsfrequenz), aber unterschiedlichen Massedichten der Teilchen und damit von oben nach unten abnehmenden Einfluss der Ringgravitation (siehe Text) . Die Dimensionen der Boxen betragen 583m (radial) mal 233 m (longitudinal), deren linke Ränder weisen zum Saturn (-x) und die Teilchen bewegen sich im Mittel in Richtung Y. Die viskosen Wellen sind die vertikalen Dichteerhöhungen.

Abbildung 8 illustriert die Bedingungen unter denen sich die oszillatorische Instabilität in Koexistenz mit den Gravitationsbugwellen entwickeln kann. Die 4 Panele entsprechen verschiedenen Massen-

dichten ρ der Teilchen und somit von oben nach unten abnehmender Massenflächendichte σ des Ringausschnittes. Nach Gln. (4) & (5) wird in dieser Reihenfolge der Einfluss der Ringgravitation schwächer, was im Gegenzug die in allen Bildern koexistente oszillatorische Instabilität zunehmend als periodische vertikale Verdichtungen hervortreten lässt. Im unteren Bild ist die von viskoser Reibung und Scherung getriebene Struktur am deutlichsten sichtbar. Die Wellenmuster bewegen sich entweder vom Saturn weg (+ X) oder zu ihm hin (– X).

Auch hier stand wieder die Frage, ob unsere Modelle die Verhältnisse in dichten Ringen hinreichend realistisch beschreiben und die vorhergesagten Dichtemerkmale mit den Cassini- Experimenten registriert werden können.

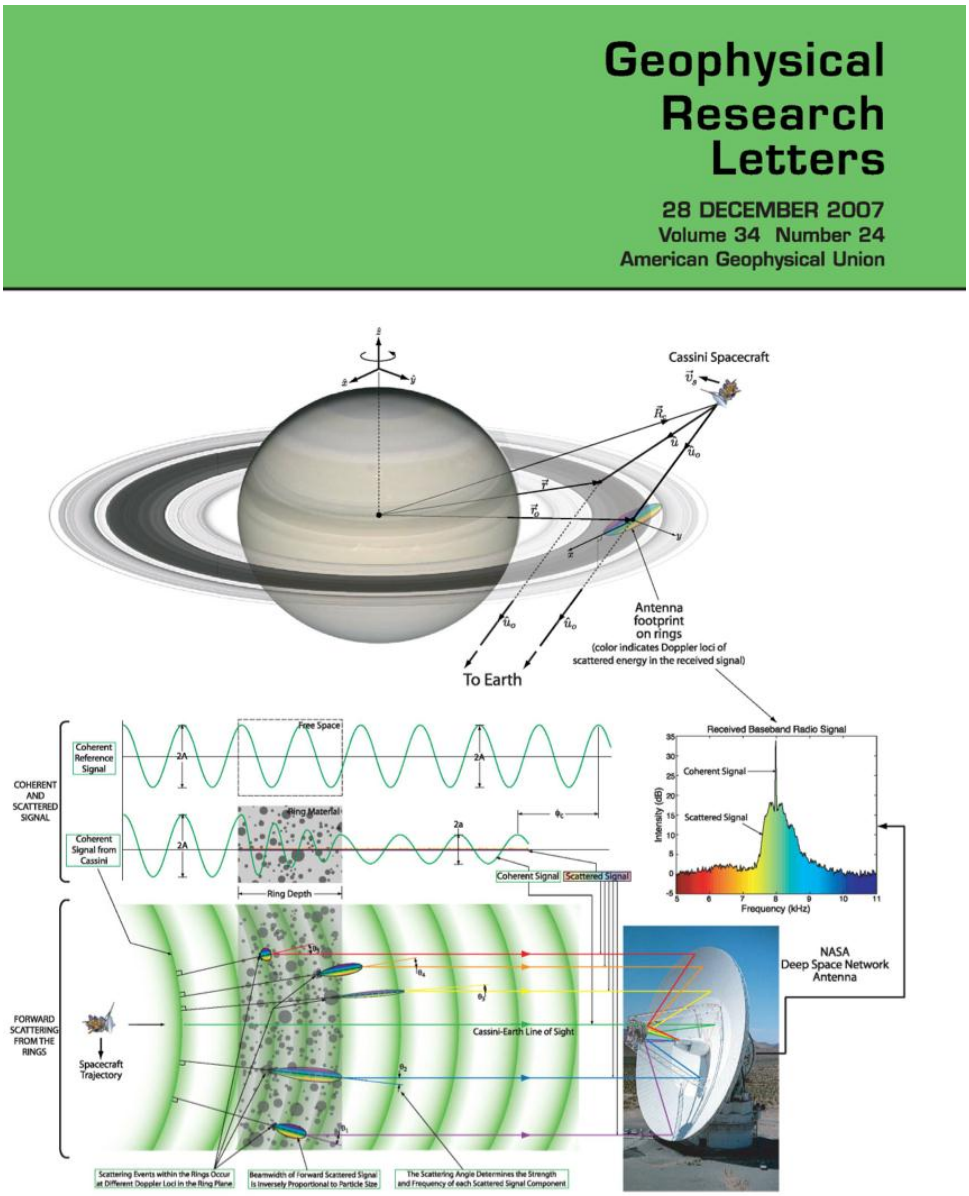


Abbildung 9: Deckblatt der Zeitschrift GRL zur Entdeckung der viskosen Oszillationen (Thomson et al., 2007) mit Hilfe des Cassini Radiowellen-Experiments (RSS; Hauptantenne).

Und in der Tat, die oszillatorischen viskosen Wellen wurden beim Empfang des Radiosignals der Cassini-Sonde auf der Erde gewissermaßen Huckepack mit entdeckt, denn die Kommunikationssignale wurden auch durch die Ringe geschickt, so dass die Bedeckung der Cassini-Signale durch die Ringmaterie noch zur Analyse ihrer Strukturierung genutzt werden konnte (Abb. 9). Die Auswertungen dieser Bedeckung durch die Ringe ergab – neben Informationen zur Größenverteilung *n(s)* der Ringteilchen über die (Mie) Streuung der elektromagnetischen Wellen – auch die axialsymmetrischen Dichtewel-

len, verursacht durch die viskose Instabilität (Thomson et al. 2007) in Regionen mit Dichten σ > 1000 kg/m^2 (Schmidt et al., 2001, 2009).

Aus weiteren Analysen der viskosen Oszillationen in den Cassini-Daten könnte man den Ringen weitere Geheimnisse entlocken: So wie die Selbstgravitationsbugwellen auf die beteiligte Masse in einer Ringregion hinweist, ermöglichen die viskosen Wellen eine Abschätzung der mechanischen Eigenschaften der Teilchen beim Stoß sowie der „granularen Viskosität" des Ringflusses – genügend Herausforderungen für die verbleibenden zweieinhalb Jahre der Cassini-Mission in Sachen Saturnringe.

2.3.2 Gravitative Störungen dichter Ringe durch Monde

Die auffälligsten Strukturen verursacht die Gravitationswirkung der 62 Satelliten Saturns sowie die zu Hunderten zählenden, in den dichten Ringen eingebetteten Kleinmonde (sogenannte *Moonlets*). Sie reichen von scharfen Ringgrenzen – z.B. der Außenkante des B Ringes durch den 400 km Durchmesser großen Eismond Mimas über zahlreiche *(i)* Dichte- u. Biegewellen an Resonanzen äußerer Monde –bis hin zu den *(ii)* Bugwellen, Lücken, Ringlets (= schmale Ringe) & Propellern, verursacht durch *Moonlets.*

Die Reaktion des Ringsystems auf solche externen oder internen gravitativen Störungen ist Gegenstand dieses Abschnitts.

(i) Resonanzen und Wellen in dichten Ringen Saturns

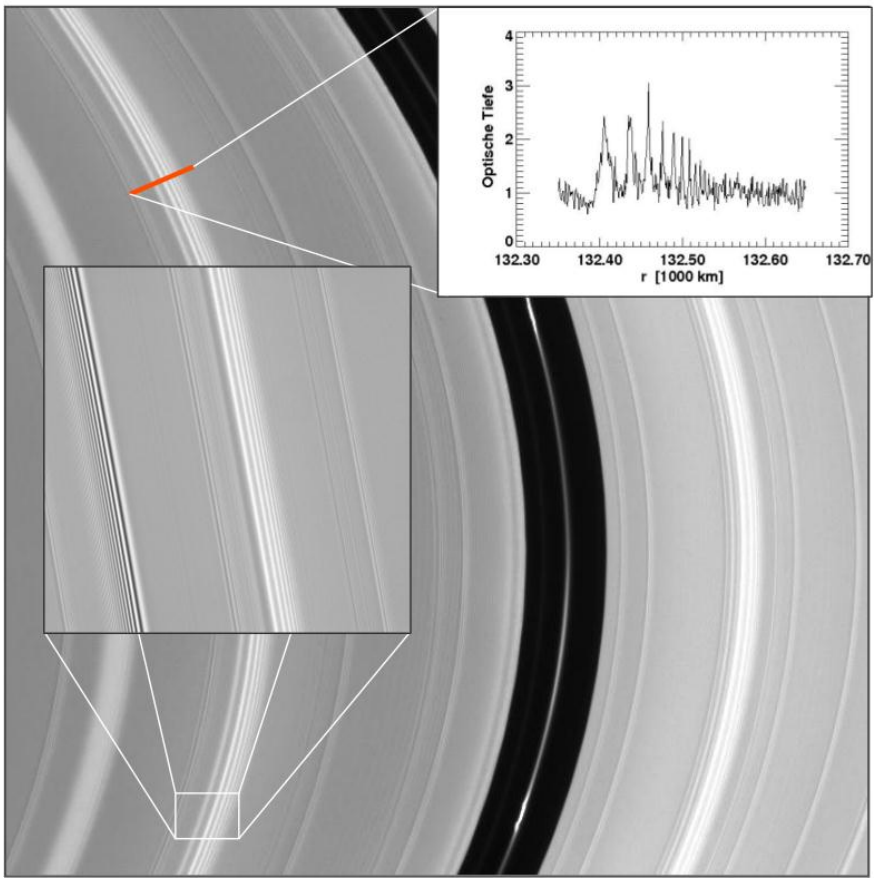
In den vorangegangen Abschnitten sind wir schon auf die Keplerrotation mit den Geschwindigkeiten $u(R) \propto R^{-1/2} \Rightarrow T(R) \propto R^{3/2}$ eingegangen, die bewirkt, dass das Quadrat des Verhältnisses der Umlaufzeiten gleich den Kuben des Abstandsverhältnisses (3. Keplersches Gesetz) entspricht:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{3/2} \quad . \tag{7}$$

Das gilt sowohl für die Ringaggregate als auch für alle Monde – d.h. für *alle* Körper im Orbit um Saturn. Monde stören alle Teilchen im Ring permanent, wobei diese Störungen nur einen Effekt zeigen, wenn das obige Verhältnis ganzzahlig *m/n* ist ($m,n \in N$). Man nennt diese Kommensurabilitäten im Ring *m:n* Resonanzstellen, weil dort die Ringteilchen immer an der gleichen Phase ihrer Bahn (nach nT_2 Mondbahnperioden) vom störenden Satelliten einen gravitativen Kick erfahren. Das führt zu einer effektiven Superposition vieler aufeinanderfolgender Bahnänderungen mit dem Ergebnis, dass die Geschwindigkeitsdispersion $c \sim \sqrt{T}$ solange erhöht, d.h. das Ringteilchenensemble solange „geheizt" wird, bis die simultan stärker werdende Dissipation diese Heizung begrenzt. Mit der Erhöhung der *granularen* Temperatur T gehen Transporte und in deren Folge Lückenbildung einher – z.B. wird die innere Kante der Cassini-Teilung des Saturn-Rings von der 2:1 Resonanz des Mondes Mimas verursacht.

Des Weiteren bewirkt das periodisch-resonante, lokalisierte Stören der Ringmaterie die Anregung von Dichte- bzw. Biegewellen in der Ringscheibe. Auch wenn die Selbstgravitation in den dichten Planetenringen nicht ausreicht, um Spiralwellen spontan zu generieren (Gl. (4), S. 14 unten), schaffen es die periodischen Anregungen durch vornehmlich äußere, größere Satelliten die Ringscheibe zum Schwingen zu bringen.

Diese Wellen entstehen aus dem Wechselspiel zwischen Trägheitskräften (Corioliskraft) und Ringgravitation – die verglichen mit akustischen Wellen in Fluiden und Gasen in den Ringen die Rolle eines „Druckes" spielt. Dieser Gravitationsspannungstensor (Lynden-Bell & Kalnajs 1972) hängt von der Massenflächendichte *σ* ab und bestimmt direkt die Wellenlänge [Gl.(8)] und deren Ortsabhängigkeit (Einschub in Abb. 10) – eine Möglichkeit, die Masse dieser Ringregion über das Profil der optischen Tiefe *τ(R)* zu messen (Goldreich & Tremaine, 1978; Shu, 1984; Abb. 10).



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

*Abbildung 10: **Dichte- & Biegewellen** in Saturns A Ring. Die dunkle, kreisbogenförmige Lücke ist die 320 km breite Encke-Teilung, die von dem Ringmond Pan gravitativ „freigefegt" wird. Ca. 1000 km radial weiter innen habe ich eine Region vergrößert hervorgehoben, die ein von einem äußeren Mond generiertes Wellenpaar beherbergt. Im linken Bereich liegt die kontrastreichere Biegewelle – illuminiert durch Schattenwürfe – die nach links in Richtung Saturn läuft. Rechts daneben: die etwas verschwommene Dichtewelle propagiert in die entgegen gesetzte Richtung. Oben rechts ist deren Sternbedeckungsprofil der Dichte [Ultra-Violet-Imaging-Spectrograph (UVIS)-Experiment] σ(R) bzw. optischen Tiefe τ (R) dargestellt.*
Die zahlreichen, heller wirkenden Bögen sind ausschließlich von Resonanzen erzeugte Wellen, die sich im A Ring häufen.

Was sind Dichte- & Biegewellen? Beide sind verschiedene Moden, die durch die Selbstgravitation (Ringmasse bzw. -dichte σ) in der extrem dünnen Scheibe hervorgerufen werden. Sie sind quasi das Pendant zu Longitudinal- bzw. Transversalwellen, wie man sie z.B. von Festkörperwellen kennt.

Die Dichtewellen – im Vorfeld der Voyager-Mission von Peter Goldreich und Scott Tremaine (Goldreich & Tremaine, 1978) theoretisch vorhergesagt und dann auch von dieser grandiosen Mission entdeckt (Esposito et al., 1983) – sind die longitudinale Version der von Selbstgravitation generierten Wellen in dichten planetaren Ringen. Es sind Dichtevariationen, die sich in engen Spiralen um den gesamten Ringumfang ziehen (Abb.10). Aus einem radialen Schnitt der Dichte, wie er z.B. bei einer Sternbedeckung durch die Ringe mit Raumsondendetektoren gewonnen wird (siehe oberen, kleinen Bildeinschub in Abb. 10), kann man die Massenflächendichte σ über die radiale Wellenlängenabhängigkeit (Goldreich & Tremaine, 1978; Esposito et al., 1983)

$$\lambda_{DW}(R) \propto \frac{\sigma(R)}{R - R_1^{(DW)}} \tag{8}$$

der Dichtewelle bestimmen (Resonanzstelle: $R_1^{(DW)}$). Anhand der Vermessung vieler solcher Wellen konnte erstmals die Ringmasse $M_{Ring} \approx 3 \times 10^{19}$ kg durch Esposito et al. (1983) mit Hilfe der Voyager-Photopolarimeter-Daten (PPS) abgeschätzt werden. Das entspricht der Masse einer Eiskugel von ca. 400 km – ungefähr die Masse des Saturnmondes Mimas. Die Cassini-Messungen ergaben später eine etwa dreimal höhere Masse, aber deren Größenordnung wurde schon Anfang der 80iger Jahre sehr gut aus den Voyager-Vorbeiflügen gewonnen.

Die vertikalen Biegewellen sind die transversalen Moden der von der Ringgravitation getragenen Wellen und wurden von Shu et al. (1983) prognostiziert. Wie die Dichtewellen werden sie von (äußeren) Monden angeregt, deren Bahnen gegenüber der mittleren Ringebene geneigt sind. So lenken diese Satelliten über die gravitative Wechselwirkung die Ringscheibe an den vertikalen Resonanzstellen $R_1^{(VW)}$ vertikal aus, was die Biegewellen anregt. Sie zeigen dieselbe Wellenlängenabhängigkeit (7), nur dass hier die vertikale Resonanzstelle $R_1^{(VW)}$ in die Formel eingeht und diese Wellen in Richtung ($-\vec{e}_R$) Saturn propagieren – exakt entgegengesetzt zu den Dichtewellen, die sich vom Planeten weg (Richtung: $\vec{e}_R$) bewegen. In diesem Sinne sind beide Spiralwellenmoden dynamische „Geschwister“ mit gegenläufigen Wellenvektoren $\vec{k} = \pm 2\pi\lambda^{-1}\vec{e}_R$.

Die beiden Resonanzstellen $R_1^{(DW)}$ und $R_1^{(VW)}$, die zu ein und derselben Resonanz *m:n* gehören, liegen Hunderte Kilometer auseinander, eine beträchtliche Distanz, die sie der Abplattung Saturns verdanken. Wäre Saturn sphärisch symmetrisch, würden beide Radien zusammenfallen – der Physiker sagt: beide Wellenzüge wären dann entartet. Dem leichten „Makel“ in der Symmetrie des Planeten verdanken wir nun aber, dass beide Wellenzüge paarweise und deutlich separiert voneinander (und nicht übereinander) von uns beobachtet werden können, wie im linken Bildeinschub von Abb. 10 dargestellt ist.

Über die von der Ringgravitation getragenen und von externen Störungen generierten Wellen wäre noch sehr viel mehr zu berichten. Ich möchte aus Platzgründen hier nur einige spannende Neuentdeckungen andeuten:

Zum Beispiel sind im C Ring in den Voyager- und Cassini-Daten Dichtewellen entdeckt worden (Rosen et al., 1991; Hedman & Nicholson, 2013), die Ausbreitungscharakteristika von vertikalen Biegewellen zeigen und die mit keiner Mondresonanz in Verbindung gebracht werden können. Allerdings konnten jüngst Hedman & Nicholson (2013) zeigen, dass Dichteinhomogenitäten im Inneren Saturns die Ursache für diese „anormalen“ Dichtewellen im C Ring sind. In der Tat haben wir es hier mit *Kronoseismologie* zu tun, die durch Analysen der Ringstrukturen Neues über den inneren Aufbau Saturns zutage fördern kann.

Eine andere interessante Neuentwicklung steht im Zusammenhang mit unseren Modellen zur viskosen oszillatorischen Instabilität (siehe 2.3.1). Die Dämpfung der Dichte- und Biegewellen wurde bislang mit dem Wirken der Ringviskosität *ν* erklärt. Nun zeigt sich aber, dass die Bedingungen dafür identisch mit denen des Einsetzens der viskosen, kleinskaligen Wellen sind. Das hat vor allem zur Folge, dass gemäß linearer Stabilitätsanalyse die Spiralwellen statt gedämpft über einen bestimmten Bereich eher verstärkt werden, ehe sie von nichtlinearen Effekten schließlich eingefangen und gedämpft werden. Neue Modellierungen, gepaart mit Analysen von Raumsondendaten sind nötig, um die Spiralwellenausbreitung in den Saturnringen umfassend zu verstehen.

(ii) Der dynamische „Fingerabdruck“ von Ringmonden

Lange vor der Ära der Cassini-Raumsonde – beginnend mit den Voyager-Missionen in den 70iger und 80iger Jahren des letzten Jahrhunderts – wurde aus der Vielzahl der schon bekannten Monde Saturns geschlossen, dass sich auch noch Kleinsatelliten (Moonlets) in den dichten Ringen befinden sollten (Henon, 1981; Lissauer et al., 1981). Dazu bedarf es aber einer Voraussetzung, die auf die Entstehung der Ringe Saturns zurück geht:

Moonlets inmitten der Ringe können nicht durch Akkretion – also gravitative Aggregation aus kleineren Ringteilchen (von Staub bis zu metergroßen eisigen Ringkörpern) – während der Entste-

hung des Saturnsystems gebildet worden sein. Die Gezeiten (s. Abb. 4) innerhalb der Roche-Grenze – wo sich alle Ringsysteme befinden – verhindern das. In den Ringregionen können Aggregate nicht größer werden als ein Einfamilienhaus (Guimarães et al., 2012).

Eine Alternative bietet die Entstehung der Ringe durch ein katastrophales Ereignis, z.B. der Impakt eines Kometen auf einen primordialen Eismond (Dones, 1991; Charnoz et al., 2009) oder die Zerstörung der Eiskruste eines nach innen wandernden[1] Proto-Titans durch die Gezeiten des sich bildenden Saturns (Canup, 2010). Die Überreste dieser Ereignisse bildeten dann die Ur-Ringe, die auch größere Bruchstücke (weit größer als besagtes Einfamilienhaus) beherbergen müssen, wie Theorien zur Fragmentation nahelegen (Spahn et al., 2014).

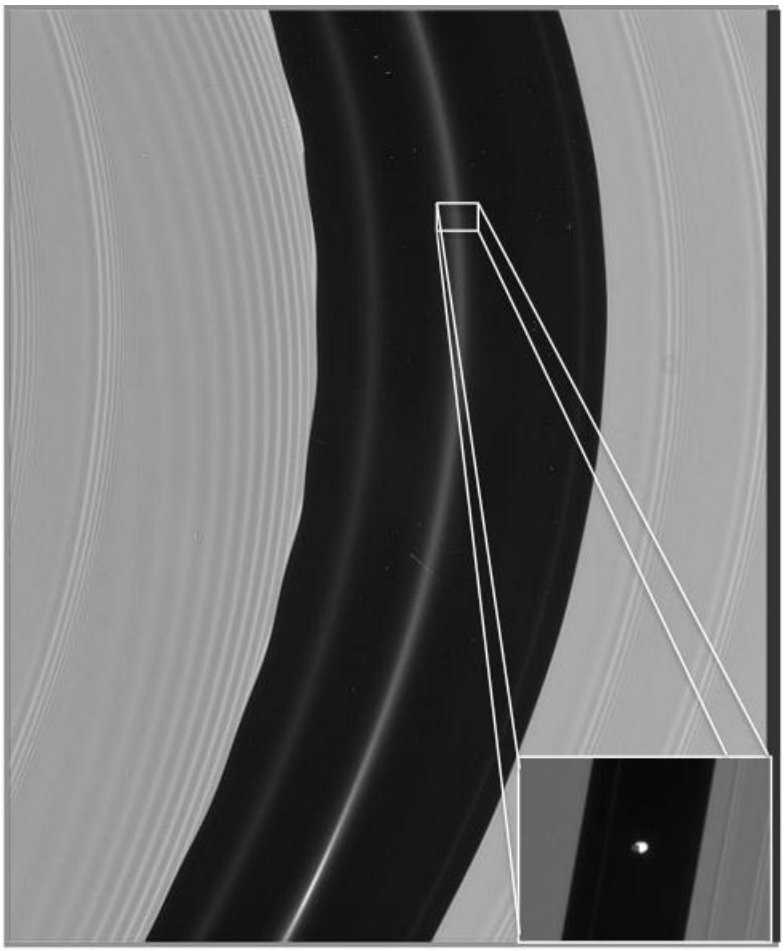
Verkürzt kann man also zusammenfassen, dass die Existenz von eingebetteten subkilometergroßen Moonlets in Saturns Ringen ein klares Indiz dafür wäre, dass die Ringe nicht „Zeugen" der Planetenentstehung von vor 4,5 Mrd. Jahren sein können. Das Problem war und ist, dass die Entdeckung solch kleiner Monde in einer dichten Eisfragment-Scheibe mit einer Albedo (Rückstrahlvermögen des Sonnenlichts) nahe Eins äußerst schwierig sein dürfte – zumal angenommen werden darf, dass die Moonlets auch aus Eis bestehen. Selbst die Auflösungen der Kameras der Raumsonden Voyager (bestenfalls einige Kilometer) oder sogar Cassini (ca. 100m zu Beginn der Mission Juli 2004) reichen für eine direkte Beobachtung wohl nicht aus.

Ein probates Mittel, die Chancen auf eine Entdeckung von Moonlets zu erhöhen, ist zu untersuchen, welche Spuren sie infolge ihrer Gravitation in den dichten Ringen hinterlassen. Michel Hénon (1981) und Jack Lissauer et al. (1981) versuchten den, von den Voyager-Sonden beobachteten nahezu skalenfreien Wechsel zwischen konzentrischen Lücken und (schmalen) Ringen[2] durch die Existenz von Moonlets mit kontinuierlicher Größenverteilung zu erklären. Diese theoretischen Versuche konnten aber nicht zweifelsfrei von den Voyager-Daten bestätigt werden.

---

[1] In der Phase der Planetenentstehung vor 4,5 Mrd. Jahren koexistierten Satelliten-Embryonen und eine Materiescheibe um den jungen Riesenplaneten, so dass der starke gravitative Drehimpulsaustausch zwischen Monden und der Scheibe zur einer effizienten Drift ersterer auf den Planeten führte.

[2] Starke Schwankungen der radialen Dichte sind auf allen Skalen bis hinunter zu den Auflösungsgrenzen der Voyager-Raumsondenexperimente (100m) beobachtet worden.



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Abbildung 11: Die linke Bildhälfte zeigt die Encke-Teilung mit innerem Ringlet aufgenommen von der Cassini - Sonde am 1. Juli 2004 (Ankunft der Sonde am Saturn). Man kann deutlich an der linken Kante der Encke-Teilung ausgedehnte Wellenstrukturen erkennen, die – wie die Lücke selbst – vom Mond Pan verursacht werden. Die angeregten Pan-Bugwellen bedecken ein weit größeres radiales Areal des A Ringes als die 4 Dichtewellen, die auch noch auf der Aufnahme zu sehen sind. Die Encke-Teilung misst 320km in radialer Ausdehnung in deren Mitte Pan residiert. Der Bildeinschub zeigt den Mond der als dreiaxialer Ellipsoid – Hauptachsenausdehnungen 35km x 32km x 21km – modelliert werden kann, wobei die radiale Achse die größte ist.

Detailliertere Analysen der Bilddaten der Vorbeiflüge der Sonden Voyager 1 (Nov. 1980) und Voyager 2 (Aug. 1981) am Saturn und seiner Ringe lieferten erste Hinweise auf die Existenz wenigstens eines Kleinmondes im A Ring. Dort befindet sich die 320 km breite Encke-Teilung im A Ring, deren Ränder Wellenzüge zieren (Abb. 11), die sich stark von den Dichte- und Biegewellen unterscheiden. Cuzzi und Scargle (1985) vermuteten, dass diese Bugwellen eine kinematische Signatur eines Ringmondes sind, und Showalter et al. (1986) entwickelten daraufhin ein Modell dieser Bugwellen, in welches die Masse des Mondes als Parameter eingeht.

Diese vom Moonlet generierten Wellen sind rein kinematischer Natur, indem der gravitative „Kick“ die nahezu perfekten Kreisbahnen der Teilchen nun in kohärente exzentrische Orbits zwingt (Seiß et al., 2010). Kinematik meint hier auch, die Ringgravitation spielt nur eine untergeordnete Rolle und Kohärenz bedeutet: Alle gestörten Bahnen zeigen identische Phasenbeziehungen, da alle Teilchen, die mit Pan und dem Zentrum Saturns auf einer Linie liegen, gleichzeitig den „Kick“ erfahren, was letztlich zu dem kinematischen Bugwellenbild führt.

Showalter et al. (1986) glichen ihre Modellresultate mit Analysen der Daten des Voyager Photopolarimeters (PPS-Experiment) ab und ermittelten eine Masse von $m \approx (3 \ldots 6) \times 10^{15}$ kg, die dem aktuellen Wert von $4{,}95 \times 10^{15}$ kg schon recht nahe kam – diese Werte entsprechen einem Eismond von ~ 30 km Größe.

Alternativ zum Modell der Moonlet-Bugwellen untersuchten wir mit numerischen Experimenten die gravitative Streuung (Spahn & Wiebicke, 1989) der Ringmaterie an einem Moonlet und fanden, dass ein genügend massiver Kleinmond (was *„genügend“* meint, klären wir gleich) zusätzlich zur Lückenbildung um seine mittlere Bahn einen schmalen Ring (ein sogenanntes Ringlet) stabilisiert. Dessen Breite wie auch seine radiale Struktur hängt neben der Masse des Mondes M_M, genauer von dessen Hill-Skala

$$h(M_M, R_0) \approx R_0 \sqrt[3]{M_M / 3 M_P} \quad , \tag{9}$$

auch noch von seiner Bahnexzentrizität e_M ab. Die für das Dreikörperproblem Saturn-Moonlet-Ringteilchen typische Länge *h* charakterisiert den räumlichen Bereich der Dominanz der Gravitation des Moonlets im mittlerem Abstand R_0 vom Planeten der Masse M_P für die Dynamik des (Test-) Teilchens. Für putative Moonlets sind $h \approx (10^{-6} \text{L}\ 10^{-4}) R_0$ typische Werte, d.h. deren gravitative Einflusssphäre ist verschwindend klein verglichen mit der des Planeten. Hinzu kommt, dass für solch kleine Monde – der genannte Bereich von *h* entspricht Moonlet-Größen von *100* m bis einigen zig Kilometern (z.B. der Encke-Kleinmond Pan mit *30* km Größe) – das Dreikörperproblem mit der Hill-Länge *h* skaliert werden kann: Man erhält nach einigen Vereinfachungen das sogenannte Hill-Problem. Das hat den entscheidenden Vorteil, dass einmal gewonnene Lösungen der gestreuten Teilchenbahnen – und damit auch die von uns gesuchten Informationen zur gravitativen Streuung – für *h* << 1 auf beliebige Moonletgrößen skaliert werden können. Somit haben einmal gewonnene Ergebnisse weitgehend Allgemeingültigkeit für Moonlets und daraus resultierende Strukturen!

So konnten wir zeigen, dass die Breite *W* des Ringlets in der Lücke (z.B. Encke-Teilung), welches die Bahn des Moonlets überdeckt, folgender Relation genügt (Spahn et al., 1992)

$$W \approx (2\text{L}\ 3) f(e_M) h \quad , \tag{9}$$

wobei $f(e_M)$ eine ungefähr linear fallende Funktion mit der Grenze $\lim_{e_M \to 0} f(e_M) = 1$ ist. Für das in der Encke-Teilung vermutete Moonlet – dessen Masse M_M (s. oben) von M. Showalter et al. (1986) abgeschätzt wurde – ergab sich aus unserem Modell eine Exzentrizät von $e_M \propto 10^{-4}$ als obere Grenze – ein Wert, der „nur“ doppelt so groß ist wie der, den wir mit Hilfe der Cassini-Bilddaten (ISS, Seiß et al. 2010) jüngst präzisieren konnten.

Des Weiteren nutzten wir die gewonnenen theoretischen Ergebnisse für Analysen der Voyager-Ultraviolett-Spektrometer (UVS) und PPS-Daten, um neben dem vermuteten Encke-Mond noch weitere Moonlets in den Saturn-Ringen vorherzusagen (Spahn & Sponholz, 1989).

Allerdings gelang es Showalter erst 1990 aus vielen Hunderten Voyager-Bildern der Encke-Teilung den schon länger vermuteten „Störenfried“ und Verursacher der Encke-Lücke auf ein paar Bildern als einen „einsamen“ signifikanten Pixelpunkt direkt nachzuweisen (Showalter, 1991). Er nannte ihn *Pan*. Leider blieb *Pan* bis zur Ankunft der Cassini-Mission am Saturn im Jahr 2004 das einzige Beispiel der von vielen so zahlreich in den Ringen gemutmaßten Moonlets – das sollte sich gründlich ändern, aber dazu im Folgenden mehr.

Bis in die Mitte der 90iger Jahre waren unsere Modelle zu in Ringen eingebetteten Moonlets nur für kilometergroße Exemplare prognostisch geeignet. Der Grund war die Annahme einer nahezu idealen „Flüssigkeit“ als Modell für die granulare Ringmaterie – eine pragmatisch-grobe Vereinfachung. Solche verhältnismäßig „massiven“ (bezogen auf dezimetergroße Ringteilchen aus Eis) Moonlets fegen im Wesentlichen eine Lücke frei, dessen Breite von der Masse/Hill-Skala nichtlinear $\propto h^{\alpha}$ abhängt, deren Ränder die Bugwellen zieren und die von einem Ringlet geteilt wird. In den Exponenten $\alpha(M_M)$ geht wiederum die Masse M_M ein. Für kleine Moonlets (*s ~1* km) ist $\alpha \approx 1$, für deutlich

größere (zig Kilometer, z.B. Pan) wird $\alpha \to 2$ (Spahn et al.,1993). Das war der theoretische Stand vor dem Millennium!

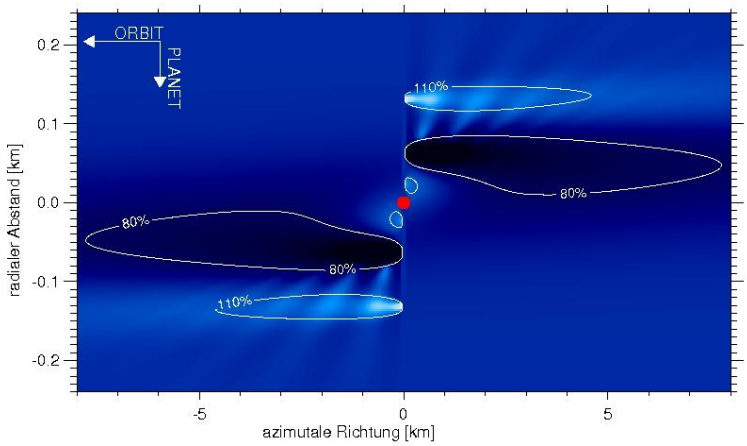


Abbildung 12: Schematische Darstellung eines Propellers eines Moonlets (roter Punkt in der Mitte) der Größe <1km. Die Propeller-Lücken sind die dunklen „Flügel", die Bugwelle schließen sich radial an. Der radiale Abstand der Propellerflügel ist ca. 5h und stellt so ein Maß für die Moonlet-Masse.

Spahn & Sremčević (2000) erweiterten das Fluidmodell der granularen Ringmaterie auf innere Reibung, die ihren Ausdruck in der Viskosität ν [Gl.(6)] findet. Je nach Verhältnis der Masse des Moonlets zur Viskosität M_M / ν lassen sich zwei Fälle unterscheiden:

1. „Massivere" Ringmonde $h > 1$ km können eine Lücke über den ganzen Ringumfang frei fegen. Die Masse des Moonlets lässt sich aus deren Breite berechnen (Spahn et al., 1993);
2. alternativ bleibt im Fall Subkilometer-großer Brocken mit $h < 1$ km die Lücke unvollständig, so dass eine *Propeller*-ähnliche Struktur entsteht (Abb. 12). Die radiale Separation beider Propellerflügel ≈ *5h* ist ein Maß für die Masse.

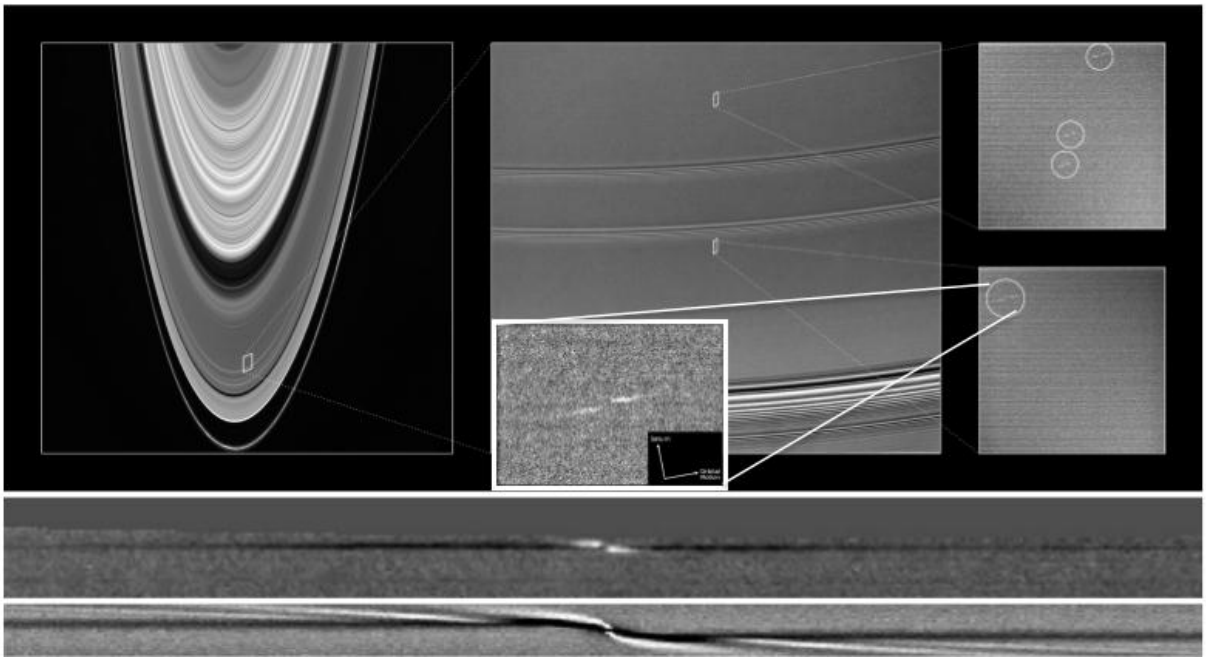
Die kritische Größe eines Eismoonlets für die Unterscheidung der *vollständigen Lücke (1.)* vom *Propeller (2.)* liegt bei $s_{crit} \approx 1$ Kilometer. Die azimutale Ausdehnung der Propeller skaliert mit eben dem Verhältnis M_M / ν und erreicht bei s_{crit} den vollen Ringumfang $2\pi R_0$, womit eine Lücke gebildet wird (Sremčević et al., 2002).

Abbildung 12 zeigt einen *Propeller* (Fall *(2.)*) – de facto ein „*Fingerabdruck*" „Wolkenkratzer"-großer Objekte in den Saturnringen. Diese Illustration fasst Ergebnisse unserer analytischen Arbeiten (Spahn & Sremčević, 2000; Sremčević et al., 2002) und numerischen Experimente (Seiß et al., 2005) zusammen. Ein Ergebnis unserer numerischen Simulationen für ein 20 m großes Moonlet ist in Abb. 13 unten einer Cassini-Aufnahme des sehr großen Propellers (Abbildung misst azimutal 5.000km) des Moonlets Bleriot gegenübergestellt.

Als die Cassini-Sonde den Saturn erreichte, war nur ein Ringmond bekannt – Pan in der Encke-Teilung des A Rings. Nun macht bekanntlich „eine Schwalbe noch keinen Sommer" – und die nicht gerade rosige Aussicht, dass sich zum Ringmond Pan kein weiterer während der Cassini-Mission gesellte, ließe die Frage der Entstehung der Saturn-Ringe und damit auch der anderen Ringsysteme im Sonnensystem (und darüber hinaus) völlig offen.

Aber diese Befürchtung konnte bald ausgeräumt werden! Während des Anfluges der Cassini-Sonde am Saturn am 1. Juli 2004 musste diese ein 90 Minuten währendes Bremsmanöver (*Saturn-Orbit-Insertion* – SOI) absolvieren, um in einen gebundenen Orbit um Saturn einzuschwenken. Dabei kam das Raumschiff den dichten Ringen bis auf 10.000 km nahe, wie nie wieder bis jetzt im Laufe der

nun schon 10 Jahre andauernden Mission[3]. Diese Gelegenheit wurde natürlich nicht ausgelassen, und so konnten zahlreiche hoch aufgelöste (≈ 100 m) Schnappschüsse von den Ringen gemacht werden.



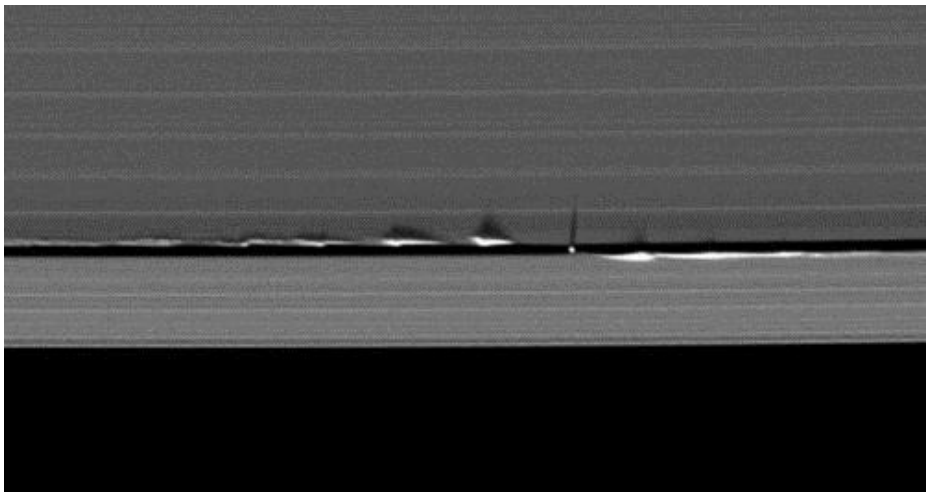
(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

*Abbildung 13: **Oben:** Eine Sequenz von SOI-Bildern (1. 7. 2004), die verschiedene Vergrößerungsstufen des Gebietes im A Ring innerhalb der Encke-Teilung zeigen, welches die 4 abgebildeten Propeller beherbergt (insgesamt rechnet man allerdings bis zu 1 Mio Propellermonden im A Ring). Die räumlichen Skalen dieser Propeller legen Moonlets der Größen (Eis) von 50 bis 120 m nahe – die dazugehörigen azimutalen Ausdehnungen der Propeller betragen einige Kilometer.*
***Mitte:** Der Bleriot-XXXL-Propeller – die Ausdehnung dieser zum 1km großen Moonlet Bleriot gehörigen Struktur beträgt 5.000km. Dieser Mini-Mond zeigt alle vorhergesagten Merkmale: die inkomplette Lücke (dunkle Propellerflügel), andeutungsweise (weil nicht voll aufgelöst) die Bugwellen als helle Streifen im Zentrum. Darunter das Ergebnis einer Simulation eines 20m großen Moonlets mit eben diesen Merkmalen. Die Bugwellen folgen einer anderen Skalierung (weil von Phasenmischung der Orbits verursacht) und erscheinen daher prominenter für kleine Moonlets.*

Abbildung 13 zeigt Cassini-Aufnahmen der vier zuerst entdeckten Propeller, die während des SOI-Manövers aufgenommen wurden (Tiscareno et al., 2006; Spahn & Schmidt, 2006)! Die zu den 4 Strukturen gehörenden Moonlets haben Größen von 60 ... 120 Meter.

Dieser ersten Entdeckung von Propeller-Strukturen folgten zahlreiche weitere – Miodrag Sremčević et al. (2007) konnte 8 weitere, größere Moonlets im mittleren A Ring identifizieren, von denen 3 in aufeinander folgenden Schnappschüssen wieder auftauchten. Dabei konnten wir nachweisen, dass die Objekte mit Kepler-Geschwindigkeiten den Saturn umrunden und tatsächlich massive Objekte sind.

[3] Am Ende der Mission 2017 wird Cassini sogar durch den D Ring (nahe an der Saturn Atmosphären-Grenze) durchfliegen und somit den dichten Ringen noch viel näher kommen – was die wissenschaftliche Spannung deutlich erhöht!



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

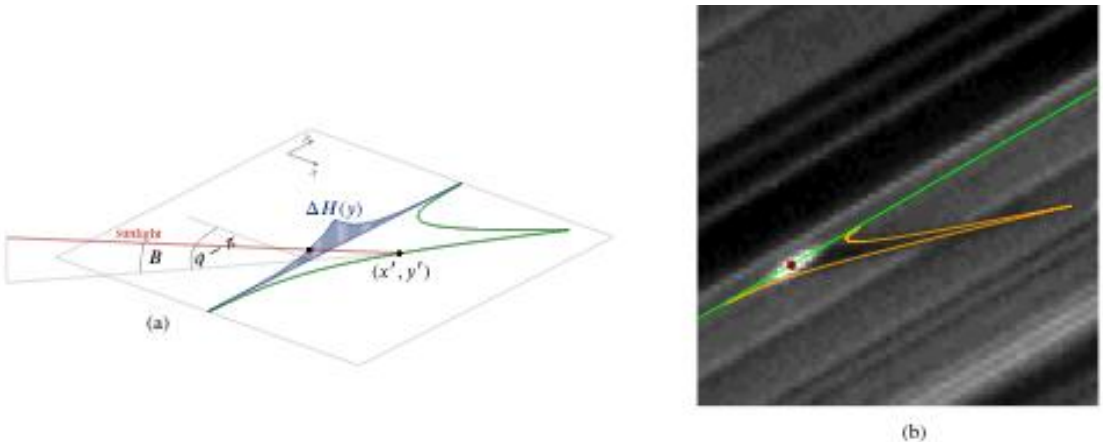
Abbildung 14: Der 7km große Mond Daphnis in der 40km breiten Keeler Teilung in einer Cassini-Aufnahme vom Sommer 2009 (Saturn Equinox), Deutlich ist zu erkennen, dass die von Daphnis generierten Bugwellen Hunderte Meter über die Ringebene hinaus ragen.

Danach publizierte Tiscareno et al. (2008) die Bildanalysen von 150 Propeller-Merkmalen in derselben Region, welche zu Moonlets der Größe von 50m – 500m gehören, darunter so große Exemplare wie Bleriot, dessen Propeller in Abb.13 zu sehen ist.

Es ist auch noch interessant zu erwähnen, dass Sremčević (private Information) Propeller-Strukturen im dichte B Ring in Bilddaten (ISS) isolieren konnte, wo die Beobachtbarkeit wegen der dominanten Gezeiten und der hohen Dichte weit geringer ist.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass neben dieser eindrucksvollen Zahl von Subkilometer-großen Moonlets 2005 auch noch ein Ringmond in der 40km breiten Keeler-Teilung (Lücke im äußeren A Ring) direkt abgelichtet werden konnte (Porco et al., 2007). Es ist der 7km messende Kleinmond Daphnis, der durch seine Gravitation die Keeler-Teilung und deutlich ausgeprägte Bugwellen (Seiß et al., 2010) verursacht, wie sehr schön in Abbildung 14 zu sehen ist. Dort fällt vor allem auf, dass die von Daphnis generierten Strukturen auch vertikal deutlich über die mittlere Ringdicke hinausragen, wie die Schattenwürfe belegen. Diese Beobachtungen verdanken wir dem Sonnenuntergang an den Ringen im August 2009, der jede vertikale Erhebung in den dichten Ringen mit deutlichen Schattenwürfen markiert.

Dieser Effekt war im August 2009 auch an Propeller-Strukturen zu beobachten, wie Abbildung 15 belegt. Wir haben diese Strukturen mit der vertikalen Streuung der Ringmaterie durch das Moonlet und anschließender dissipativer Relaxation quantitativ beschreiben können (Hoffmann et al., 2013), die die vertikale Stratifikation des Propellers annähernd beschreibt.



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

*Abbildung 15: **Rechts (b):** Der Earhart-Propeller in einer Cassini-Aufnahme vom August 2009. Der Schattenwurf deckt auf, dass das Moonlet Ringmaterie einige Hundert Meter über die Ringebene streut. Die orange Kurve markiert die von unserem Modell berechnete theoretische Schattenlinie – grün kennzeichnet die Bahn von Earhart.*
***Links (a)**: Geometrische Interpretation der Schattenbildung durch Propeller, wie sie die Theorie von Hoffmann et al. (2013) untermauert.*

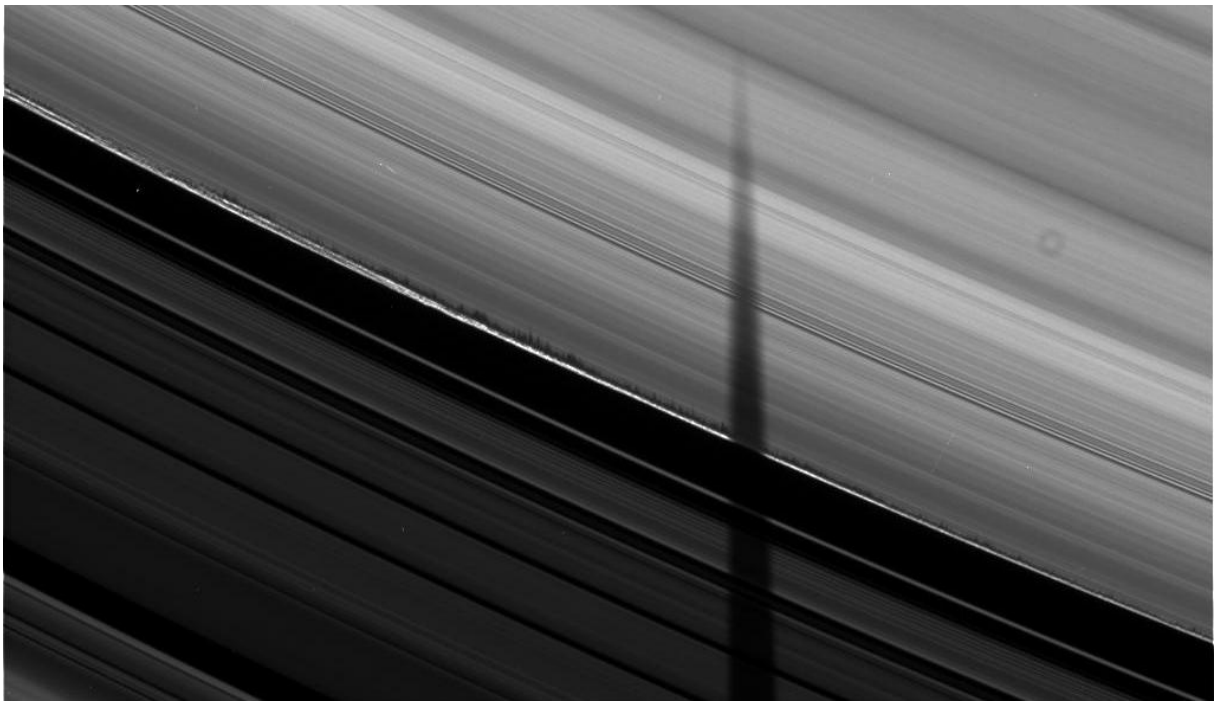
Anhand der bislang so zahlreich gefundenen Propeller-Moonlets verschiedener Größe kann deren Größenverteilung als ein Potenzgesetz $n(s) \propto s^{\gamma}$ mit dem Index $\gamma < -8$ beschrieben werden. Wenn man die Zahl der Moonlets auf alle Ringe hochrechnet, kommt man auf ca. 10^6 L 10^7 solcher Brocken in den Ringen Saturns.

Die Verteilung *n(s)* der Moonlets genügt zudem einer anderen Verteilung als das Gros der viel kleineren Ringteilchen, was die Hypothese einer katastrophalen Ringgenese untermauert. Alle diese Ergebnisse deuten darauf, dass die Ringe sehr wahrscheinlich nicht „Zeugen" der Planetenentstehung vor 4,5 Mrd. Jahren sein können, sondern die Reste von Trümmern eines vergangenen Saturn-Trabanten sind.

2.3 Nicht geklärte Phänomene

Hier soll nur kurz umrissen werden, welche Cassini-Entdeckungen bislang noch einer physikalischen Erklärung harren.

Aus meiner Sicht ist das größte Rätsel eine Strukturbildung an der Außenkante des B Rings, die offenbar mit der 2:1 Resonanz dieser Region mit dem 400km großen Eismond Mimas verknüpft ist. Abbildung 16 illustriert das Problem eindrucksvoll:



(Bildquelle, NASA, JPL-Pasadena, PSI-Boulder)

Abbildung 16: Das Bild (zeitnah am Equinox 2009) zeigt die Grenzregion zwischen dem sehr dichten (hellen) B Ring und der Cassini-Teilung mit geringer Massendichte. Wie ein „Dolch" ragt der Schatten des Eissatelliten Mimas ins Bild. Aber das wirklich Spannende an der Aufnahme teilt das Bild diagonal und markiert die Grenze zwischen B Ring und Cassini-Teilung. Wenn man da genauer hinschaut, erkennt man an der B Ringkante entlang Schattenwürfe, die auf unregelmäßige Kilometer-hohe (!) Anhäufungen von Ringmaterie hinweisen (siehe Text).

Zur Zeit ist nicht klar, wie die kilometerhohen Auftürmungen von Ringmaterie zustande kommen. Klar ist, das dieses „Clustern" von Mimas getriggert wird – die Struktur bildet sich 90° nach der Konjunktion mit Mimas, resultiert de facto aus dessen Kick und läuft diesem mit einer gewissen Retardierung nach. Gravitation alleine würde nicht solche abrupten Schwankungen verursachen. Wir arbeiten derzeit an Kontaktkräften (Adhäsion), die auch eine entscheidende Rolle bei der Einstellung der Größenverteilung der Ringteilchen im Bereich zwischen Zentimetern und Metern spielt.

Mir schwebt bei der Erklärung dieses Phänomens das Bild einer vereisten Kaimauer am Meer bei auflandigem Wintersturm vor, an der sich haushoch die Eisschollen auftürmen können und durch Eisbildung zusammengebacken werden. In den Ringen übernimmt die Gravitation von Mimas die Rolle des Sturms, er schiebt die Ringmaterie zusammen, und Kontaktkräfte, assistiert von der Gravitation, manifestieren die Klumpenbildung für ca. einen halben Orbit. Man muss sich auch vor Augen halten, dass im Fall der Ringe die vertikale Gravitation sehr gering ist, so dass sich die Ringmaterie leichter zu solch schwindelnden Höhen auftürmen könnte. Die Beschreibung dieser Strukturen (Kinetik granularer „Cluster") ist z.Z. Gegenstand unserer Forschungen.

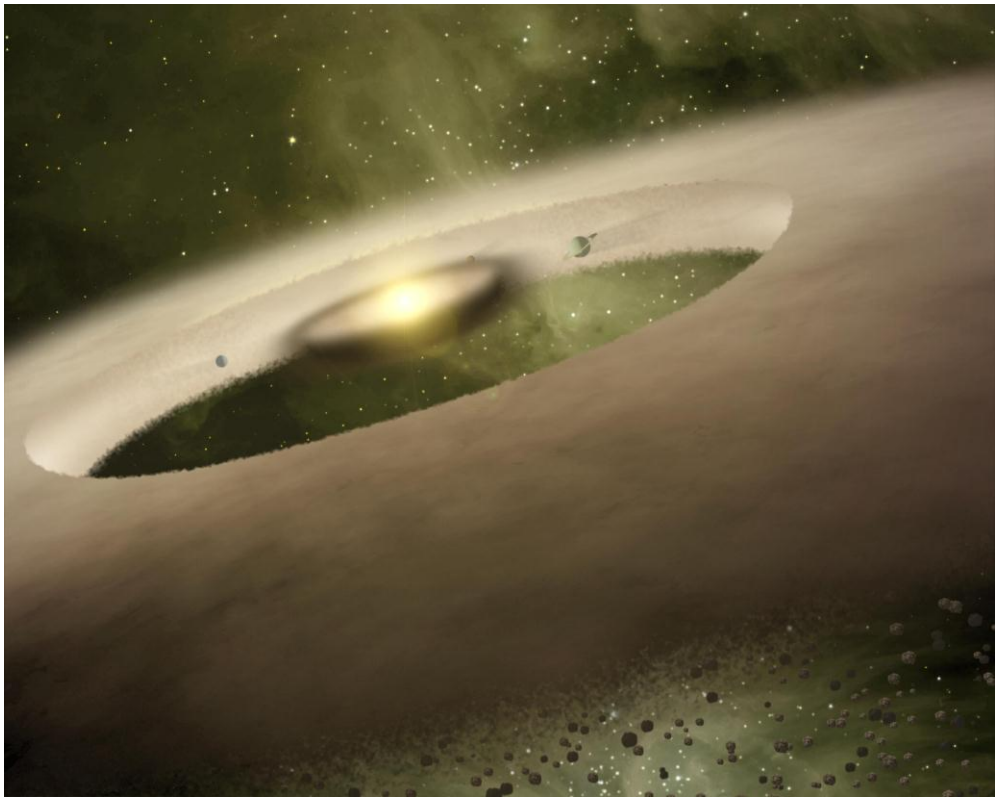
Eine andere dynamische Merkwürdigkeit betrifft die Bahnen der Propeller-Moonlets, die von den erwarteten Keplerbahnen erheblich abweichen können. Erste Analysen der Exzessbewegung der Moonlets (Sremčević, private Information) deuten auf langperiodische Librationen, die Störungen durch äußere Monde nahelegen. Für diesen Fall sollten alle Ringteilchen diese Abweichungen zeigen – man kann sie aber nur an den Moonlets via Propeller isoliert nachweisen. Eine stochastische Komponente dieser Abweichungen mit weit geringerer Amplitude könnten durch gravitative Moonlet-Ring Wechselwirkungen beschrieben werden.

3. Resümee

In dieser Übersicht haben wir wesentliche Ergebnisse der Forschungen zu dichten planetaren Ringen zusammengetragen und die wichtigsten dynamischen Strukturen dieser kosmischen Scheiben vorgestellt.

Die Rolle der Ringgravitation wurde herausgearbeitet und gezeigt, dass die Saturn-Ringe spontan transmittente Strukturen ausbilden, die auch beobachtet werden können (Hubble-Space Teleskop, Cassini). Auf periodisch-kommensurable Anregung antwortet das Ringsystem mit Spiralwellen – Strukturen, die auch in viel größeren kosmischen Scheiben (präplanetaren Scheiben um Sterne) vorkommen sollten und in Galaxien-Scheiben tatsächlich auch beobachtet werden.

Des Weiteren haben wir die Rolle von dissipativen Kollisionen angesprochen und eine daraus resultierende Instabilität – die axialsymmetrischen viskosen Wellen – beschrieben.



Quelle: NASA-Spitzer-Telescope/JPL-Caltech

Abbildung 17: Künstlerische Darstellung einer Gas-Staubscheibe um einen jungen Stern – die „Kinderstube“ der Planeten.

Im letzten Teil wurde der gravitative Einfluss von Ringmonden/Moonlets auf die Strukturierung der Ringe untersucht und in diesem Zusammenhang deren Signalement herausgearbeitet, das als Grundlage für die Entdeckung dieser Brocken in den Cassini-Daten genutzt wurde.

Vor allem bieten die Modelle zur moonlet-generierten Strukturbildung in den Ringen gewissermaßen den Einstieg in die theoretische Beschreibung der Akkretion von Planeten-Embryonen in zirkumstellaren Gas-Staub-Scheiben. Allerdings sind dort die Transportprozesse eher von der Turbulenz des verdünnten Gas-Staub Gemisches bestimmt – eine theoretische Herausforderung, den Drehimpulstransport in solchen Scheiben zu quantifizieren. Derzeit bedient man sich der Theorie mittlerer Felder, in der die turbulente Viskosität (Tensor) über die Korrelation erratischer Geschwindigkeitskomponenten modelliert wird. Hinzu kommt, dass Akkretion eine zeitliche Veränderung der Masse bedeutet, die in unseren Fällen nicht berücksichtigt werden musste.

Das heißt, dass langfristig unsere Forschung in die Richtung Planetogonie und Untersuchungen zu extrasolaren Planeten gehen wird. Auch werden wir uns dafür interessieren, was wachsende Planetenembryos mit der sie umgebenden Scheibe anstellen. Ist es möglich, dass, wie in den Ringen, dabei

Strukturen entstehen, die es gestatten, mit neuen Generationen von Teleskopen Exoplaneten um junge Sterne, eingebettet in eine Materiescheibe, beim Wachsen zu beobachten?!

Literatur:

N. V. Brilliantov, P. Krapivsky, J. Schmidt & F. Spahn: On the distribution of particle sizes in Saturn's rings. *EPSC-Kongress*, Potsdam 2009.

N.V. Brilliantov, P. Krapivsky, H. Hayakawa, A.S. Bodrova, F. Spahn & J. Schmidt: An aggregate model for the particle size distribution in Saturn's rings. *arXiv – e-prints*, 2013.

R. M. Canup: Origin of Saturns rings and inner moons by mass-removal from a lost Titan-sized satellite. *Nature*, **468**: 943-946, 2010.

S. Charnoz, L. Dones, L.W. Esposito, P.R. Estrada & M.M. Hedman: Origin and Evolution of Saturn's Ring System. In: *Saturn from Cassini-Huygens.* (M.K. Dougherty, L.W. Esposito & S.M. Krimigis, Eds.), Springer, 2009.

L.A. Dones: A recent cometary origin for Saturn's rings. *Icarus,* **92**: 194-203, 1991.

L.W. Esposito, M. O'Callaghan & R. A. West: The structure of Saturn's rings: Implication from the Voyager stellar-occultation. *Icarus*, **56**: 439-452, 1983.

P. Goldreich & S. Tremaine. The formation of the Cassini division in Saturn's rings. *Icarus*, **34**: 240-253, 1978.

A.H.F. Guimarães, N. Albers, F. Spahn, M. Seiß, E. Vieira-Neto & N.V. Brilliantov: Aggregates in strength and gravity regime: Particle sizes in Saturn's rings. *Icarus,* **220**: 660-678, 2012.

M.M. Hedman & P.D. Nicholson: Kronoseismology: Using density waves in Saturn's C ring to probe the planets interior. *Astron. J.*, **146**: doi:10.1088/0004-6256/146/1/12, 2013.

M. Hénon: A simple model of Saturn's rings. *Nature*, **293**: 33-35, 1981.

W.H. Julian & A. Toomre: Non-axisymmetric response of differentially rotating disk of stars. *Astrophys. J.,* **146**: 810-827, 1966.

J.J. Lissauer, F.H. Shu & J.N. Cuzzi: Moonlets in Saturn's Rings. *Nature*, **292**: 707-711, 1981.

D. Lynden-Bell & A.J. Kalnajs: On the generating mechanism of spiral structure. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **157**: 1-30, 1972.

C.C. Porco, P.C. Thomas, J.W. Weiss & D. C. Richardson: Saturn's Small Inner Satellites: Clues to Their Origins. *Science,* **318**: 1602-1604, 2007.

P.A. Rosen, G.L. Tyler, E.A. Marouf & J.J. Lissauer: Resonant structures in Saturn's rings probed by radio occultation. II – Results and interpretation. *Icarus*, **93**: 25-44, 1991.

H. Salo: Gravitational wakes in Saturn's rings. *Nature,* **359**: 619-621, 1992.

H. Salo, J. Schmidt & F. Spahn: Viscous overstability in Saturn's B ring. I. Direct simulations and measurement of Transport Coefficients. *Icarus,* **153**: 295-315, 2001.

J. Schmidt, H. Salo, F. Spahn & O. Petzschmann: Viscous overstability in Saturn's B ring. II. Hydrodynamic Theory and Comparison to Simulations. *Icarus,* **153**: 316-331, 2001.

J. Schmidt & H. Salo. A weakly nonlinear model for viscous in Saturn's dense rings. *Phys. Rev. Lett.,* **90**: 061102, 2003.

M. Seiß, H. Salo, M. Sremčević & F. Spahn: Density structures induced by small moonlets in Saturn's dense rings. *Geophys. Res. Lett.,* **32**: doi:10.1029/2005GL022506, 2005.

M. Seiß, J. Schmidt & F. Spahn: Moonlet induced wakes in planetary rings: Analytical model including eccentric orbits of moon and ring particles. *Icarus,* **210**, 298-317, 2010.

M.R. Showalter, J.N. Cuzzi, E.A. Marouf & L.W. Esposito: Satellite 'wakes' and the orbit of the Encke gap moonlet. *Icarus*, **66**: 297-323, 1986.

M.R. Showalter: Visual detection of 1981S13, Saturn's eighteenth satellite, and its role in the Encke gap. *Nature*, **351**: 709-713, 1991.

F.H. Shu: Waves in planetary rings. In: *Planetary Rings.* (R. Greenberg & A. Brahic, Eds.), Univ. Arizona Press, 1984.

F.H. Shu, J.N. Cuzzi & J.J. Lissauer: Bending waves in Saturns rings. *Icarus*, **53**: 185-206, 1983.

F. Spahn & H.-J. Wiebicke: Long-term gravitational influence of moonlets in planetary rings. *Icarus,* **77**: 124-134, 1989.

F.Spahn & H. Sponholz: Existence of moonlets in Saturn's rings inferred from the optical depth profile. *Nature,* **339**: 607-608, 1989.

F. Spahn, A. Saar, J. Schmidt & U. Schwarz: The influence of various moonlets on the optical depth profile in planetary rings. *Icarus,* **100**: 143-153, 1992.

F. Spahn, J.-M. Petit & Ph. Bendjoya: The gravitational influence of the satellite **Pan** on the radial distribution of ring-material in the Encke-division of Saturn's A ring. *Celest. Mech.,* **57**: 391-402, 1993.

F. Spahn, J. Schmidt, O. Petzschmann & H. Salo: Stability analyses of a Keplerian disk of granular grains: Influence of thermal diffusion. *Icarus*, **145**: 657-660, 2000.

F.Spahn & M. Sremčević: Density patterns induced by small moonlets in Saturn's rings? *Astron. & Astrophys.,* **358**: 368-372, 2000.

F. Spahn & J. Schmidt. Planetary Sciences: Saturn's bared mini-moons. *Nature,* **440**: 614-615, 2006.

F. Spahn, E. Vieira-Neto, A.H.F. Guimarães, A.N. Gorban & N.V. Brilliantov: A statistical model aggregate fragmentation. *New J. Physics*, **16**: 013031, 2014.

M. Sremčević, F. Spahn & W. Duschl. Density structures in perturbed thin cold disks. *Mon. Not. Royal. Astron. Soc.,* **337**: 1139-1152, 2002.

M. Sremčević, J. Schmidt, H. Salo, M. Seiß, F. Spahn & N. Albers. A belt of moonlets in Saturn's A ring. *Nature,* **449**: 1019-1021, 2007.

M.S. Tiscareno, J.A. Burns, M.M. Hedman, C.C. Porco, J.W. Weiss, L.A. Dones, D.C. Richardson & C.D. Murray: 100-metre-diameter moonlets in Saturn's A ring from observations of 'propeller' structures. *Nature,* **440**: 648–650, 2006.

M.S. Tiscareno, J.A. Burns, M.M. Hedman & C.C. Porco: The population of propellers in Saturn's A rings. *Astron. J.,* **135**: 183-191, 2008.

F.S. Thomson, E.A. Marouf, G.L. Tyler, R.G. French & N.J. Rappoport: Periodic microstructure in rings A and B. *Geophys. Res. Lett.,* **34**: L24203.1-L24203.6, 2007.

A. Toomre: On gravitational stability of a disk of stars. *Astrophys. J.,* **139**: 1217-1238, 1964.

Adresse des Verfassers: F.Spahn@t-online.de

Universität Potsdam; Institut für Physik & Astronomie