

Atominterferometrie und Gravitation

Ch. J. Bordé und C. Lämmerzahl

Interferenzexperimente mit Neutronen und Atomen sind die bisher einzigen Laborversuche, die die Kopplung quantenmechanischer Materie an die Gravitation und an die Trägheit nachweisen. Hierbei ist die Atominterferometrie durch ihre hohe Genauigkeit und durch ihre theoretische und experimentelle Klarheit ausgezeichnet. In dieser kurzen Übersicht werden die bisher durchgeführten Experimente beschrieben, und es wird auch auf Vorschläge für weitere Experimente eingegangen. Die Bedeutung dieser Experimente für die Gravitationstheorie im Quantenbereich wird kurz diskutiert.

Im Jahre 1991 haben mehrere Gruppen fast gleichzeitig mittels Atominterferometrie die Welleneigenschaft ganzer Atome nachgewiesen [1–4]. Neben den Interferometern mit mechanischen Strahlteilern, wie Doppelspalt oder Gitter, sind dabei besonders diejenigen Atominterferometer hervorgetreten, die einem Vorschlag in [5] folgend, Laserstrahlen als Strahlteiler für die atomaren Wellen benutzen. Diese Interferometer zeichnen sich durch ihre Genauigkeit und ihre vielfältige Manipulierbarkeit der Atome aus. Außerdem sind sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Konzepte sehr klar und wohldefiniert. Zum aktuellen Stand siehe [6].

Es gibt viele Gründe, Atominterferometrie zu betreiben. Man kann mit ihr Prinzipien der Quantentheorie, wie z. B. das Superpositionsprinzip, die Linearität der Feldgleichungen, die 4π -Periodizität der Spinrotation testen und „welcher-Weg“-Experimente durchführen, oder auch topologische Effekte (Aharonov-Bohm- und Aharonov-Casher-Effekt [7]) oder die Berry-Phase nachweisen.

Prof. Dr. Christian J. Bordé, Laboratoire de Gravitation et Cosmologie Relativistes, Université Pierre et Marie Curie, CNRS/URA 769, F-75252 Paris Cedex 05, e-mail: chbo@ccr.jussieu.fr

Dr. Claus Lämmerzahl, Fakultät für Physik der Universität Konstanz, D - 78434 Konstanz, e-mail: Claus@spock.physik.uni-konstanz.de

Zusätzlich kann man damit präzise Frequenzstandards bauen, sehr genau \hbar/m [8] oder den Brechungsindex von Atomen bestimmen sowie die Neutralität von Atomen nachweisen. Außerdem ist die Atominterferometrie mit ihrer hohen Präzision ganz besonders gut geeignet, die Wechselwirkung von quantenmechanischer Materie mit dem Gravitationsfeld auszutesten. Wegen ihrer geringen Stärke ist diese Wechselwirkung die auf der quantenmechanischen Ebene experimentell am wenigsten untersuchte. Eine technische Anwendung wäre der Bau von Accelerometern, Gravimetern und Gyroskopen.

Tests der Wechselwirkung von Quantenmaterie mit dem Gravitationsfeld begannen vor zwanzig Jahren mit dem eindrucksvollen COW-Experiment [9], welches den Einfluß der Gravitation auf das Interferenzmuster von Neutronen nachwies. Es war ebenfalls möglich, den von der Erdrotation verursachten Sagnac-Effekt für Neutronen zu bestätigen. Zur Bedeutung dieser Experimente für die Gravitationstheorie siehe z. B. [10]. Trotz dieser Erfolge ist es wichtig, diese Effekte durch atominterferometrische Experimente zu bestätigen und zu verfeinern, da letztere einerseits genauer sind und es andererseits auch keine Schwierigkeiten mit einer unkontrollierten Verkrümmung von Kristallen unter dem Einfluß der Gravitation gibt, was immer noch die Interpretation der Interferenzexperimente mit Neutronen erschwert.

Alle interferometrischen Tests mit Materiewellen lassen sich auf der Ebene der ersten Quantisierung in einem äußeren klassischen Gravitationsfeld beschreiben. Neben dem Austesten der gravitativen Wechselwirkung mit Quantenmaterie können diese Experimente aber auch für die Entwicklung einer Quantengravitationstheorie wichtig sein. Es gibt noch keine befriedigende Theorie, die die Quantenmechanik und die Allgemeine Relativitätstheorie, die beide jeweils einen universellen Geltungsbereich haben, in sich vereint. Da eine volle Quantentheorie der Gravitation auch auf der Ebene der ersten Quantisierung ihre Spuren hinterläßt (so sagen gewisse Theorien eine Verletzung des Äquivalenzprinzips oder der Lokalen Lo-

renz-Invarianz voraus), können genaue quantenmechanische Tests gegebenenfalls gewisse Klassen solcher Theorien ausschließen. Wichtig ist, daß Interferenzexperimente *quantenmechanische* Tests der gravitativen Wechselwirkung sind.

Im folgenden beschreiben wir die zur Arbeitsweise eines Atominterferometers notwendigen Konzepte und gehen dann auf einzelne gravitative und inertielle Effekte sowie deren Bedeutung ein.

Die Arbeitsweise eines Atominterferometers

Aus experimenteller Sicht liegen die Vorteile der Atominterferometrie in einer leicht herstellbaren Atomquelle hoher Intensität, der leichten Manipulierbarkeit und Präparierbarkeit der Atome (insbesondere solche mit kleiner Geschwindigkeit) sowie in der Reinheit der aus Laserstrahlen aufgebauten Strahlteiler, die im Gravitationsfeld keinen unkontrollierten Einflüssen ausgeliefert sind. Auch kann aufgrund der inneren Freiheitsgrade der Atome der Atomstrahl auf mehrere Arten aufgespalten werden: räumlich, bezüglich des Impulses oder bezüglich des Spins. Es besteht keine Notwendigkeit einer Strahlteilung im Konfigurationsraum. Jeder dieser Freiheitsgrade ist geeignet, Atomstrahlen aufzuteilen und wieder zur Interferenz zu bringen.

Es gibt zwei prinzipiell verschiedene auf Laserstrahlen als Atomstrahlteiler basierende Interferometer: Das erste ist das sogenannte Bordé-Interferometer, welches stationäre, räumlich begrenzte Laserstrahlen benutzt und bei dem die Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit durch das aus vier Laserzonen bestehende Interferometer fliegen. Während das Bordé-Interferometer eine räumliche Wechselwirkungsgeometrie hat, benutzen Kasevich und Chu (siehe Abb.) für ihr Interferometer eine raum-zeitliche Wechselwirkungsgeometrie, indem sie Laserpulse als Strahlteiler einsetzen. Jedes dieser Interferometer erhält man aus dem anderen durch Vertauschen der t - und x -Achse, sowie des

Impuls p_x und der Energie E der Atome. Die Anzahl der Laserstrahlen oder -pulse ist dabei nicht wesentlich.

Das Bordé-Interferometer wurde schon ausführlich in [2, 5, 7] beschrieben. Es ist wichtig zu bemerken, daß bei der Strahlteilung ein vom Impuls \vec{p} der Atome abhängiger Doppler-Term $\vec{k} \cdot \vec{p}/m$ in die Phase der Atome eingeht, wobei \vec{k} der Wellenvektor der Laserstrahlen ist. Die Strahlteilung der Atome ist der von Neutronen im Einkristall sehr ähnlich. Im Prinzip beeinflussen äußere Felder den Mechanismus der Strahlteilung. Da jedoch die Laser-Atom-Wechselwirkung i. a. stark gegenüber den Wechselwirkungen mit dem Gravitationsfeld ist, muß man eventuelle Modifikationen nur im Falle der Wechselwirkung mit der Beschleunigung berücksichtigen. Das Interferenzbild hängt i. a. von der Impulsverteilung der Atome ab.

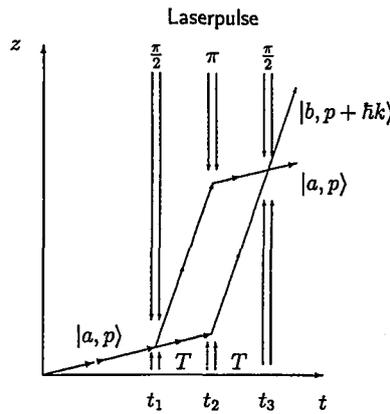
Kopplung an die Beschleunigung

Im Falle einer gleichförmigen Beschleunigung ist die Wechselwirkung gegeben durch $-mg \cdot \vec{r}$, wobei m die Masse des Atoms und g die Erdbeschleunigung ist. In diesem und auch in den folgenden Fällen kann der Operator für die Zeitentwicklung der Atome auf algebraischem Wege exakt berechnet werden [11]. Damit wird die exakte Phasenverschiebung für z. B. die von Kasevich und Chu benutzte Interferometergeometrie

$$\delta\phi = -\vec{k} \cdot \vec{g} T^2 \quad (1)$$

(T ist die Flugzeit der Atome zwischen den Laserstrahlen.) Das Zustandekommen dieser Phasenverschiebung kann man sich dadurch erklären, daß durch den freien Fall im Gravitationsfeld der Impuls der Atome und damit auch der bei der Atom-Laser-Wechselwirkung eingehende Doppler-Term durch die Beschleunigung verändert wird. Das Kasevich-Chu-Atominterferometer ist derart genau, daß man relative Änderungen in der Beschleunigung von der Größe $3 \cdot 10^{-8}$ messen kann.

Diese Genauigkeit macht es auch notwendig, den Einfluß der Beschleunigung auf den Prozeß der Strahlteilung zu untersuchen (was übrigens auch bei der Neutroneninterferometrie gemacht werden muß). Im Falle gleichförmiger Beschleunigung kann die Laser-Atom-Wechselwirkung exakt behandelt werden [12]. Es ergibt sich eine Modifikation der Phasenverschiebung von der Ordnung $1/4 \vec{k} \cdot \vec{g} \tau^2$, wobei τ die Laser-Atom-Wechselwirkungszeit ist. Sowohl für das Bordé- als auch für das Kasevich-Chu-Interferometer erhält man eine Phasenkorrektur $\delta\phi_{\text{corr}} \sim 10^{-2}$, was im Genauigkeitsbereich dieser Geräte liegt. Dies kann durch eine zeitlich variierte Laserfrequenz kompensiert werden, was auch von Kasevich und Chu angewendet wurde.



Schemà des Atominterferometers von Kasevich und Chu mit raum-zeitlicher Wechselwirkungsgeometrie. $|a, p\rangle$ bezeichnet ein Atom in Grundzustand mit Impuls p und $|b, p + \hbar k\rangle$ ein Atom im angeregten Zustand mit Impuls $p + \hbar k$. Die Doppelpfeile deuten entgegengesetzt propagierende Laserpulse an. T ist die Zeit zwischen den Pulsen. $\pi/2$ -Pulse spalten den Atomstrahl auf, π -Pulse invertieren die beiden Atomzustände.

Das Ergebnis (1) ist exakt. Obwohl keine klassische Näherung durchgeführt wurde, taucht erstaunlicherweise kein \hbar in diesem Ergebnis auf. Der Grund ist, daß in (1) neben der Beschleunigung nur die direkt experimentell gegebenen Größen auftauchen.

Sehr wichtig ist, daß die Phase (1), die man über die gewöhnliche Schrödinger-Gleichung gewinnt, massenunabhängig ist, was das schwache Äquivalenzprinzip für Quantenmaterie bestätigt. Führt man andererseits die träge Masse m_t und die schwere Masse m_s im kinetischen bzw. gravitativen Teil der Schrödinger-Gleichung ein, kann man dieses Experiment auch zum Test des schwachen Äquivalenzprinzips im Quantenbereich heranziehen: man erhält in der Phasenverschiebung (1) einen zusätzlichen Faktor m_s/m_t . Somit kann man durch Verwendung verschiedener Atomsorten direkt das Äquivalenzprinzip testen. Mit der Genauigkeit des Kasevich-Chu-Interferometers würde ein Null-Resultat das Äquivalenzprinzip im Sinne des Eötvös-Verhältnisses $\eta = (m_s/m_t)^{(a)} - (m_s/m_t)^{(b)}$ mit der Genauigkeit $|\eta| \leq 10^{-8}$ bestätigen (die Indizes (a) und (b) kennzeichnen zwei verschiedene Atomsorten). Dieses Experiment wäre ein genuin quantenmechanischer Test des Äquivalenzprinzips. (Für makroskopische Materie liegt die Genauigkeit bei 10^{-12} .)

Man kann den Spieß auch herumdrehen: Indem man zunächst eine nicht näher spezifizierte Wechselwirkung des Atoms mit einem Potential $V(x)$ annimmt, dann für die entsprechende Phasenverschiebung das Äquivalenzprinzip fordert, kann man zeigen, daß das Potential $V(x)$ von der Form $mU(x)$ für

ein von der Masse m unabhängiges $U(x)$ sein muß (dabei ist m die Masse aus dem kinetischen Teil des Hamilton-Operators). Somit ist es (wie bei der Bewegungsgleichung für Punktteilchen) auch auf quantenmechanischer Ebene möglich, mittels des Äquivalenzprinzips die genaue Form der Wechselwirkung der Quantenmaterie mit dem Gravitationsfeld zu bestimmen und dem Gravitationsfeld auch im Quantenbereich eine von der Materie unabhängige geometrische Struktur zuzuerkennen.

Es ist anzumerken, daß man die bekannte COW-Phasenverschiebung für Neutronen [9] $\delta\phi_{\text{COW}} = mghl/\hbar v$ (h und l sind Höhe und Länge des Neutroneninterferometers, m und v Masse und Geschwindigkeit der Neutronen) auf eine (1) ähnliche Form bringen kann: $\delta\phi_{\text{COW}} = -\vec{G} \cdot \vec{g} T^2$. Dabei ist \vec{G} ein geeigneter reziproker Gittervektor des als Neutronenstrahlteiler dienenden Einkristalls und T die Flugzeit zwischen den Strahlteilern (der Einfachheit halber nehmen wir alle Wege als gleich lang an). Umgekehrt kann man (1) umformen: Definiert man rein formal eine „Höhe“ $h = \hbar k T/m$ und „Länge“ $l = Tv$ (v ist die Atomgeschwindigkeit), so erhält man (1) in „COW-Form“: $\delta\phi = mghl/\hbar v$. Damit erscheinen insbesondere die Masse m und \hbar in der Phasenverschiebung nur dann, wenn man formal klassische Begriffe, wie Höhe und Länge, einführt. Diese haben jedoch in der Atominterferometrie keine operative Realisierung.

Wir möchten noch bemerken, daß aufgrund der Tatsache, daß die Schrödinger-Gleichung die nichtrelativistische Näherung der Dirac- oder Klein-Gordon-Gleichung ist, man das Prinzip der minimalen Kopplung bei diesen Gleichungen auf der nichtrelativistischen Ebene getestet hat. Es ist wichtig, diesen Bereich auszudehnen und auch relativistische und Spin-Effekte mit einzubeziehen.

Der Sagnac-Effekt

Der Einfluß der Rotation des Interferometers mit Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ auf das Interferenzmuster von Atomen wurde in [2] bestätigt. Die Phasenverschiebung, der Sagnac-Effekt,

$$\delta\phi = 2T^2 \vec{k} \cdot (\langle \vec{v} \rangle_0 \times \vec{\Omega}) \quad (2)$$

mit $\langle \vec{v} \rangle_0$ als Erwartungswert der Geschwindigkeit der Atome am ersten Strahlteiler ist um einen Faktor $mc^2/\hbar\omega$ größer als bei Licht. Auch in (2) tauchen weder m noch \hbar auf. Man kann auch (2) durch Einführen von klassischen Begriffen wie „Höhe“ und „Länge“ auf die bekannte Form $\delta\phi = 2m/\hbar \vec{\Omega} \cdot \vec{A}$ bringen (\vec{A} ist formal die Interferometerfläche). Projektiert ist eine Meßgenauigkeit von 10^{-11} rad/sec (Hz)^{1/2}.

Weitere gravitative Effekte

Aus den weiteren möglichen gravitativen Effekten greifen wir im folgenden nur einige heraus, wobei keiner dieser Effekte bisher interferometrisch beobachtet wurde. Manche dieser Effekte sind jedoch durchaus am Rande der Meßbarkeit. Dabei muß zunächst die Wechselwirkung aus relativistischen Feldgleichungen bestimmt werden [13].

Spin-Rotation-Kopplung. Neben dem Drehimpuls (Sagnac-Effekt) kann auch der Spin \vec{S} eines Teilchens gemäß $\vec{\Omega} \cdot \vec{S}$ an die Rotation koppeln. Bei interferometrischen Nachweis dieser Kopplung würde an einem Teilstrahl ein Spin-flip durchgeführt. Die Phasenverschiebung ergibt sich dann zu $\delta\phi = 2T \vec{\Omega} \cdot \vec{S}$. In diesem Experiment würde man keine Aufspaltung der Wege oder der Impulse benötigen. Da man die Spin-Rotation-Kopplung aus dem nichtrelativistischen Grenzfall der minimal gekoppelten Dirac-Gleichung gewinnen kann, wäre der experimentelle Nachweis eine Bestätigung der minimalen Kopplung für Spinoren an die Raum-Zeit-Geometrie auf der nichtrelativistischen Ebene.

Kopplung an die Krümmung. Eine Entwicklung des Newtonschen Potentials bis zur zweiten Ordnung $U(x) = U(x_0) + \vec{r} \cdot \nabla U + 1/2 r^i r^j \partial_i \partial_j U$ gibt neben der oben beschriebenen Beschleunigung ∇U einen dritten Term, der als Newtonscher Anteil der Riemannschen Raum-Zeit-Krümmung angesehen werden kann. Somit äußert sich der Einfluß der Raum-Zeit-Krümmung auf quantenmechanische Materie in unterster Ordnung durch $-(m/2) r^i r^j \partial_i \partial_j U$. Für das Interferometer von Kasevich und Chu erhalten wir eine Phasenverschiebung, die in erster Ordnung in der Krümmung

$$\delta\phi = k^i \partial_i \partial_j U T^3 (\langle v^j \rangle_0 + \hbar k^j / 2m)$$

ist. Die zweite Ableitung des Newtonschen Potentials bedeutet eine räumlich veränderliche Gravitationsbeschleunigung. Der Einfluß der Krümmung auf die Phase rührt anschaulich von dem für beide Teilstrahlen unterschiedlichen Einfluß der Beschleunigung auf die Doppler-Terme in der Strahlteilung her. Diese Phasenverschiebung wurde in [14] diskutiert, wobei auch darauf hingewiesen wurde, daß die im Labor durch Probenmassen erzeugte Raum-Zeit-Krümmung größer als die durch die Erde verursachte Krümmung ist. Eine experimentelle Bestätigung dieses Effekts, der an der Grenze der Meßgenauigkeit liegt, wäre von großer Bedeutung, weil es zum ersten Mal eine Wechselwirkung eines einzelnen Quantensystems mit (den Newtonschen Komponenten) der Raum-Zeit-Krümmung wäre. Da die entsprechende Phasenverschiebung allein durch die Wechselwirkung eines im Prinzip überall definierten Quantenfeldes mit Laserstrahlen hervorgerufen wird, ist dies ein genuin quantenmechanischer Krümmungseffekt.

Lense-Thirring-Effekt. Dieser Effekt beschreibt die Mitführung von nichtrotierenden Bezugssystemen aufgrund der Rotation benachbarter Massen. Diese Mitführung äußert sich in der Präzession der Achsen des Bezugssystems mit einer Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ bezüglich entfernter Sterne, die genauso gemessen werden kann, wie der Sagnac-Effekt. Allerdings ist der Lense-Thirring-Effekt um den Faktor 10^{-9} kleiner als die durch die Erdrotation erzeugte Sagnac-Phase.

Gravitationswellen. Eine Abschätzung des Effekts von Gravitationswellen auf die Phase eines Atominterferometers erhält man, indem man z. B. in die minimal gekoppelte Dirac-Gleichung ein linearisiertes Gravitationsfeld einsetzt und eine relativistische Näherung macht. Man erhält die Wechselwirkung $p_i h^i j p_j / 2m$ mit $h^i j$ als Gravitationswelle. Da dies die Form einer kinetischen Energie hat, ergibt sich die Phasenverschiebung als Rückstoßverschiebung skaliert mit der Amplitude h_0 der Gravitationswelle:

$$\delta\phi = \pm h_0 \hbar k^2 T / m$$

Unter Normalbedingungen ergibt sich jedoch nur eine gegenwärtig nicht meßbare Phasenverschiebung von der Größenordnung 10^{-14} .

Neue experimentelle Techniken

Es gibt Möglichkeiten, die Experimente für obige Fragestellungen geeigneter zu konstruieren und sensitiver zu machen. So kann man mehr als drei oder vier Laserstrahlen mit den Atomen wechselwirken lassen. Dies gibt kompliziertere Interferometergeometrien, bei denen gewisse Effekte zugunsten anderer unterdrückt werden können.

Ein Blick auf die berechneten Phasen zeigt, daß die Effekte mit dem vom Laser auf das Atom übertragenen Impuls anwachsen. Dies kann erreicht werden z. B. durch zusätzlich eingeschobene π -Pulse, was bei speziellen experimentellen Anordnungen ein quadratisches Anwachsen der Interferometerfläche mit der Anzahl der π -Pulse ergibt [8]. Es sind auch neue Techniken wie der adiabatische Populationstransfer zu erwähnen, der die Photonwechselwirkungsrate erhöht und auch atomare Zustände erzeugt, die sehr robust gegenüber Störfeldern oder Frequenzdrifts der Laser sind. Es könnte auch einen Qualitätssprung durch Übergang zu aktiven Interferometern (z. B. Atomlaser) geben ähnlich dem beim Ersetzen eines passiven Sagnac-Interferometers durch ein Ringlaser-Gyroskop. Auch könnten neue Ergebnisse auf dem Gebiet der Bose-Einstein-Kondensation von Atomen eine neue atomare Quelle mit sehr viel höherer Kohärenz und Intensität als klassische Atomquellen bringen.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Atominterferometrie und damit zusammenhängende Gebiete eine sehr dynamische Entwicklung durchmachen, so daß in Zukunft mit Erfolgen im Bau von Interferometern mit viel höherer Genauigkeit zu rechnen ist. Damit sind auch genauere Messungen möglich, was neue Bereiche im experimentellen Studium und im Verständnis der Wechselwirkung von Quantenmaterie mit der Gravitation eröffnen wird.

*

C. L. dankt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre Unterstützung.

Literatur

- [1] Carnal O., Mlynek J.: Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991), Phys. Bl. **47**, 379 (1991); Keith D. W. et al.: Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [2] Riehle F. et al.: Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991); Phys. Bl. **47**, 839 (1991).
- [3] Kasevich M., Chu S.: Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [4] Robert J. et al.: Europhys. Lett. **16**, 29 (1991).
- [5] Bordé Ch. J.: Phys. Lett. A **140**, 10 (1989); Bordé Ch. J. in: Laser Spectroscopy X, World Scientific, Singapore 1992; Bordé Ch. J. et al.: Phys. Rev. A **30**, 1836 (1984); Bordé Ch. J.: Phys. Lett. A **188**, 187 (1994).
- [6] Adams Ch., Mlynek J., Siegel M.: Phys. Rep. **240**, 143 (1994); Mlynek J., Balykin V., Meystre P. (Hrsg.): Appl. Phys. B **54**, 319 (1992); Pillet P. (Hrsg.): J. Physique II **29**, 1877 (1994).
- [7] Zeiske K. et al.: Appl. Phys. B **60**, 205 (1995); Phys. Bl. **51**, 1188 (1995).
- [8] Bordé Ch. J., Weitz M., Hänsch T. W. in Laser Spectroscopy XI, AIP 1994; Weiss D. S., Young B. C., Chu S.: Appl. Phys. B **59**, 217 (1994).
- [9] Colella R., Overhauser A. W., Werner S. A.: Phys. Rev. Lett. **34**, 1472 (1975).
- [10] Audretsch J., Hehl F. W., Lämmerzahl C. in: Ehlers J., Schäfer G.: Relativistic Gravity Research. Springer Lecture Notes in Physics **410** (1992).
- [11] Bordé Ch. J. in: J. Dalibard, J.-M. Raimond, J. Zinn-Justin (Hrsg.): Fundamental systems in quantum optics, Les Houches Session LIII, North-Holland, Amsterdam 1992.
- [12] Lämmerzahl C., Bordé Ch.: Phys. Lett. A **203**, 59 (1995).
- [13] Bordé Ch. J., Karasievicz A., Tourrenc Ph.: Int. J. Mod. Phys. D **3**, 157 (1994); Lämmerzahl C.: Phys. Lett. A **203**, 12 (1995).
- [14] Audretsch J., Marzlin P.: Phys. Rev. A **50**, 2080 (1994).