

解説

原子の干渉, 回折

清水 富士夫

東京大学工学部物理工学科 〒113 東京都文京区本郷 7-3-1

(1995年6月27日受理)

Interferometry of Atoms

Fujio SHIMIZU

Department of Applied Physics, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

1. はじめに

質量がある物質粒子も光と同じように波動性をもっていることは量子力学の教えるところである。自由な物質粒子が示す波動性の実証は、Davisson と Germer による電子の Ni 結晶の表面での回折実験が最初であるが¹⁾、その数年後には Estermann と Stern が He 原子を LiF 結晶表面で回折させる実験を行っている²⁾。それ以後、電子や中性子の干渉に関係する研究はいろいろと行われてきたにもかかわらず、原子に関してはごく最近までほとんど関心をもたれなかった。これは、原子については、単なる量子力学の基礎の実証以上に興味ある研究が行える可能性がなかったことによると考えられる。速度 v で動いている質量 m の粒子の量子力学的波長 (ドブロイ波長) λ_{db} は

$$\lambda_{\text{db}} = \frac{h}{mv} \quad (1)$$

である。ここで h はプランクの定数 (6.6×10^{-34} Js) である。ドブロイ波長は室温原子の場合、原子の大きさは 10^{-10} m 程度しかない。したがって、干渉計を構成するために必要なビームスプリッター、反射鏡、レンズなどを作るのが容易でない。熱中性子も同じ程度の波長をもっているが、事情は若干異なる。中性子は物質との相互作用が弱く結晶中を透過するおかげで、結晶による回折波を利用して干渉計に必要なビームスプリッターや反射鏡を構成することができた。したがって、中性子干渉計は原子に 10 数年も先行して種々の研究が行われてきた。近年、原子遷移の自然幅の中までコントロールできる単色性の極めて高い波長可変、連続発振レーザーが比較的

手軽に使えるようになったこと、および光の波長より微細な形状の穴のあいた膜を作れるようになったおかげで、1990 年代に入り、多様な原子干渉の研究が発表されるようになった。まず、Carnal ら³⁾、および Keith ら⁴⁾ によって透過型のダブルスリットや回折格子を使った室温原子線の干渉計が作られた。Shimizu ら⁵⁾ はレーザー冷却で得られた極低温原子線で同様の実験を行い、波長の長い低速原子が原子干渉計に有用であることを示した。原子は光と比べてはるかに遅い速度で干渉計中を動くために、原子干渉計は種々の摂動に対して非常に大きな位相変化を起こし、極めて高感度の計測装置になる。

原子干渉は、質量をもった粒子であることからくる特徴に加え、豊富な内部自由度をもっていることからくる原子特有の特徴がある。原子、分子の内部状態は、もちろん、量子力学でしか記述できず、その振舞いは波動的であり、種々の干渉現象を示す。このような内部状態の振舞いは、一般に、光の吸収や放出を通して調べられるが、この際に、原子の内部状態だけでなく、原子の並進運動に伴う運動量も光子の運動量分だけ変化する。これを利用して、光の吸収、放出で原子の軌道を変化させる反射鏡やビームスプリッターを作ることができる。Borde^{6,7)} は、コヒーレントな内部状態と光の位相の干渉効果で得られる光ラムゼイ共鳴が、原子干渉計として理解できることを示した。Kasevich ら⁸⁾ は誘導ラマン効果を使って同様な干渉計を作った⁹⁾。

2. 原子ジャイロスコープ, 加速度計

まず、原子干渉計が高感度の計測機器になる例として

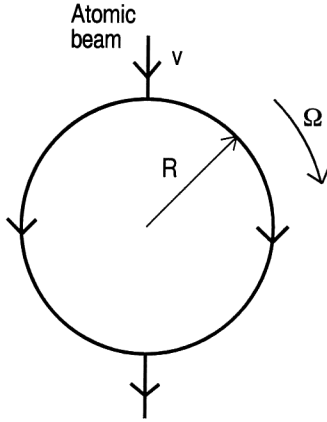


図1 回転計用干渉計の概念図

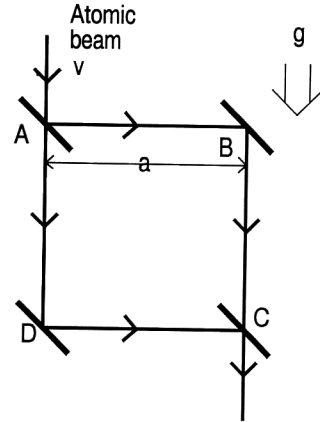


図2 マイケルソン型原子干渉計

干渉計ジャイロスコープを取り上げよう。図1のように速度 v の原子をビームスプリッターで2つに分け、それぞれ半径 R の半円周上を動かした後、再びビームスプリッターで合成したとしよう。原子が dr 動いたときの位相の進みは式(1)から $2\pi dr/\lambda_{ab} = (mv/\hbar)dr$ である。したがって、半周動く間の位相の進みは $\pi mvR/\hbar$ となる。ここで $\hbar = h/(2\pi)$ である。いま、この干渉計が角速度 Ω で回転していると、円周上での速度は $\Delta v = \Omega R$ である。すると、干渉計に固定された座標でみると右回りの原子の速度は $v - \Delta v$ 、左回りの原子の速度は $v + \Delta v$ となる。この速度変化による位相シフトは $\pm \pi m \Delta v R / \hbar$ であるから、この干渉計の位相は回転によって

$$\theta_{\omega} = \frac{2\pi m \Delta v R}{\hbar} = \frac{2\pi R^2 m \Omega}{\hbar} = \frac{2m\Omega S}{\hbar} \quad (2)$$

だけ変化する。ここで S は干渉計が囲む面積で、円形をしていなくても最後の表式が成立することが証明できる。同じ形の光の干渉計と比べてみよう。半周する間の光の位相の進みは $(2\pi)\pi R/\lambda = \pi R\omega/c$ 、干渉計が回転しているために起こるドブラーシフトは $\pm \Delta\omega = \omega \Delta v/c$ 、であるから、光干渉計の位相シフトは

$$\theta_{\omega} = \frac{2\pi R \Delta\omega}{c} = \frac{2\pi R^2 \omega \Omega}{c^2} = \frac{2\omega \Omega S}{c^2}$$

となる。すなわち、原子干渉計の位相変化は同じ面積の光干渉計に比べて

$$\frac{\theta_{\omega}}{\theta_{\omega}} = \frac{mc^2}{\hbar\omega}$$

倍大きくなる。これは、原子の静止質量エネルギーと光子のエネルギーの比であるから、 10^{10} ないし 10^{11} にも達する。

つぎに、原子干渉計を加速度計として用いたときのこ

とを考えよう。この場合、式(2)のように簡単にならず、干渉計の形によって位相シフトが異なる。図2のような1辺の長さが a の正方形のマイケルソン型干渉計を考える。A点で原子を2つに分け、一方をABCの経路、他方をADCの経路を通す。いま、加速度 g の方向が辺BCおよびADに平行であるとすると、ABCを通る原子は加速を受ける前に等速運動する辺ABを通るが、ADCを通る原子は加速された後に等速運動する辺DCを通る。加速前後における原子の速度の差は $\Delta v = gt = ga/v$ であるから、2つの経路の間の位相差は

$$\theta_{acc} = \frac{m\Delta va}{\hbar} = \frac{ma^2 g}{\hbar v}$$

である。例えば、室温のNe原子を使って、1辺1mの干渉計を作れば、重力の 10^{-4} の加速度で位相が π ずれる。位相シフトは速度に反比例するから、速度が1m/s程度のレーザー冷却された原子を使えば、さらに2桁以上大きな位相シフトが得られる。

一様な加速度だけでなく、干渉計中の原子に加わる種々の摂動も、大きな位相シフトを起こす。摂動ポテンシャル U_{int} 中にある原子は

$$\phi_v = \int \frac{U_{int}}{\hbar} dt$$

の位相変化を受ける。もし速度1m/sの原子で長さが1mの干渉計を作れば、わずかに $U_{int}/\hbar = 1$ Hz ($U_{int} = 4 \times 10^{-15}$ eV!) のポテンシャルで 2π ラジアン位の位相変化を起こす。これは原子の分極率の測定や¹⁰⁻¹²⁾、弾性散乱の際の位相シフトの測定¹³⁾ に応用されている。

3. コヒーレント光を使った原子干渉計

原子の量子力学的状態 Ψ は、内部状態 ϕ_{int} と重心運

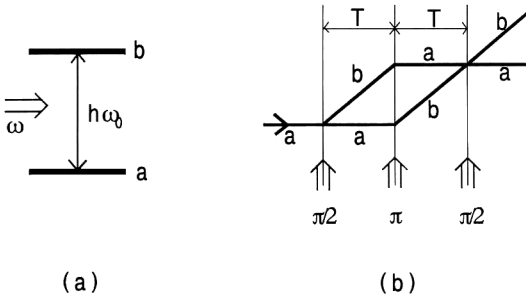


図3 光の遷移を使った原子干渉計

動の状態 ψ_{ct} の積で書ける。自由空間ではこれは正確な表現であり、重心は等速運動をする。すなわち、 ψ_{ct} は平面波 $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ となる。前節の議論は内部状態 ψ_{int} は定常で変化しないとして、スリットや回折格子が置かれた境界条件のもとでの原子の重心の波動関数 ψ_{ct} の解を求めたことに相当する。一方、原子に光を当てると内部状態 ψ_{int} が変化する。これはもちろん原子分光を行うことに相当するが、細かくみると光も運動量をもっているため、系の全運動量を保存させるように重心の波動関数 ψ_{ct} も変化する。いま、図3(a)のようにエネルギーが $\hbar\omega_0$ だけ離れた2つの内部固有状態 ψ_a, ψ_b だけに注目する。遷移の共鳴振動数 ω_0 にほぼ共鳴した振動数 ω の光 $E \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t) + c.c.$ を時間 Δt だけ照射したとする。内部状態 $\Psi = \alpha_a(t)\psi_a + \alpha_b(t)\psi_b$ の時間変化はシュレディンガー方程式から

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \alpha_a \\ \alpha_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\omega & x e^{i\theta} \\ x e^{-i\theta} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_a \\ \alpha_b \end{pmatrix}$$

で記述できる。ここで $x = \mu|E|/\hbar$, θ は電場の位相、 μ は ab 間遷移の電気双極子モーメントである。光の振動数の共鳴からのずれ $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ が x に比べて十分小さいとする。 $t=0$ で内部状態が ψ_a にいた原子は、照射後、 a と b の混合状態になるが、その係数 α_a, α_b は

$$\begin{aligned} \alpha_a &= \cos(x\Delta t) \\ \alpha_b &= -ie^{-i\theta} \sin(x\Delta t) \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ところが、内部状態が ψ_b に遷移する際には運動量 $p_{ph} = \hbar\omega/c$ の光子を1個吸収しているわけであるから原子の運動量も同じだけ変化しなければならない。もし、光が原子の運動方向と直角に入射したときには原子の運動方向は $\tan^{-1}(p_{ph}/mv)$ だけ横にずれる。一方、遷移を起こさない原子は照射後も運動方向を変えない。したがって、照射後に原子の波は、いままでどおりの方向に進む内部状態 ψ_a の波と少し傾いた方向に進む内部状態 ψ_b の波に分裂する。もし、 $x\Delta t = \pi/2$ に選んでや

ると ($\pi/2$ パルス), 振幅が等しい2つの波に分裂する。これは等分配のビームスプリッターである。また、 $x\Delta t = \pi$ になるようにすると (π パルス), 内部状態が ψ_a から ψ_b に変化するとともに進行方向を変える反射鏡として作用する。これを使って干渉計を構成するには図3(b)のようにすればよい。まず、時刻 $t=0$ に内部状態 ψ_a の原子に速度に垂直方向から $\pi/2$ パルス光を当てる。すると原子は内部状態 ψ_a と ψ_b の波に分裂する。つぎに、時刻 $t=T$ に同じ方向から π パルス光を当てる。これは最初の光パルスの4倍の強度の光を当てるか、あるいは照射時間を2倍にすればよい。すると内部状態 ψ_a の波は光子を吸収して ψ_b 状態に遷移するとともに軌道は上向きに曲げられる。一方、 ψ_b 状態にいた波は光子を誘導放出して ψ_a 状態に遷移し、軌道は逆向きに曲げられる。時間がさらに T 経過したとき2つの軌道は交差する。このときに再び $\pi/2$ パルス光を照射し、 ψ_a か ψ_b どちらかの状態にいる原子数を計測すれば、2つの経路を通ってきた原子波の干渉を観測することができる。このタイプの干渉計は、照射光束の中であれば原子がどこにいるかは問題にならない。したがって、前節の干渉計に比べて干渉に関与する原子数を増やすことが容易である。もちろん、空間的な位相変化を検出することはできないが、干渉計に加わる角速度や加速度はすべての原子に対して同一の位相変化を与える。また、時刻 $t=0$ と T の間に電場や磁場の摂動を加えると状態 ψ_a と ψ_b の間の摂動エネルギーの差、すなわち、分極率や磁気モーメントの差を測定することができる¹¹⁾。

この干渉計に加速度 \mathbf{g} が加わっているときの位相変化を計算しよう。加速度が加わると原子の古典的軌道は変化する (図4)。原子の位相の進みは古典的軌道に沿って

$$\phi = \int \frac{\mathbf{p}}{\hbar} d\mathbf{l} - \int \frac{\mathcal{E}}{\hbar} dt + \phi_{tr} \quad (4)$$

で与えられる。ここで \mathbf{p} は原子の古典的運動量、 \mathcal{E} は全エネルギーである。また、 ϕ_{tr} は光が当たって内部状態が遷移する際の位相の飛びである。2つの経路 ABD と ACD について ϕ を計算し、差を取ると式(4)の最初の2項はキャンセルして消えて最後の項からの寄与のみが残る、

$$\Delta\phi = \mathbf{k}\mathbf{g}T^2$$

となる。この式は原子の波数の関係する質量 m や速度 v と無関係である。この式の位相差は加速度による位置の変化 $\mathbf{g}T^2$ を光の波長で割った形をしている。このタイプの干渉計が原子の位置 (あるいは運動) の変化を光

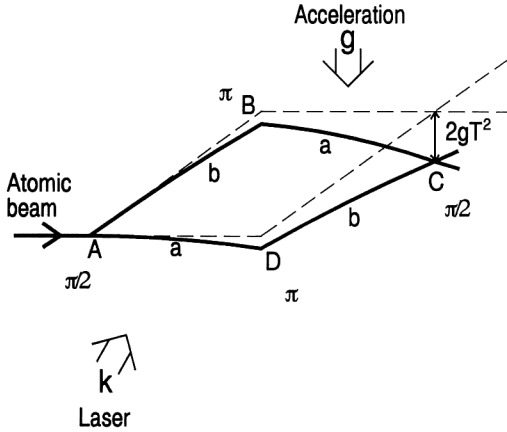


図4 光遷移を使った原子干渉計による加速度測定

の波長を使って計測することに相当しているからである。この干渉計は原子の速度や位置には制限がないが、光の位相は測定時間 $2T$ を通して一定に保たれていなければならない。これは非常に周波数安定度のよいレーザー光源が必要なことを意味する。これを緩和するためには、直接遷移よりも誘導ラマン遷移を使う方法が有効である⁸⁾。ラマン遷移ならば、周波数安定度は誘導ラマン遷移に使う2つの光の相対位相が一定に保たれるだけでよい。一方波数ベクトルは、2つの光を反対方向から照射すれば加算される。したがって、位相シフトは

$$\Delta\phi = (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)gT^2$$

となる。

4. 光ラムゼイ分光

ラムゼイ分光はラジオ波遷移を高分解能で測定する原子(分子)線分光法である。原子線上の離れた2点で互いに位相関係が一定のコヒーレントな電磁波を作用させる。原子が2点間を通過する時間を T_{tr} とする。最初の点での相互作用の強さを $\pi/2$ パルスになるようにすると原子は ϕ_a と ϕ_b 状態が半分ずつ混ざったコヒーレントな混合状態になり、振動数 ω_0 で振動する分極が生じる。2つめの点の電磁波による遷移確率は、この分極の位相と電磁波の位相の差で変化するから、電磁波の振動数を変化させたとき、 $2\pi/T_{tr}$ の振動数で振動する。したがって、1点での相互作用時間が短くても、2点間の通過時間の逆数の周波数分解能が得られる。残念ながら光領域の遷移に対してはこの方法をそのまま適用することはできない。なぜなら、原子の軌跡が横方向に波長の半分ずつで2点での位相関係が逆転してしまうからである。原子の軌跡がずれても最終的な位相関係が変化

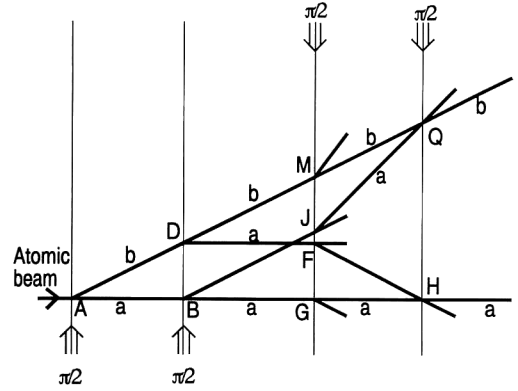


図5 干渉計としてみた光ラムゼイ共鳴

しないような光の当て方がいろいろ工夫され、光ラムゼイ分光法と呼ばれているが、これが光による原子波の分割と合成を伴った原子干渉計になっていることが認識されるようになった。

光ラムゼイ分光の代表的な方法を図5に示す⁹⁾。原子線の横方向から間隔 d をおいて2つの $\pi/2$ パルスを送る(実際には光は定常的で、原子が通過する時間と光強度を調整して $\pi/2$ パルスになるようにする)。さらに原子線の下流で最初の光とは逆方向からやはり d の $\pi/2$ パルスを送り、4つの相互作用領域を通過してきた原子の a または b 状態の確率を測定する。光が当たった各点で原子の軌道は2つに分裂するが最終的に2つの多角形、ABJQとADFHができることがわかる。これらは2つの独立な干渉計になっている。この位相差を前節の方法にならって計算すると

$$\Delta\phi = 2(\omega - \omega_0)T \pm \frac{\hbar k^2}{2m} T \quad (5)$$

となる。ただし $T = d/v$ である。 ω を掃引したとき $\Delta\phi = 0$ となるところが分光の共鳴周波数であるから

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{\hbar k^2}{2m}$$

となり、振動数が $\hbar k^2/m$ だけ離れた2つのピークができる。この差は原子が光子を吸収するときの反跳エネルギーの2倍で、リコイルダブレットと呼ばれている。これは、式(5)からわかるように、 \hbar/m の精密測定法に適用することができる。Weissらは図5の第2, 第3パルス間に π パルスを上下から交互に送って、Q点とH点の間隔を広げて精度をあげた測定を行っている¹⁴⁾。

Riehleらはこの光ラムゼイ共鳴装置を回転させてジャイロスコープとして働くことを示した⁷⁾。回転による位相シフトは式(2)の面積 S に図5の多角形の面積を

代入して

$$\Delta\phi = 2\Omega kvT(T+T')$$

となる。ここで T' は2番目と3番目の $\pi/2$ パルスの時間間隔で、その長さは図5のHQの間隔を変えず、したがって、リコイルダプレットや \hbar/m の測定には影響しない。位相シフトを共鳴周波数の変化として測定する場合には、 $\Delta\phi=0$ から

$$\Delta\omega = \Omega kl$$

となる。ただし、 l は第2光と第3光の間隔である。この式も原子の波長に関係する量が含まれていないことに注意されたい。

5. 干渉による原子の制御

前節まで原子干渉計の高精度計測法としての効用を述べてきた。原子干渉は原子の位置や運動を制御する手段としても用いることができる。光の定在波や SiN の透過型回折格子を使った回折の実験は干渉効果のデモンストラーションとして最初に行われた研究である⁹⁾。回折波を回折格子から十分離れた位置で観測する場合は、1本の原子線を回折次数の異なった複数本の原子線に分割するビームスプリッターと考えるとよいが、近くのフレネル回折領域で観測する場合は原子分布の周期的構造を作るデバイスと考えることができる。光の定在波による回折の場合、光の振動数が原子の共鳴振動数より小さいと、原子は光双極子力によって電場の強い方へ曲げられる。また、大きい場合には光の弱い方、定在波の節の方に曲げられる。いずれの場合にも、半波長間隔で一次元の収束レンズを並べたのと同じことで、光の波長の半分を周期とした原子のストライプ構造を作ることができる。また収束作用をもたない回折格子の場合でも、適当な距離で観測すれば干渉によって格子の周期、あるいはその整数倍の周期の構造を作ることができる。

単なる回折格子の代りにもっと複雑な穴の開いた膜を用意すれば、ほとんど任意のパターンを作れるはずである。このためには光におけるホログラフィーの原理を使えばよい。光を実際に干渉させて作ったホログラムは透過率が連続的に変化しているので、同様のものを原子で作るのは若干困難と考えられる。しかし、計算機ホログラムでは完全透過部分と遮蔽部分に二値化したパターンで近似的に波面を再現することが行われている。このようなホログラムはそのまま原子波のホログラムとして用いることができるはずである。いままでに、複雑なパターンを描かせた報告はないが、Mlynek らは金箔上に同心円状スリットを開けたフレネルレンズで原子線の収束

実験を行っている¹⁵⁾。

6. おわりに

原子の干渉は精密計測技術や原子制御のような技術的な目的だけでなく、物理の基礎的法則を実証するための実験材料としても有用である。原子の干渉自体、個々の運動を“目で追いかけることのできる”物体も量子力学の法則に従うことの証明であるが、内部状態の遷移に伴う自然放出過程と組み合わせて量子力学の観測の問題に取り組むことも可能であろう^{16,17)}。Stern-Gerlach の実験のバリエーションによって波動関数の位相と物体に加わるポテンシャルの関係を調べることもできる^{18,19)}。また、加速度計としての精度があがれば、量子力学的物体と重力場との関係を精緻に調べることができるようになるだろう。

いままでは1個の原子の波動性についての解説であった。2個以上の粒子の間の相互干渉効果の実験は、いままで、光子に限られてきた。これは、多粒子の干渉効果の研究には1つの空間モードの中に2個以上の粒子が存在しなければならないからで、このような状態を実現できるのは、ラジオ波かレーザーに限られていた理由による。近年のレーザー冷却技術の進歩により原子気体でも同様な実験ができる条件ができつつある。ごく最近、Cornell らは Rb 原子の磁場トラップ中でボーズ凝縮を起こしていると考えられる実験結果を得ている²⁰⁾、Shimizu らは極低温 Ne 原子線の強度相関の実験を行っている²¹⁾。

以上のように、最近の実験技術の向上により、原子干渉は基礎物理研究上からも技術的応用の点からも興味ある対象となっている。そして興味ある研究を可能にしている最も重要な実験技術は量子エレクトロニクスに代表される光学技術である。

文 献

- 1) C. Davisson and L. H. Germer: "The scattering of electrons by a single crystal of nickel," *Nature*, **119** (1927) 558-560.
- 2) I. Estermann and O. Stern: "Beugung von Molekularstrahlen," *Z. Phys.*, **61** (1930) 95-125.
- 3) O. Carnal and J. Mlynek: "Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2689-2692.
- 4) D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette and D. E. Pritchard: "An interferometer for atoms," *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2693-2696.
- 5) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: "Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms," *Phys. Rev. A*, **46** (1992) R17-R20.

- 6) Ch. J. Borde: "Atomic interferometry with internal state labelling," *Phys. Lett.*, **A140** (1989) 10-12.
- 7) F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Vh. J. Borde: "Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 177-180.
- 8) M. Kasevich and S. Chu: "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions," *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 181-184.
- 9) 原子干渉計に関しては以下の特別号も参照されたい, J. Mlynek, V. Balykin and P. Meystre eds.: Special Issue on Optics and Interferometry with Atoms, *Appl. Phys. B*, **54** (1992) 321-485.
- 10) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: "Stark phase shift and deflection in the ultracold atomic interferometer," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31** (1992) L436-L438.
- 11) V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Muller and E. Ertmer: "Atom-interferometric determination of the DC-stark shift by the Mg-intercombination line," *Opt. Commun.*, **99** (1993) 172-176.
- 12) D. E. Pritchard, C. R. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M. S. Chapman and T. D. Hammond: "Atom interferometry," *AIP Conf. Proc.*, **290** (1994) pp. 61-66.
- 13) J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, S. Wehinger and D. E. Pritchard: "Index of refraction of various gases for sodium matter waves," *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 1043-1047.
- 14) D. S. Weiss, B. C. Young and S. Chu: "Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2706-2709.
- 15) O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, H. Takuma and J. Mlynek: "Imaging and focusing of atoms by a Fresnel zone plate," *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 3231-3234.
- 16) J. F. Clauser and L. Shifang: "Heisenberg microscope, decoherence atom interferometry," *Phys. Rev. A*, **50** (1994) 2430-2433.
- 17) T. Pfau, S. Spalter, Ch. Kurtsiefer, Cr. Ekstrom and J. Mlynek: "Loss of spatial coherence by a single spontaneous emission," *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 1223-1226.
- 18) S. Nic Chormaic, Ch. Miniatura, O. Gorceix, B. Viaris de Lesegno, J. Robert, S. Feron, V. Lorent, J. Reinhardt, J. Baudon and K. Rubin: "Atomic Stern-Gerlach interferences with time-dependent magnetic fields," *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994) 1-4.
- 19) T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin, O. Carnal and J. Mlynek: "Experimental demonstration of the optical Stern-Gerlach effect," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 1996-1999.
- 20) M. A. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Mathews, C. E. Wieman and E. A. Cornell: "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor," *Science*, **269** (1995) 198.
- 21) F. Shimizu and M. Yasuda: "Intensity correlation of an ultracold neon atomic beam," *Twelfth International Conference on Laser Spectroscopy*, Capri, Italy (1995) to be published.