

Orsay
n° d'ordre

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir
Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

par
Constance VALENTIN

Sujet:

**Manipulations non-cohérente et cohérente
d'un jet atomique de césium par laser:**

**Mélasses optiques dans un champ magnétique
et transfert adiabatique de population.**

Soutenue le 12 janvier 1994 devant la commission d'examen

M. Jacques BAUDON
M. Jean DALIBARD
M. Michel DESAINTFUSCIEN
M. Jean-Marie GAGNE
M. Pierre PILLET
Mme Fernande VEDEL

A mon père

A la mémoire de Brigitte, Marie-Thérèse et Jacques

Remerciements

Que les enseignants de Paris VII et du magistère qui, dans une excellente ambiance, m'ont fait aimer la physique (les professeurs Jean KLEIN, Danielle LEDERER, Georges LEVY ...) trouvent ici l'expression de mon souvenir reconnaissant.

Mes remerciements vont aussi à M. le Professeur Jacques BAUCHE, qui a bien voulu m'accepter dans son DEA, ainsi qu'à Madame Catherine BRECHIGNAC qui m'a accueillie dans son laboratoire.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. Pierre PILLET, qui a su diriger avec grande compétence, patience et disponibilité les travaux de cette thèse tant sous l'aspect expérimental que sous l'aspect théorique.

Que M. le Professeur Jacques BAUDON et M. Jean DALIBARD, directeur de recherche trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. J'exprime aussi toute ma gratitude aux autres membres du jury: M. le professeur Michel DESAINTFUSCIEN, Mme le Professeur Fernande VEDEL et M. le professeur Jean-Marie GAGNE. Que ce dernier soit aussi remercié pour l'excellent accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire à Montréal.

Je remercie tous les membres de l'équipe des atomes froids et plus particulièrement M. Jin YU pour ses qualités pédagogiques de la recherche expérimentale et des interprétations physiques. Que mon amie Marie-Claude GAGNE trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour son soutien moral lors de l'apprentissage difficile du métier de chercheur. Je remercie aussi Mme Laurence PRUVOST pour les nombreux conseils qu'elle m'a prodigués notamment lors de la rédaction de cette thèse.

Merci aussi à Mme Geneviève HUBBARD pour sa très grande gentillesse et la qualité des figures, et de façon générale à toutes les personnes du laboratoire pour les nombreux services rendus et surtout pour leurs grandes qualités humaines.

Je n'oublie pas Setra de qui j'ai beaucoup appris et dont j'ai particulièrement apprécié l'immense sagesse, ainsi que les chercheurs et thésards avec qui j'ai eu des discussions très fructueuses.

Et bien sûr, une grande part de mérite va à M. Philippe PESTEL qui a mis à ma disposition ses qualités de dessinateur, ainsi qu'une aide quotidienne tout au long de la rédaction de cette thèse. Je le remercie du fond du cœur.

Introduction générale

La lumière permet d'agir sur le mouvement des atomes par échange d'impulsion entre photons et atomes lors des cycles absorption - émission. En 1619, Kepler avait déjà attribué l'orientation de la queue des comètes à la pression de radiation exercée par le soleil. La première expérience de manipulation d'atomes à l'aide de la lumière fut réalisée par Frisch en 1933 [FRI33]. Elle mit en évidence la déviation d'un jet de sodium en utilisant une lampe à décharge de sodium. Cette expérience de "pousse-atome" a été reprise plus tard toujours sur le sodium mais de manière plus quantitative par Piqué et Vialle en 1972 avec une lampe spectrale [PIC72], puis en 1976 avec des faisceaux lasers [PIC76]. En 1950, Kastler avait développé l'idée de refroidir les atomes à l'aide de pompage optique pour réaliser un effet "lumino-frigorifique" [KAS50]. Il faut cependant attendre cette dernière décennie pour que les techniques de manipulation d'atomes par laser connaissent un développement extrêmement rapide [JOS85 et 89]. On a depuis démontré qu'il était possible de ralentir, de piéger et de refroidir des atomes jusqu'à des températures proches du microKelvin. Les applications du refroidissement d'atomes neutres par laser sont nombreuses et vont de la métrologie avec la possibilité de réaliser des horloges plus performantes en utilisant un jet de césium ralenti [YU91] ou une fontaine atomique [KAS89 et CLA91], à leur utilisation dans de nouveaux domaines de physique fondamentale tels que la recherche d'effets quantiques collectifs dans les pièges magnéto-optiques [HEM93], la canalisation des atomes dans une onde stationnaire [SAL87 et AND89], l'optique non-linéaire [SLU85, GRI91, TAB91 et VER93], l'interférométrie atomique [CAR91, KEI91, RIE91, KAS91, ROB91, SHI91, SHI92 et OPT92] ou les collisions entre atomes ultra-froids [GOU88 et GAL89].

Dans de nombreux mécanismes de refroidissement d'atomes, la modification du mouvement atomique est due à une succession d'un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée, dits cycles de fluorescence. Ces cycles de fluorescence permettent d'exercer sur les atomes, une force dissipative de pression de radiation. Ce sont ces mécanismes qui permettent de réaliser des jets ralentis et refroidis [PHI85, PRO85 et ERT85], des mélasses optiques [CHU85, LET88, WEI89, SHE90, VAL92 et STE92], ou des pièges magnéto-optiques obtenus à partir d'un jet [RAA87, SES89] ou en cellule [MON90 et GRI91].

Les cycles de fluorescence entre deux niveaux de l'atome sont donc à la base du refroidissement Doppler. En général, l'atome étudié possède dans son état fondamental une structure en sous-niveaux Zeeman, qui peut conduire à un effet de refroidissement sub-Doppler. Le chapitre II est consacré à l'étude de ce type de mécanisme responsable des très basses températures mesurées pour des échantillons d'atomes confinés dans des mélasses optiques [SAL90]. Les principes du mécanisme de

refroidissement sub-Doppler sont plus complexes que celui du refroidissement Doppler. Pour les comprendre, il faut tenir compte de la structure interne de l'atome, des effets de pompage optique entre sous-niveaux Zeeman dans le fondamental, de leur déplacement lumineux, des gradients de polarisation de la lumière... La structure de l'état fondamental de l'atome peut conduire à des effets de pompage optique entre sous-niveaux Zeeman dont les temps caractéristiques à basse puissance laser peuvent être plus longs que le temps d'émission spontanée. L'état atomique interne peut évoluer avec le mouvement du centre de masse de l'atome en présentant des effets d'hystérésis importants, responsable d'une force de friction plus efficace que celle des mélasses Doppler. Ainsi, un atome en mouvement dans un gradient de polarisation du champ électromagnétique présente un processus de refroidissement sub-Doppler, appelé effet Sisyphe en référence à la mythologie grecque. Cet effet a été étudié très en détail, notamment dans le cas à une dimension [DAL89-2]. Quand nous avons débuté le travail de cette thèse, notamment en ce qui concerne les résultats du chapitre II, les processus de refroidissement sub-Doppler avaient déjà été étudiés et compris. Nous avons réalisé une étude systématique des processus de refroidissement sub-Doppler dans des mélasses à une dimension pour différentes configurations laser et différentes transitions. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux mélasses induites par un champ magnétique et plus généralement au rôle d'un champ magnétique sur une mélasse. Ces effets n'avaient pas encore été étudiés au commencement de cette thèse. Ils l'ont été parallèlement par H. Metcalf et al [SHE90] et par O. Emile et al [EMI93]. Les transitions de type $j \rightarrow j - 1$, qui ne donnent généralement pas lieu à des effets de mélasse Doppler et de ce fait n'avaient pas été étudiées expérimentalement, ont aussi fait l'objet de ces expériences. Tous ces mécanismes et leurs applications permettent de manipuler des atomes neutres avec des faisceaux lasers. Ils peuvent permettre d'imaginer l'équivalent d'éléments optiques (miroirs, lentilles...) pour réfléchir, focaliser... un jet atomique un peu comme on peut le faire pour un faisceau laser. On peut commencer à parler d'une optique géométrique à atomes (ou "optique géométrique atomique" [NEL90, RII90, SHA91 et YU93]). Ce thème de recherche se développe rapidement actuellement, aussi en utilisant d'autres mécanismes comme la réflexion d'atomes sur une onde évanescente [FER93].

Au cours des mécanismes de refroidissement, l'émission spontanée détruit cependant toutes les cohérences internes de l'atome. Les "éléments d'optique" que l'on peut imaginer sont donc fondamentalement non-cohérents. Il n'est donc pas possible en utilisant de tels processus de développer une optique dite cohérente ou optique ondulatoire atomique. Une telle optique est intéressante pour une utilisation dans des expériences d'interférométrie atomique [KAS91]. Il est donc important d'étudier d'autres types de mécanismes pour manipuler des atomes à l'aide de faisceaux lasers de manière

cohérente. Pour cela, il faut s'affranchir de l'émission spontanée qui détruit les cohérences internes de l'atome. On peut imaginer limiter l'émission spontanée à un seul cycle [BOR89]. Un interféromètre atomique dans une configuration d'expérience de franges de Ramsey a ainsi pu être réalisée [RIE91]. Des cycles d'absorption + émission stimulée peuvent aussi permettre de manipuler des atomes neutres par redistribution des photons d'un faisceau laser vers un autre. Cette manipulation ne détruit pas les cohérences internes de l'atome. Elle pourra donc être cohérente si toute émission spontanée est éliminée. Ceci peut en particulier être obtenu en se plaçant nettement hors résonance. Un interféromètre atomique mettant en jeu des transitions Raman stimulées a pu être utilisé dans une telle configuration [KAS91]. Le chapitre III de ce travail est consacré à la présentation et à l'étude d'un processus nouveau, dit de transfert adiabatique, qui pourrait s'avérer très efficace pour manipuler des atomes neutres de manière cohérente. Un tel phénomène est basé sur l'existence d'états non couplés au champ de rayonnement. Si l'évolution de l'atome peut suivre de manière adiabatique celle du champ électromagnétique, on peut faire évoluer l'état interne de l'atome sans jamais produire d'excitation de l'atome et donc sans produire d'émission spontanée. Au commencement de l'étude exposée au chapitre III, K. Bergmann et al [GAU90] avait mis en évidence un tel effet dans le cas d'un système à trois niveaux disposés en Λ . Nous avons généralisé cet effet au cas des systèmes multi-niveau, correspondant à des transitions de type $j \rightarrow j$. Le changement de l'état du système peut aussi s'accompagner d'un transfert de moment aux atomes [MAR91]. Il devient ainsi possible de modifier le mouvement des atomes en absence d'émission spontanée et donc de manière cohérente. Nous verrons qu'il devient possible de concevoir des éléments d'optique cohérente tels qu'un miroir à atomes ou même une lame semi-réfléchissante atomique.

Cette thèse décrit donc deux expériences distinctes, exposées en détail dans les chapitres II et III. Les mécanismes mis en cause dans ces expériences sont très différents. On peut cependant rapprocher ces deux expériences par le fait qu'elles peuvent conduire à la possibilité de manipuler des atomes neutres avec des faisceaux lasers dans un cas d'une manière non-cohérente et dans l'autre cas, d'une manière totalement cohérente. Les expériences que nous allons décrire dans cette thèse concernent donc la manipulation d'un jet d'atomes de césium dans une de ses dimensions transverses. Ce travail comporte trois chapitres:

Le chapitre I est consacré à l'exposé des notions essentielles pour décrire les forces exercées sur des atomes plongés dans deux ondes lumineuses se propageant dans le même sens ou en sens inverse. Pour illustrer ce chapitre, nous étudions de façon qualitative deux exemples simples qui nous permettent d'introduire les chapitres suivants: l'un concerne la mélasse "sub-Doppler" induite par un champ magnétique et l'autre le transfert adiabatique de population dans un système à trois niveaux disposés en Λ .

Le chapitre II rapporte une étude expérimentale systématique des mélasses sub-Doppler pour diverses configurations de polarisation des faisceaux lasers et du champ magnétique appliqué. Nous comparons les résultats obtenus pour les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium. Les différentes configurations de polarisation donnent lieu en plus des effets de mélasse Doppler à des effets de refroidissement sub-Doppler dans les mélasses Sisyphes (lin \perp lin), dans les mélasses d'"orientation induite par le mouvement" ($\sigma^+ - \sigma^-$) ou dans des mélasses induites par un champ magnétique. Les propriétés de ces mélasses ont aussi été étudiées lorsque l'on applique dans la zone de mélasse un champ magnétique statique. Des effets de "mélasses en mouvement" ont pu être mis en évidence, offrant de nombreuses possibilités pour manipuler un jet atomique.

Le chapitre III présente les expériences de transfert adiabatique dans des systèmes à plusieurs niveaux dits multi- Λ comme celui correspondant à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium dans une configuration du champ électromagnétique $\sigma^+ - \sigma^-$. Nous verrons que ce type de transfert est basé d'une part sur l'existence d'états non couplés au champ électromagnétique (résonance noire) et d'autre part sur une évolution adiabatique de l'état de l'atome suivant la variation du champ électromagnétique. Nous exposerons les résultats obtenus pour des transferts de population. L'efficacité du transfert est limitée par la présence des autres niveaux hyperfins. Une étude théorique du transfert adiabatique pour des transitions $j \rightarrow j$ permet de bien comprendre l'efficacité et les limitations du transfert adiabatique. Parallèlement au transfert adiabatique de population, il est également possible d'obtenir le transfert de plusieurs $\hbar \vec{k}$ de la lumière à l'atome. Cet effet a pu être mis indirectement en évidence. Il devient possible d'imaginer un dispositif qui permet de dévier de façon cohérente un jet atomique pour réaliser un miroir atomique ou même de le séparer en deux afin de réaliser une lame semi-réfléchissante cohérente. Nous discutons ces possibilités à la fin de ce chapitre.

Références

- [AND89] A. Anderson, M. Boshier, S. Haroche, E. Hinds, W. Jhe and D. Meschede in *Atomic Physics 11*, p 626 S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg eds., World Scientific, Singapore (1989)
- [BAL88] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov and A. I. Sidorov *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2131 (1988)
- [BER81] A. F. Bernhardt and B. W. Shore, *Phys. Rev. A* **23**, 1290 (1981)
- [BOR89] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989)
- [CAR91] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991)
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkins, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
- [CLA91] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W.D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991)
- [COO82] R. J. Cook and R. K. Hill, *Optics. Comm.* **43**, 258 (1982)
- [EMI93] O. Emile, Thèse de doctorat, Université Paris XI (1993)
- [ERT85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985)
- [FRI33] O. R. Frisch, *Zs Phys* **86**, **42** (193)
- [GAL89] Alan Gallagher and David E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989)
- [GAU90] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990)
- [GOU88] P. L. Gould, P. D. Lett, P. S. Julienne, W. D. Phillips, H. R. Thorsheim and J. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 788 (1988)
- [GRI91] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J. - Y. Courtois and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149 (1991)
- [HEM93] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **21**, 445 (1993)
- [JOS85 et 89] Deux références générales sont conseillées: *Journal of the Optical Society of America* **B2** (1985) et **B6** (1989)
- [KAS50] A. Kastler, *J. Phys et Radium*, 255 (1950)
- [KAS89] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. de Voe, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989)
- [KAS91] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
- [KEI91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)
- [LET88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)

- [MAR91] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, Phys Rev A **44**, 4118 (1991)
- [MON90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- [NEL90] J. Nellesen, J. Werner and W. Ertmer, Opt.Comm. **78**, 300 (1990)
- [OPT92] Optics and Interferometry with Atoms (special issue), Appl. Phys. B **54**, 321-485 (1992)
- [PHI85] W. D. Phillips, J. V. Prodan and H. J. Metcalf, J.O.S.A. **B2**, 1751 (1985)
- [PIC72] J. -L. Picqué and J. -L. Vialle, Opt. Commun. **5**, 402 (1972)
- [PIC76] J. -L. Picqué and J. -L. Vialle, Opt. Commun. **16**, 166 (1976)
- [PIL93] P. Pillet, C. Valentin, R. -L. Yuan, and J. Yu, Phys. Rev. A **48**, 845 (1993)
- [PRO85] J. V. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, 992 (1985)
- [RAA87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [RIE91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Ch. - J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991)
- [RII90] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler, and Steven Chu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1658 (1990)
- [ROB91] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski and J. Baudon, Europhys. Lett. **16**, 29 (1991)
- [SAL87] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf and C. Cohen-Tannoudji Phys. Rev. Lett. **59**, 1659 (1987)
- [SAL90] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, Europhys. Lett. **12**, 309 (1990)
- [SES89] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961(1989)
- [SHA91] S. -Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. van der Straten and G. Nienhuis Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991)
- [SHE90] B. Sheehy, S. -Q. Shang, P. van der Straten, S. Hatamian, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **64**, 858 (1990)
- [SHI91] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, post deadline poster à Tenth International Conference on Laser Spectroscopy, Font-Romeu (1991)
- [SHI92] F. Shimizu, Phys. Rev. A **46**, pR 17 (1992)
- [SLU85] R. Slusher, L. Hollberg, B. Yurke, J. Mertz and J. F. Valley Phys. Rev. Lett. **55**, 2409 (1985)

- [STE92] A. Steane, G. Hillenbrand and C.J. Foot - Journal of Phys B At., Mol. and Opt. Phys. **25**, 4721 (1992)
- [TAB91] J. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. Lee and H.J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **66**, 3245 (1991)
- [VAL92] C. Valentin, M. -C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, Europhys. Lett. **17**, 133 (1992)
- [VER93] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, J. - Y. Courtois, G. Grynberg and C. Cohen-Tannoudji, à paraître
- [WEI89] David S. Weiss, Erling Riss, Yaakov Shevy, P. Jeffrey Ungar, and Steven Chu, J.O.S.A. **B6**, 2072 (1989)
- [YU91] J. Yu, S. Guellati, M. -C. Gagné, A. Clairon and J. -L. Picqué, Optics Comm. **82**, 27 (1991)
- [YU93] Jin Yu, Marie-Claude Gagné, Constance Valentin, Saïda Guellati, Jouda Djemaa, Ruling Yuan, and Pierre Pillet, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **42**, 109 (1993)



chapitre I

**La dynamique des degrés de liberté externes
dans l'interaction matière - rayonnement.**

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased from 10.5 million to 13.5 million (13.5% of the population).

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for doing so in the White Paper on *Ageing Better: Our Future* (Department of Health 2000). This paper sets out the context of the research, and the objectives of the study.

Background

The White Paper on *Ageing Better: Our Future* (Department of Health 2000) sets out a strategy for addressing the needs of older people. It identifies a number of key areas for action, including: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

The White Paper also identifies a number of key challenges that need to be addressed in order to achieve these objectives. These include: (1) the need to address the health inequalities that exist between different groups of older people; (2) the need to address the social inequalities that exist between different groups of older people; and (3) the need to address the inequalities in the support available to different groups of older people.

The White Paper also identifies a number of key actions that need to be taken in order to address these challenges. These include: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

The White Paper also identifies a number of key areas for action, including: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

The White Paper also identifies a number of key challenges that need to be addressed in order to achieve these objectives. These include: (1) the need to address the health inequalities that exist between different groups of older people; (2) the need to address the social inequalities that exist between different groups of older people; and (3) the need to address the inequalities in the support available to different groups of older people.

The White Paper also identifies a number of key actions that need to be taken in order to address these challenges. These include: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

The White Paper also identifies a number of key areas for action, including: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

The White Paper also identifies a number of key challenges that need to be addressed in order to achieve these objectives. These include: (1) the need to address the health inequalities that exist between different groups of older people; (2) the need to address the social inequalities that exist between different groups of older people; and (3) the need to address the inequalities in the support available to different groups of older people.

The White Paper also identifies a number of key actions that need to be taken in order to address these challenges. These include: (1) the need to improve the health and well-being of older people; (2) the need to improve the quality of life of older people; and (3) the need to improve the support available to older people.

Le but de ce chapitre est d'introduire les notions et les notations que nous allons utiliser tout au long de ce travail. Les expériences de mélasse ou de transfert adiabatique, menées au cours de ma thèse, se rapportent au problème de "manipulation" d'un jet atomique de césium dans une de ses dimensions transverses. La partie I - 1 de ce chapitre introduit les notions les plus importantes du formalisme des aspects dynamiques et mécaniques dans l'interaction matière-rayonnement dont nous aurons besoin pour l'interprétation de nos expériences. Pour faire entrer le lecteur plus précisément dans le sujet de cette thèse et introduire les chapitres II et III, nous traitons brièvement à la fin de ce chapitre deux exemples simples de "manipulation" d'atomes à l'aide de faisceaux lasers. Le paragraphe I - 2 considère le cas d'une mélasse sub-Doppler dans une configuration d'onde stationnaire polarisée circulairement en présence d'un champ magnétique statique (phénomène de mélasse induite par champ magnétique). Le paragraphe I - 3 présente le processus de transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement dans le cas d'un système à trois niveaux disposés en Λ .

I - 1 - LE SYSTEME ATOME - CHAMP LASER

Dans ce paragraphe, nous exposons le formalisme permettant de décrire un système atomique en interaction avec deux champs électromagnétiques parallèles se propageant en sens inverse ou éventuellement dans le même sens. Dans les expériences que nous décrivons dans ce travail, la direction Oz de propagation des champs laser est toujours perpendiculaire à celle Ox du jet atomique comme indiqué sur la figure I - 1 - 1.

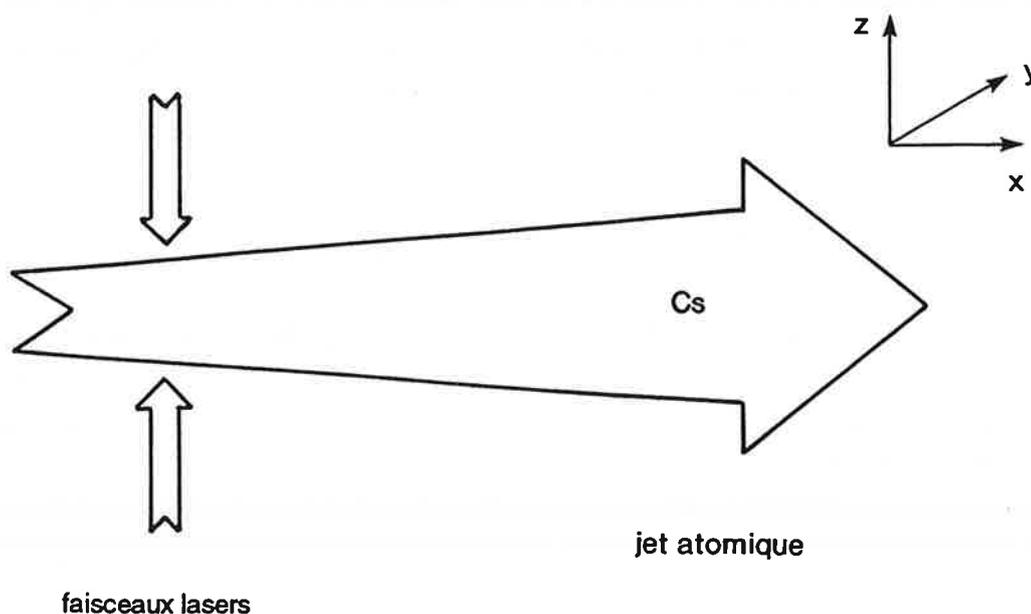


Figure I - 1 - 1 - Représentation schématique du dispositif expérimental.

Le temps d'interaction τ_I des atomes avec les ondes lasers est déterminé par la largeur spatiale Δ_x des faisceaux lasers et par la vitesse longitudinale v_x des atomes du jet: $\tau_I = \Delta_x / v_x$ (v_x n'est pas affectée dans nos expériences).

Par la suite, nous donnons l'expression du Hamiltonien d'interaction pour différentes configurations de polarisations des lasers que nous devons considérer, et nous introduisons les approximations nécessaires pour résoudre les nombreux problèmes que nous aurons à traiter.

Le premier paragraphe (§ I - 1 - 1) est consacré à la description de l'atome de césium isolé ou en présence d'un champ magnétique. Dans le deuxième paragraphe (§ I - 1 - 2), nous décrivons l'interaction de cet atome avec des champs électromagnétiques pour différentes configurations de polarisations des champs lasers. Le paragraphe I - 1 - 3 présente les équations d'évolution pour un système atome - champ laser que l'on a décrit précédemment dans le formalisme de la matrice densité. Dans le quatrième paragraphe (§ I - 1 - 4), nous écrivons les équations d'évolution pour le même système mais dans le formalisme de la fonction d'onde.

I - 1 - 1 - Description du système atomique

Toutes les expériences que nous décrirons dans la suite de ce travail ont été réalisées avec des atomes de césium. Le premier paragraphe (1 - a) permet de décrire la structure de cet atome et son moment dipolaire électrique. Le second paragraphe (1 - b) traite l'interaction d'un atome avec un champ magnétique statique.

1 - a - Atome isolé

L'atome de césium possède une structure hyperfine (le spin nucléaire est demi-entier, $I = 7/2$), représentée sur la figure I - 1 - 2 pour les niveaux 6s et 6p. Nous avons toujours considéré des transitions entre niveaux hyperfins de la raie de résonance D_2 ($6s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p \ ^2P_{3/2}$).

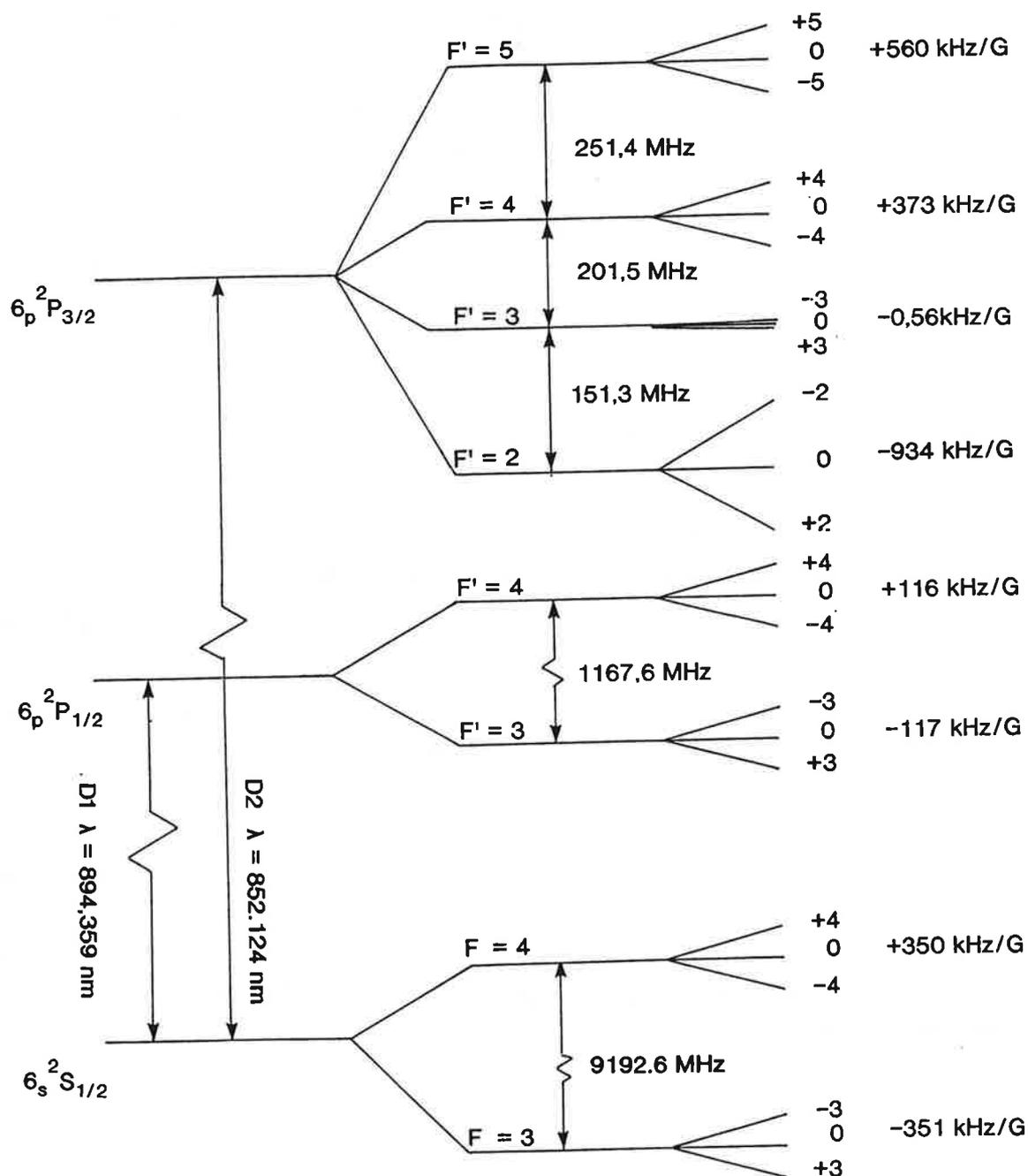


Figure I - 1 - 2 - Diagramme d'énergie des raies D₁ et D₂ de l'atome de césium. Transitions entre niveaux hyperfins et fréquences Zeeman des sous-niveaux hyperfins.

Nous présentons ici la description de l'atome de césium que nous utilisons pour l'interprétation de nos expériences. Nous serons aussi amenés à nous limiter à des transitions élémentaires plus simples et suffisantes pour comprendre la "physique des phénomènes". Considérons le cas d'une transition hyperfine notée $F \rightarrow F'$ de la raie D_2 .

Dans la base des niveaux hyperfins de l'atome de Césium $\{|F, m_F\rangle\}$, le moment dipolaire peut s'écrire pour la transition $F \rightarrow F'$:

$$\vec{d} = \sum_{m_F, m'_F} \vec{d}_{F', m'_F; F, m_F} |F', m'_F\rangle \langle F, m_F| + \text{h.c.} \quad (\text{I-1-1})$$

avec $\vec{d}_{F', m'_F; F, m_F} = \langle F', m'_F | \vec{d} | F, m_F \rangle$

Utilisant le théorème de Wigner-Eckart, cette expression devient:

$$\vec{d}_{F', m'_F; F, m_F} = \sum_{q=0,+1,-1} (-1)^{F+m_F} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix} \langle F' || e r^{(1)} || F \rangle \hat{e}_q^* \quad (\text{I-1-2})$$

où l'on reconnaît un symbole 3-j et où $\langle F' || e r^{(1)} || F \rangle$ est l'élément de matrice réduit. $\hat{e}_0, \hat{e}_{+1}, \hat{e}_{-1}$ sont les vecteurs unitaires de polarisation π, σ^+ et σ^- s'écrivant:

$$\hat{e}_0 = \hat{e}_z \quad \text{et} \quad \hat{e}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_x \pm i \hat{e}_y) \quad (\text{I-1-3})$$

Le Hamiltonien de l'atome seul est noté \mathcal{H}_A , qui est la somme du Hamiltonien correspondant à l'énergie cinétique de l'atome $P^2 / 2M$ et du Hamiltonien interne noté \mathcal{H}_0 :

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{m'_F} \hbar \omega_{FF'} |F', m'_F\rangle \langle F', m'_F|$$

$$\text{et} \quad \mathcal{H}_A = \frac{P^2}{2M} + \mathcal{H}_0 \quad (\text{I-1-4})$$

L'origine des énergies a été choisie comme l'énergie du niveau fondamental F et $\omega_{FF'}$ est la fréquence propre atomique de la transition considérée ($F \rightarrow F'$).

Remarque: On suppose à ce niveau que le mouvement de l'atome peut être traité classiquement, ce qui nous permet de découpler le mouvement du centre de masse et celui de l'électron interne. Il n'est donc pas tenu compte des états externes dans l'écriture des états propres atomiques dans l'expression I - 1 - 4.

1 - b - Atome en présence d'un champ magnétique

Dans nos expériences, nous aurons à considérer la présence d'un champ magnétique statique appliqué suivant différentes directions. Nous allons aussi détailler la forme du Hamiltonien d'interaction magnétique:

$$\mathcal{H}_{\text{magn}} = -g_F \mu_{\text{Be}} \vec{B} \cdot \vec{F} - g_{F'} \mu_{\text{Be}} \vec{B} \cdot \vec{F}' \quad (\text{I - 1 - 5})$$

F correspond au moment angulaire total du niveau fondamental et F', celui du niveau excité. Les pulsations de Larmor (ou fréquence Zeeman) ω et ω' associées aux niveaux fondamental et excité sont données par:

$$\omega = -g_F \frac{\mu_{\text{Be}} B}{\hbar} \quad \text{et} \quad \omega' = -g_{F'} \frac{\mu_{\text{Be}} B}{\hbar} \quad (\text{I - 1 - 6})$$

où μ_{Be} est le magnéton de Bohr électronique et g_F est le facteur de Landé de l'état fondamental; de même, $g_{F'}$ est le facteur de Landé de l'état excité. Nous donnons ces facteurs de Landé en fonction des facteurs g_J et g_J' habituellement utilisés [KOP58]:

$$g_F \sim g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (\text{I - 1 - 7})$$

Sur la figure I - 1 - 2, sont également représentées les fréquences Zeeman pour les niveaux hyperfins du césium. Le champ magnétique lève la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman en les couplant ou en les déplaçant. Nous allons maintenant aborder le problème de l'interaction d'une assemblée d'atomes avec un champ électromagnétique.

I - 1 - 2 - Interaction de l'atome avec un champ électromagnétique

L'interaction entre l'atome et les champs électromagnétiques est traitée dans l'approximation dipolaire électrique, c'est à dire que la "taille" de l'orbitale d'un électron est négligeable par rapport à la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique.

Dans le premier paragraphe (2 - a), nous considérons deux ondes électromagnétiques se propageant en sens inverse. Le Hamiltonien d'interaction dans l'approximation du champ tournant est décrit dans le deuxième paragraphe (2 - b). Le paragraphe 2 - c est consacré à l'étude de trois exemples de configurations de polarisations.

2 - a - Description d'une onde électromagnétique

Nous nous limitons dans ce travail à considérer un champ électromagnétique classique. Une onde électromagnétique progressive est décrite par le champ électrique suivant:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \hat{e}_\lambda e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + C.C. \quad (\text{I - 1 - 8})$$

où \hat{e}_λ est le vecteur polarisation, ω la pulsation et \vec{k} le vecteur d'onde. On rappelle que la direction de propagation des ondes est l'axe Oz. Si le champ électrique se propage vers les z croissants, $\vec{k} \cdot \vec{r} = k z$ et si le champ électrique se propage vers les z décroissants, $\vec{k} \cdot \vec{r} = -k z$, z étant la position de l'atome suivant l'axe de propagation des lasers et k, le module du vecteur \vec{k} . Pour deux ondes électromagnétiques se propageant en sens inverse, la somme des champs associés aux deux ondes est donnée par:

$$\vec{E}(z, t) = E_{01} \hat{e}_{\lambda 1} e^{-i(\omega t - kz)} + E_{02} \hat{e}_{\lambda 2} e^{-i(\omega t + kz)} + C.C. \quad (\text{I - 1 - 9a})$$

Dans nos expériences, nous aurons à étudier différentes configurations de polarisations que nous allons considérer au paragraphe 2 - c.

Nous devons aussi considérer deux champs électromagnétiques se propageant dans le même sens. dans ce cas, le champ électrique total décrivant l'onde électromagnétique s'écrit:

$$\vec{E}(z,t) = (E_{01} \hat{e}_{\lambda 1} + E_{02} \hat{e}_{\lambda 2}) e^{-i(\omega t - kz)} + C.C. \quad (\text{I - 1 - 9b})$$

Cette configuration des faisceaux lasers a été utilisée lors des expériences de transfert adiabatique de population.

2 - b - Hamiltonien d'interaction

Le système atome + champ électromagnétique est décrit par le Hamiltonien total \mathcal{H} , qui est la somme du Hamiltonien propre de l'atome seul \mathcal{H}_A (éventuellement en présence d'un champ magnétique statique) et du Hamiltonien d'interaction atome - champs électromagnétiques \mathcal{H}_I :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_I \quad (\text{I - 1 - 10})$$

Dans l'approximation du champ tournant, \mathcal{H}_I s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = -\vec{d}^+ \vec{E}^+ - \vec{d}^- \vec{E}^- \quad (\text{I - 1 - 11})$$

avec:

$$\begin{aligned} \vec{d}^+ &= \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F', m'_F\rangle \langle F, m_F| \vec{d} \\ \vec{d}^- &= \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F, m_F\rangle \langle F', m'_F| \vec{d} \end{aligned} \quad (\text{I - 1 - 12})$$

et:

$$\vec{E}^+ = (E_{01} \hat{e}_{\lambda 1} e^{ikz} + E_{02} \hat{e}_{\lambda 2} e^{-ikz}) e^{-i\omega t} \text{ et } \vec{E}^- = (\vec{E}^+)^* \quad (\text{I - 1 - 13})$$

$\vec{d}^+ \vec{E}^+$ correspond à l'absorption d'un photon et $\vec{d}^- \vec{E}^-$ à l'émission induite d'un photon. Dans la description ci-dessus du Hamiltonien d'interaction, le champ est en toute rigueur traité de manière quantique, ce qui n'est pas nécessaire pour l'interprétation de nos expériences. Nous nous plaçons par la suite dans le cadre d'une description classique du champ électromagnétique, comme celle du paragraphe I - 1 - 2 - a.

Les coefficients de Clebsch-Gordan sont définis comme:

$$C_{m_F}^{m'_F} = \langle F, m_F; 1, q | F', m'_F \rangle = (-1)^{F-1+m'_F} \sqrt{2F'+1} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m_F & q & -m'_F \end{pmatrix} \quad (\text{I-1-14})$$

Ce coefficient représente le coefficient de couplage entre les deux "moments angulaires" F et $k = 1$ où 1 est l'ordre de l'opérateur moment dipolaire et $q = 0, \pm 1$ sont les projections de k . Les relations triangulaires imposent que:

$$\begin{aligned} 1) & \quad |F - 1| \leq F' \leq F + 1 \\ 2) & \quad m'_F = m_F + q \end{aligned} \quad (\text{I-1-15})$$

Ces relations donnent aussi les règles de sélection dipolaires électriques pour une polarisation circulaire σ^\pm ($q = \pm 1$) ou rectiligne π ($q = 0$). En utilisant l'expression du champ électromagnétique donné en I-1-9, le Hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I = & - \vec{d} \cdot \left(E_{01} \hat{e}_{\lambda 1} e^{i k z} + E_{02} \hat{e}_{\lambda 2} e^{-i k z} \right) \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F', m'_F\rangle \langle F, m_F| e^{-i \omega t} \\ & - \vec{d} \cdot \left(E_{01}^* \hat{e}_{\lambda 1}^* e^{-i k z} + E_{02}^* \hat{e}_{\lambda 2}^* e^{i k z} \right) \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F, m_F\rangle \langle F', m'_F| e^{i \omega t} \end{aligned} \quad (\text{I-1-16})$$

Les fréquences de Rabi associées au deux champs électriques \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont définies par:

$$\Omega_{\lambda 1} = - \frac{\vec{d} \cdot \hat{e}_{\lambda 1} E_{01}}{\hbar} \quad \text{et} \quad \Omega_{\lambda 2} = - \frac{\vec{d} \cdot \hat{e}_{\lambda 2} E_{02}}{\hbar} \quad (\text{I-1-17})$$

Le Hamiltonien d'interaction s'écrit plus simplement comme:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I = & \hbar \left(\Omega_{\lambda 1} e^{i k z} + \Omega_{\lambda 2} e^{-i k z} \right) \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F', m'_F\rangle \langle F, m_F| e^{-i \omega t} \\ & + \left(\Omega_{\lambda 1}^* e^{-i k z} + \Omega_{\lambda 2}^* e^{i k z} \right) \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} |F, m_F\rangle \langle F', m'_F| e^{i \omega t} \end{aligned} \quad (\text{I-1-18})$$

L'expression du champ électrique qui décrit le champ électromagnétique et celle du Hamiltonien d'interaction sont restées très générales. Il est intéressant de donner quelques exemples de configurations du champ électromagnétique rencontrées dans nos expériences.

2 - c - Exemples de configurations de champs lasers

Nous allons maintenant considérer différentes configurations de polarisations des champs électromagnétiques: le cas d'une onde stationnaire (polarisation identique pour les deux champs électromagnétiques), le cas de polarisations circulaires orthogonales et le cas de deux ondes polarisées rectilignement suivant deux directions orthogonales (Ox et Oy). Nous aurons plus particulièrement besoin de ces descriptions pour les interprétations des effets de mélasses présentés au chapitre II.

α - Onde stationnaire

Si l'onde progressive est réfléchiée sur elle-même, on obtient une onde stationnaire suivant Oz comme représentée sur la figure I - 1 - 3:

$$\vec{E}^+(z) = 2 E_0 \hat{e}_\lambda \cos(kz + \varphi) \quad (\text{I - 1 - 19})$$

où $\hat{e}_\lambda = \hat{e}_{+1}$ ou \hat{e}_{-1} pour une polarisation circulaire de l'onde électromagnétique ou $\hat{e}_\lambda = \hat{e}_0$ pour une polarisation rectiligne. Par la suite, on choisira l'origine de l'axe Oz telle que $\varphi = 0$.

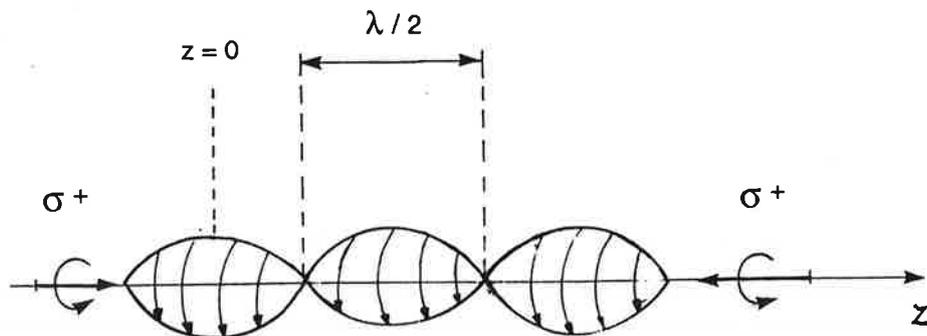


Figure I - 1 - 3 - Onde stationnaire d'axe Oz et de polarisation σ^+ .

β - Configuration $\sigma^+ - \sigma^-$

Nous supposons maintenant que l'onde se propageant vers les z croissants est polarisée σ^+ et que l'onde se propageant en sens inverse est polarisée σ^- (cf figure I - 1 - 4). Nous rappelons que les composantes standards pour la polarisation sont définies par:

$$\hat{e}_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_x \pm i \hat{e}_y) \quad (\text{I - 1 - 20a})$$

Ce qui implique que:

$$\hat{e}_x = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_+ - \hat{e}_-) \quad \text{et} \quad \hat{e}_y = \frac{i}{\sqrt{2}} (\hat{e}_+ + \hat{e}_-) \quad (\text{I - 1 - 20b})$$

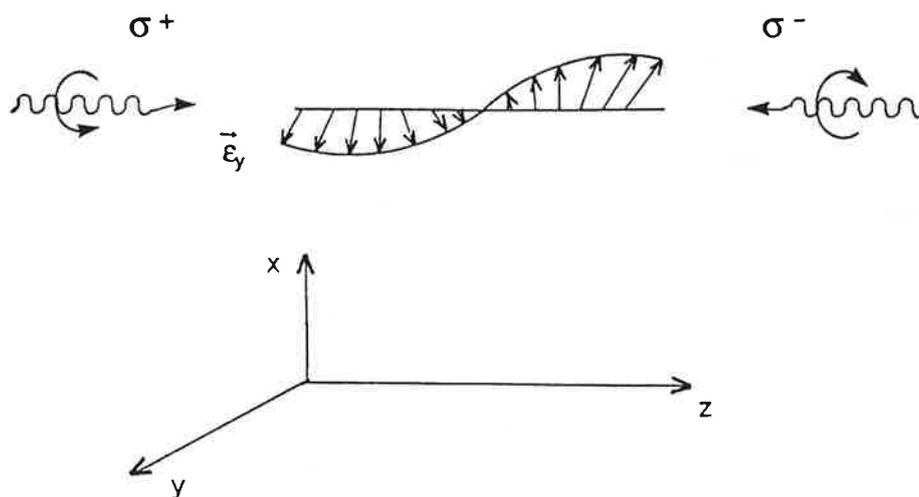


Figure I - 1 - 4 - Représentation des polarisations des deux ondes et de la polarisation de l'onde totale.

Calculons le champ électrique total:

$$\vec{E}^+(z) = \hat{e}_+ E_{01} e^{ikz} + \hat{e}_- E_{02} e^{-ikz} \quad (\text{I - 1 - 21})$$

ou encore:

$$\vec{E}^+(z) = \cos kz (\hat{e}_+ E_{01} + \hat{e}_- E_{02}) + i \sin kz (\hat{e}_+ E_{01} - \hat{e}_- E_{02}) \quad (\text{I - 1 - 22})$$

On suppose que les amplitudes des champs électriques peuvent s'écrire:

$$E_{01} = \sqrt{2} E_0 e^{i\varphi_1} \text{ et } E_{02} = \sqrt{2} E_0 e^{i\varphi_2} \quad (\text{I - 1 - 23a})$$

et que les phases φ_1 et φ_2 sont égales à φ :

$$\vec{E}^+(z) = -i E_0 e^{i\varphi} (\hat{e}_x \cos kz + \hat{e}_y \sin kz) \quad (\text{I - 1 - 23b})$$

Si on choisit une phase $\varphi = \pi / 2$, on obtient pour le champ électrique total:

$$\vec{E}(z,t) = E_0 (\hat{e}_x \cos kz + \hat{e}_y \sin kz) e^{-i\omega t} + \text{C.C.} \quad (\text{I - 1 - 24})$$

Dans le repère lié à l'atome en mouvement, nous pouvons représenter la polarisation du champ électrique total par un vecteur polarisation rectiligne en chaque point de z (cf figure I - 1 - 4). La direction de ce vecteur polarisation n'est pas constante et tourne autour de l'axe Oz avec la vitesse angulaire $\Omega = -k v$ (cf figure I - 1 - 5).

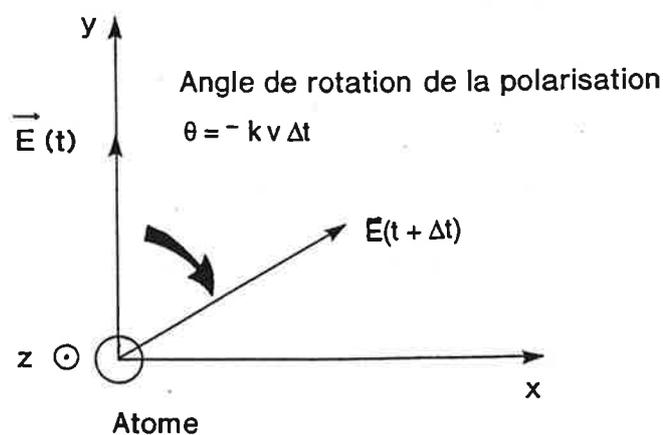


Figure I - 1 - 5 - Champ électromagnétique de polarisation rectiligne et tournant avec la vitesse angulaire $-k v$ autour de l'axe Oz . Il est préférable de traiter ce problème dans le repère tournant avec la polarisation.

En définitive, le vecteur polarisation suit une hélice de pas égal à la longueur d'onde du rayonnement (λ). Nous verrons au chapitre II, l'intérêt d'un tel changement de repère pour des mélasses en présence d'un champ magnétique statique.

γ - Polarisations rectilignes orthogonales

Les deux ondes sont maintenant polarisées linéairement mais suivant deux directions perpendiculaires, ce qui implique qu'aucune des polarisations n'impose un choix "privilegié" pour l'axe de quantification. Nous choisissons l'axe de quantification du système suivant la direction Oz de propagation des champs électromagnétiques. Supposons que l'onde progressive est polarisée rectilignement suivant Ox et que celle qui se propage en sens inverse est polarisée rectilignement suivant Oy comme représentées sur la figure I - 1 - 6. Le champ électromagnétique total s'écrit :

$$\vec{E}^+(z) = E_{01} \hat{e}_x e^{ikz} + E_{02} \hat{e}_y e^{-ikz} \quad (\text{I - 1 - 25})$$

$$\vec{E}^+(z) = \cos kz (\hat{e}_x E_{01} + \hat{e}_y E_{02}) + i \sin kz (\hat{e}_x E_{01} - \hat{e}_y E_{02}) \quad (\text{I - 1 - 26})$$

Nous supposons que l'amplitude des champs électromagnétiques est la même et nous choisissons le facteur de phase relative entre les deux ondes de manière à obtenir une polarisation σ^- en $z = 0$. Le champ total s'écrit:

$$\vec{E}^+(z) = E_0 (\cos kz \hat{e}_- + \sin kz \hat{e}_+) \quad (\text{I - 1 - 27})$$

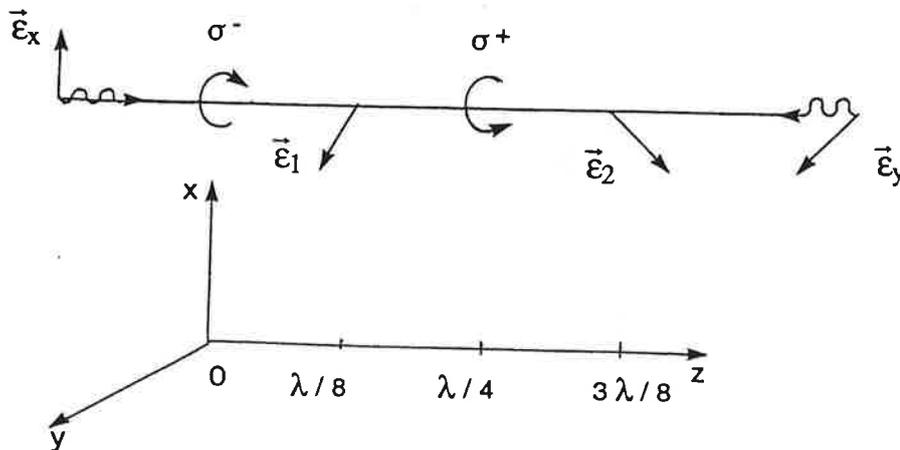


Figure I - 1 - 6 - Représentation des polarisations des deux ondes dans la configuration lin \perp lin et polarisation du champ électromagnétique total.

Lorsqu'un atome se déplace suivant l'axe Oz avec une vitesse v_z , il interagit avec une onde électromagnétique avec une polarisation dont l'ellipticité varie avec la position. Cet atome voit ainsi un gradient de polarisation. Il a été montré que cette configuration peut donner lieu à un mécanisme de refroidissement plus efficace que le refroidissement Doppler: l'effet Sisyphé [UNG89, WEI89 et DAL89].

Pour décrire l'évolution du système, il faut maintenant considérer les équations d'évolution de celui-ci. Nous utiliserons des systèmes d'équations différents pour traiter les problèmes de mélasse optique et ceux de transfert adiabatique. Dans le cas du traitement de la mélasse optique, les mécanismes de base reposent sur les cycles absorption + émission spontanée. Il est clair que l'utilisation du formalisme de la matrice densité est indispensable puisque le système atomique évolue nécessairement comme un mélange statistique d'états. Dans le cas du transfert adiabatique, l'émission spontanée est normalement absente. Si jamais elle vient à se produire, l'atome perd sa cohérence interne et est donc perdu pour le processus de transfert. Pour traiter un tel problème, nous pouvons nous limiter à utiliser les équations d'évolution de Schrödinger pour la fonction d'onde. L'émission spontanée peut être présente en tant que perte intervenant sous la forme d'une partie imaginaire dans l'énergie des niveaux excités.

I - 1 - 3 - Formalisme de la matrice densité et degrés de liberté externes

Un atome en interaction avec un champ électromagnétique subit des modifications des degrés de liberté internes mais aussi celles des degrés de liberté externes. Dans le cas de la mélasse optique, non seulement le formalisme de la matrice densité est utilisé pour établir les équations d'évolution des degrés de liberté internes mais aussi l'application du théorème d'Ehrenfest permet de calculer la force moyenne exercée sur les atomes. Cette force modifie le mouvement des atomes et donc régit l'évolution des degrés de liberté externes de l'atome.

Dans un premier paragraphe, nous développons les équations d'évolution du système dans le formalisme de la matrice densité. Dans un deuxième paragraphe, nous donnons l'expression de la force de pression de radiation exercée sur les atomes. Dans le dernier paragraphe, nous discutons du mouvement atomique dans une onde électromagnétique.

3 - a - Equations d'évolution dans le formalisme de la matrice densité

L'équation d'évolution du système dans le formalisme de la matrice densité s'écrit:

$$i \hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathcal{H}, \rho] + i \hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{sf} \quad (\text{I - 1 - 28})$$

où \mathcal{H} est le Hamiltonien défini dans l'expression 1 - 1 - 10 et ρ est la matrice densité du système considéré. En fait les degrés de liberté externes sont traités classiquement. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation d'évolution se ramène à:

$$i \hbar \frac{d \sigma}{d t} = [\mathcal{H}', \sigma] + i \hbar \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_{sf} \quad (\text{I - 1 - 29})$$

où $\mathcal{H}' = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I$ et σ est la matrice densité réduite aux degrés de liberté internes. La dérivée temporelle fait intervenir l'opérateur impulsion de l'atome:

$$\frac{d}{d t} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{P} \cdot \vec{\nabla}}{M} \quad (\text{I - 1 - 30})$$

où \vec{P} est la quantité de mouvement de l'atome de masse M .

Dans l'équation I - 1 - 29, $[\mathcal{H}', \sigma]$ est l'évolution due au Hamiltonien du système atome + champ laser et $i \hbar (\partial \sigma / \partial t)_{sf}$, celle due à l'émission spontanée. Nous considérons un système atomique composé de sous-niveaux Zeeman pour les niveaux fondamental et excité. Les équations d'évolution temporelle s'écrivent dans la base des états propres de \mathcal{H}_0 : $\{ | \vec{F}, m_F \rangle, | F', m'_F \rangle \}$. Les éléments de matrice dans cette base sont notés:

$$\sigma(m_F, m'_F) = \langle F, m_F | \sigma | F', m'_F \rangle \quad (\text{I - 1 - 31})$$

Afin d'éliminer la dépendance temporelle, nous nous plaçons en représentation d'interaction. Nous posons:

$$\tilde{\sigma}(m_F, m'_F) = \sigma(m_F, m'_F) e^{-i \omega t} \quad (\text{I - 1 - 32})$$

Nous utilisons la notation de la référence [COH90/91] et nous définissons les projecteurs:

$$P_{m_F} = |F, m_F\rangle \langle F, m_F| \quad \text{et} \quad P_{m'_F} = |F', m'_F\rangle \langle F', m'_F| \quad (\text{I - 1 - 33})$$

Les équations d'évolution pour les populations et les cohérences optiques s'écrivent:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}(m_F, m_F) &= P_{m_F} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_{sp} P_{m_F} - \frac{1}{i\hbar} \sum_{m'_F} C_{m_F}^{m'_F} \left[\vec{d} \cdot \vec{E}^- \tilde{\sigma}(m'_F, m_F) - \tilde{\sigma}(m_F, m'_F) \vec{d} \cdot \vec{E}^+ \right] \\ \dot{\tilde{\sigma}}(m'_F, m'_F) &= -\Gamma \sigma(m'_F, m'_F) - \frac{1}{i\hbar} \sum_{m_F} C_{m'_F}^{m_F} \left[\vec{d} \cdot \vec{E}^+ \tilde{\sigma}(m_F, m'_F) - \tilde{\sigma}(m'_F, m_F) \vec{d} \cdot \vec{E}^- \right] \end{aligned} \quad (\text{I - 1 - 34})$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}(m'_F, m_F) &= - \left(\frac{\Gamma}{2} - i\delta \right) \tilde{\sigma}(m'_F, m_F) - \\ &\quad - \frac{1}{i\hbar} \sum_{\mu_F, \mu'_F} \left[C_{\mu_F}^{m'_F} \vec{d} \cdot \vec{E}^+ \tilde{\sigma}(\mu_F, m_F) - C_{m_F}^{\mu'_F} \tilde{\sigma}(m'_F, \mu'_F) \vec{d} \cdot \vec{E}^- \right] \end{aligned}$$

A faible intensité du rayonnement laser, les sous-niveaux de l'état excité sont très peu peuplés car la fréquence de Rabi est négligeable par rapport au taux de désexcitation par émission spontanée. Le temps caractéristique d'évolution des sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental est le temps de pompage optique. Ce processus fait intervenir l'absorption d'un photon à partir d'un des sous-niveaux du fondamental vers un niveau excité et l'émission spontanée d'un photon vers un autre sous-niveau du fondamental. Le temps caractéristique d'évolution des niveaux excités reste la durée de vie de ces niveaux (Γ^{-1}). Pour des faibles intensités, les sous-niveaux du fondamental évoluent très lentement par rapport aux niveaux excités. A chaque modification des populations et cohérences Zeeman des niveaux du fondamental, les niveaux excités atteignent leur état d'équilibre. La dérivée temporelle des populations et des cohérences Zeeman des niveaux excités, ainsi que les cohérences optiques est négligeable par rapport à Γ^{-1} . Cette approximation permet de considérer les valeurs stationnaires et de les remplacer dans les équations d'évolution des sous-niveaux de l'état fondamental. Finalement, nous obtenons un nombre restreint d'équations couplées, dont la résolution peut encore demander d'autres approximations qui seront développées dans le paragraphe II - 4 - 2. Pour une description de la dynamique des atomes, il faut maintenant établir l'expression de la force exercée sur les atomes par le rayonnement électromagnétique.

3 - b - Théorème d'Ehrenfest - Calcul de la force

Lors de l'absorption d'un photon, un atome gagne l'impulsion de ce photon $\hbar \vec{k}$ dans la direction du rayonnement. Lors du processus d'émission spontanée qui suit, le photon est émis de manière aléatoire suivant un diagramme de rayonnement qui dépend de la transition considérée. Pour une direction donnée, le photon a la même probabilité d'être émis dans un sens ou dans l'autre. Cet échange d'impulsion moyennée sur un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée induit une force moyenne, exercée sur les atomes par le rayonnement. Le théorème d'Ehrenfest permet de calculer la force moyenne subie par les atomes pendant la durée de l'interaction.

Cette force s'écrit:

$$\vec{F} = \langle \vec{\mathcal{F}} \rangle = - \langle \vec{\nabla} \mathcal{H} \rangle \quad (\text{I - 1 - 35})$$

Dans nos expériences, seul le Hamiltonien d'interaction dépend explicitement de la position, ce qui permet d'écrire:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= - \langle \vec{\nabla} \mathcal{H}_I(\vec{R}) \rangle \\ \vec{F} &= \langle \vec{D}(t) \cdot \vec{\nabla} \vec{E}(\vec{R}, t) \rangle \end{aligned} \quad (\text{I - 1 - 36})$$

Dans l'approximation classique du mouvement atomique, l'évolution des degrés de liberté externes varient beaucoup plus lentement que celle des degrés de liberté internes des atomes. On considère qu'au cours d'un cycle d'absorption-émission spontanée, la vitesse de l'atome est très peu modifiée par les échanges d'impulsion. La fonction d'onde atomique totale (état interne + état externe) peut se factoriser suivant deux fonctions l'une décrivant l'état interne et l'autre l'état externe de l'atome à chaque instant.

On peut découpler la valeur moyenne des opérateurs suivant les états internes et externes de l'atome et peut s'écrire:

$$\langle \vec{D}(t) \cdot \hat{e}(\vec{R}) \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \rangle = \langle \vec{D}(t) \cdot \hat{e}(\vec{R}) \rangle \langle \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \rangle \quad (\text{I - 1 - 37})$$

On suppose par ailleurs que l'atome reste bien localisé pendant toute l'interaction. Dans ce cas, nous pouvons aussi écrire:

$$\langle \vec{\nabla} E(\vec{R}, t) \rangle = \vec{\nabla} E(\langle \vec{R} \rangle, t) \quad (\text{I - 1 - 38})$$

La valeur moyenne de l'opérateur moment dipolaire est donnée par:

$$\langle \vec{D} \rangle = \text{Tr}[\sigma \vec{D}] \quad (\text{I - 1 - 39})$$

où Tr désigne la trace sur la base des états propres de \mathcal{H}_0 et σ la matrice densité réduite aux degrés de liberté internes. Le gradient du champ électromagnétique est égal à:

$$\vec{\nabla} E(\vec{R}, t) = \left(\vec{\nabla} E_0 + i \vec{k} E_0 \right) e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{R})} + \text{C.C.} \quad (\text{I - 1 - 40})$$

En utilisant les notations précédemment définies, nous obtenons la force:

$$\vec{F} = - \hbar \sum_{m_F, m'_F} \left[C_{m_F}^{m'_F} \vec{\nabla} \Omega \tilde{\sigma}(m_F, m'_F) + \text{C.C.} + i \vec{k} \Omega \left(C_{m_F}^{m'_F} \tilde{\sigma}(m_F, m'_F) - \text{C.C.} \right) \right] \quad (\text{I - 1 - 41})$$

Cette force est la somme de deux termes: le premier est une force réactive, liée à la redistribution des photons entre les deux champs lasers et le second, une force dissipative, liée aux cycles d'absorption et d'émission spontanée.

Un traitement complet demande d'étudier le mouvement des atomes dans l'onde électromagnétique.

3 - c - Mouvement des atomes

Nous n'aborderons pas ce problème dans cette thèse où nous nous contenterons de calculs très succincts de la force s'exerçant sur les atomes en fonction de la vitesse. Le calcul du mouvement des atomes dans l'onde électromagnétique est complexe. Dans le paragraphe précédent, nous avons associé une force moyenne au mouvement atomique calculée à partir d'éléments quantiques. Cette notion de force n'est pas adéquate pour une description quantique du mouvement où la notion de force n'apparaît pas [CAS91 et CAS92]. Cependant, si les modifications de la vitesse de l'atome sont faibles pendant l'interaction avec les champs lasers, la description classique du mouvement atomique est suffisante.

Considérons un atome qui subit un grand nombre de cycles de fluorescence. Lors de l'absorption, l'atome acquiert une impulsion dans la direction de

propagation du rayonnement. Lors de l'émission spontanée, la direction de la quantité de mouvement du photon émis est aléatoire. L'atome subit en fait comme un nombre important de "collisions" avec des particules de masse nulle mais de quantité de mouvement non nulle: c'est l'image du mouvement Brownien. Dans l'espace des impulsions, l'atome suit une marche au hasard de pas $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. Le caractère aléatoire de l'émission spontanée et les fluctuations du nombre de photons absorbés lors des processus de refroidissement sont les causes de l'existence d'une force fluctuante, appelée aussi force de Langevin. On peut ainsi introduire un coefficient de diffusion D , correspondant à la vitesse de déviation de la quantité de mouvement par rapport à sa valeur moyenne:

$$D = \frac{1}{2} \frac{\langle (\Delta P)^2 \rangle}{\Delta t} \quad (\text{I - 1 - 42})$$

où $\Delta P = P(t + \Delta t) - P(t)$. L'intervalle de temps Δt doit être négligeable par rapport au temps d'évolution de l'impulsion P , mais beaucoup plus grand que le temps de corrélation de la force instantanée exercée sur les atomes [DAL85 et WIN79].

Afin de connaître exactement le mouvement des atomes, il faut écrire la relation fondamentale de la dynamique en tenant compte de la force de Langevin en plus de la force moyenne: c'est l'équation de Fokker-Plank.

Le phénomène de fluctuation est à l'origine de la limite théorique du refroidissement Doppler et aussi sub-Doppler. Les températures limites ont été calculées pour la mélasse Doppler [WIN79]:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (\text{I - 1 - 43})$$

Un exemple de calcul du coefficient de diffusion pour la mélasse Sisyphes a été traité en autre dans le cours de C. Cohen-Tannoudji [COH90/91]. Il montre qu'il existe une limite fondamentale pour le refroidissement sub-Doppler: l'énergie de recul de l'atome lors de l'émission spontanée (ou la "collision"). Celle-ci s'exprime en fonction du vecteur d'onde du rayonnement laser et de la masse atomique:

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2 M} \quad (\text{I - 1 - 44})$$

Elle correspond à une température de 100 nK pour le Césium. Dans le cas des mélasses obtenues dans nos expériences, la température estimée est supérieure à cette limite: la description classique du mouvement est valable pour comprendre l'essentiel du phénomène. Un modèle quantique [CAS92] a montré que la limite du refroidissement sub-Doppler correspond à quelques énergies de recul, valeur proche des résultats expérimentaux.

I - 1 - 4 - Equation d'évolution dans le formalisme de la fonction d'onde

Comme nous l'avons déjà exposé, le traitement du transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement ne nécessite pas d'utiliser le formalisme de la matrice densité du fait de l'absence en général du phénomène d'émission spontanée. Nous nous sommes donc limités au formalisme de la fonction d'onde qui est plus simple à manipuler.

Pour un système atomique défini comme précédemment dans la base $\{ |F, m_F\rangle, |F', m'_F\rangle \}$, la fonction d'onde s'écrit:

$$|\psi\rangle = \sum_{m_F} \alpha_{m_F} |F, m_F\rangle + \alpha_{m'_F} |F', m'_F\rangle \quad (\text{I - 1 - 45})$$

$|F, m_F\rangle$ correspondant aux sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental et $|F', m'_F\rangle$ à ceux du niveau excité. Les amplitudes de probabilité sont données par:

$$\alpha_{m_F} = \langle F, m_F | \psi \rangle \quad \text{et} \quad \alpha_{m'_F} = \langle F', m'_F | \psi \rangle$$

Le Hamiltonien propre du système atomique et le Hamiltonien d'interaction des atomes avec le champ électromagnétique ont été définis dans les expressions I - 1 - 4 et I - 1 - 18. Nous ne considérons pas dans ce paragraphe les degrés de liberté externes. L'équation d'évolution de Schrödinger s'écrit pour la fonction d'onde:

$$i \hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I) |\psi\rangle + i \hbar \left(\frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} \right)_{sf} \quad (\text{I - 1 - 46})$$

$$\text{avec} \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{P} \cdot \vec{\nabla}}{M}$$

Le premier terme de droite décrit l'évolution hamiltonienne du système et le deuxième terme décrit phénoménologiquement l'évolution due à l'émission spontanée. Ce dernier terme ne décrit cependant que l'émission spontanée à partir du niveau excité vers d'autres niveaux. Une fois un photon émis, l'atome est perdu pour le système. Puisque les atomes qui ont subi une émission spontanée des sous-niveaux excités vers les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont perdus pour le processus de transfert adiabatique, ce terme n'existe que pour les niveaux excités. L'équation d'évolution ainsi écrite permet de traiter l'émission spontanée comme un terme imaginaire dans l'énergie des niveaux excités.

Pour écrire les équations d'évolution dans le cadre du transfert adiabatique, nous allons nous limiter ici au un système atomique simple à trois niveaux disposés en Λ (cf figure I - 1 - 7), en présence de deux champs électromagnétiques polarisés σ^+ et σ^- se propageant en sens inverse et couplant respectivement chacun un des sous-niveaux du fondamental notés $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ au niveau excité noté $|e\rangle$.

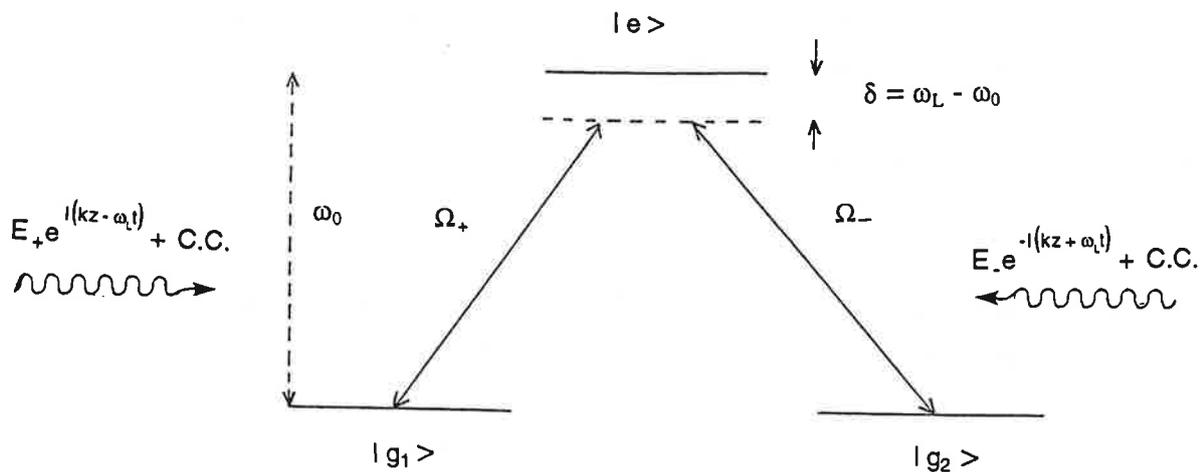


Figure I - 1 - 7 - Système atomique à trois niveaux disposés en Λ en présence de deux champs électromagnétiques polarisés σ^+ et σ^- se propageant en sens inverse suivant la direction z , perpendiculaire à celle du jet atomique x

L'énergie du niveau excité est choisie comme origine. L'énergie des deux sous-niveaux du fondamental (qui sont dégénérés) est donc $-\hbar\omega_0$.

Le Hamiltonien propre \mathcal{H}_0 devient simplement:

$$\mathcal{H}_0 = -\hbar \omega_0 (|g_1\rangle \langle g_1| + |g_2\rangle \langle g_2|) \quad (\text{I-1-47})$$

La fonction d'onde pour ce système s'écrit:

$$|\psi\rangle = \alpha_e |e\rangle + \alpha_1 |g_1\rangle + \alpha_2 |g_2\rangle$$

et les équations d'évolution sont données par:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= i\omega_0 \alpha_1 - i\Omega_+^* e^{-i(kz - \omega t)} \alpha_e \\ \dot{\alpha}_e &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_e - i\Omega_+ e^{i(kz - \omega t)} \alpha_1 - i\Omega_- e^{-i(kz + \omega t)} \alpha_2 \\ \dot{\alpha}_2 &= i\omega_0 \alpha_2 - i\Omega_-^* e^{i(kz + \omega t)} \alpha_e \end{aligned} \quad (\text{I-1-48})$$

Le terme $-\Gamma/2 \alpha_e$ est le terme dû à l'émission spontanée.

En représentation d'interaction, on peut éliminer les termes qui dépendent du temps et de la position en posant:

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_1 &= \alpha_1 e^{i(kz - \omega t)} \\ \tilde{\alpha}_e &= \alpha_e \\ \tilde{\alpha}_2 &= \alpha_2 e^{-i(kz + \omega t)} \end{aligned} \quad (\text{I-1-49})$$

Les équations d'évolution deviennent:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\alpha}}_1 &= -i(\delta - kv) \tilde{\alpha}_1 - i\Omega_+^* \tilde{\alpha}_e \\ \dot{\tilde{\alpha}}_e &= -\frac{\Gamma}{2} \tilde{\alpha}_e - i\Omega_+ \tilde{\alpha}_1 - i\Omega_- \tilde{\alpha}_2 \\ \dot{\tilde{\alpha}}_2 &= -i(\delta + kv) \tilde{\alpha}_2 - i\Omega_-^* \tilde{\alpha}_e \end{aligned} \quad (\text{I-1-50})$$

où δ est le désaccord entre la fréquence du laser et la pulsation propre atomique ($\delta = \omega_L - \omega_0$) et v est la vitesse de l'atome considéré suivant la direction de propagation des faisceaux lasers z .

Après cette transformation, le hamiltonien effectif dans la base $\{ |g_1\rangle, |e\rangle, |g_2\rangle \}$ s'écrit :

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \hbar \begin{pmatrix} \delta - kv & \Omega_+^* & 0 \\ \Omega_+ & -i\frac{\Gamma}{2} & \Omega_- \\ 0 & \Omega_-^* & \delta + kv \end{pmatrix} \quad (\text{I - 1 - 51})$$

Comme nous le verrons ultérieurement, le transfert adiabatique est efficace si les fréquences des faisceaux lasers utilisés sont en condition de résonance pour une transition Raman stimulée avec le système atomique schématisé sur la figure I - 1 - 7. Ceci revient à écrire une condition sur les valeurs des énergies modifiées des sous-niveaux du fondamental:

$$\delta - kv \equiv \delta + kv \quad (\text{I - 1 - 52})$$

Cette condition implique que seuls les atomes de vitesse proche de la vitesse nulle suivant la direction de propagation des faisceaux lasers sont concernés dans le processus de transfert adiabatique. Nous reviendrons sur ce résultat à la fin du troisième chapitre.

Nous allons maintenant traiter brièvement deux exemples simples. Le premier concerne le refroidissement sub-Doppler dans une onde stationnaire en présence d'un champ magnétique statique transverse. Il est l'exemple d'un "phénomène mécanique non cohérent" s'exerçant sur des atomes. L'objet du deuxième exemple est l'étude du transfert adiabatique de population dans le cas d'un système à trois niveaux disposés en Λ . Cet exemple illustre au contraire la possibilité d'une "modification cohérente du mouvement des atomes".

I - 2 - MELASSE SUB-DOPPLER INDUITE PAR UN CHAMP MAGNETIQUE

Dans cette partie, nous allons donc présenter de façon qualitative le mécanisme de refroidissement sub-Doppler dans une mélasse optique induite par un champ magnétique. Pour le cas à une dimension, cette mélasse est formée d'une onde stationnaire que l'on supposera ici polarisée circulairement (σ^+) de faible intensité, en présence d'un champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Le mécanisme de refroidissement mis en jeu présente une forte analogie avec l'effet Sisyphe responsable du refroidissement dans une mélasse induite par un gradient d'ellipticité de polarisation (obtenu dans la configuration de polarisations linéaires perpendiculaires des champs lasers) [SHE90, VAL92 et EMI93]. On lui attribue l'appellation d'effet Sisyphe assisté par un champ magnétique. Nous allons rapidement mettre en évidence cette similitude entre les processus.

Nous allons considérer deux transitions atomiques différentes. Dans un premier temps nous étudions les propriétés d'un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$, prototype d'une transition $j \rightarrow j + 1$. Dans un deuxième temps, nous étudions celles d'un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ et nous comparons les résultats à ceux obtenus pour un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$. Ce dernier système correspond à une transition $j \rightarrow j$. Nous discutons ensuite de la comparaison entre un système $j \rightarrow j + 1$ et les systèmes $j \rightarrow j$ ou $j \rightarrow j - 1$ qui ne donnent pas lieu à un effet de mélasse Doppler dans le cas d'une onde stationnaire, à cause du pompage optique sur des états qui ne sont plus couplés avec le champ électromagnétique.

I - 2 - 1 - Système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$

Le schéma de la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ est représentée sur la figure I - 2 - 1. Le système atomique comporte deux sous-niveaux dans le fondamental $|g_{-1/2}\rangle$ et $|g_{+1/2}\rangle$ et quatre sous-niveaux dans le niveau excité $|e_{-3/2}\rangle$, $|e_{-1/2}\rangle$, $|e_{+1/2}\rangle$ et $|e_{+3/2}\rangle$. En présence d'un champ électromagnétique polarisé circulairement σ^+ , seuls les niveaux $|g_{-1/2}\rangle$ et $|g_{+1/2}\rangle$ sont respectivement couplés avec les sous-niveaux $|e_{+1/2}\rangle$ et $|e_{+3/2}\rangle$ par le champ. A cause de l'émission spontanée, il y a un phénomène de pompage optique qui amène la population de tous les atomes du niveau $|g_{-1/2}\rangle$ dans le niveau $|g_{+1/2}\rangle$. Au bout d'un certain temps τ_p caractéristique du pompage optique ($\tau_p \sim (\Gamma s / 2)^{-1}$ où s est le paramètre de saturation), tous les atomes se retrouvent dans le niveau $|g_{+1/2}\rangle$. Le système subit des cycles de fluorescence entre les deux niveaux

$|g_{+1/2}\rangle$ et $|e_{+3/2}\rangle$. Donc, en absence de champ magnétique, seuls deux niveaux sont concernés par le couplage avec le champ électromagnétique. Il est maintenant bien connu qu'une telle transition cyclante à deux niveaux produit un refroidissement Doppler (§ II - 1) dans une configuration d'onde stationnaire avec un décalage de la fréquence du champ électromagnétique par rapport à la résonance atomique *vers le rouge*. On rappelle que le phénomène de mélasse optique est dû au fait que les atomes d'un système à deux niveaux sont davantage en interaction à cause de l'effet Doppler avec le laser dont ils remontent le sens de propagation. Un calcul simple montre qu'il s'exerce sur l'atome une force de friction ($F \approx -\alpha v$) responsable du confinement des atomes dans la mélasse.

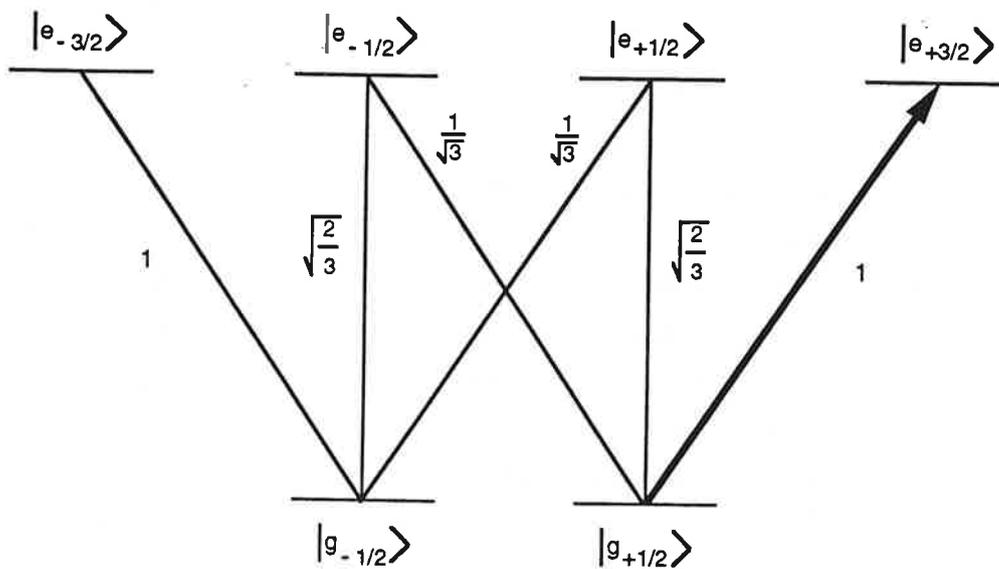


Figure I - 2 - 1 - Schéma de niveau pour la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ et coefficients de Clebsch-Gordan. La transition cyclante $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |e_{+3/2}\rangle$ est représentée par la flèche épaisse.

L'application au système d'un champ magnétique va permettre de coupler les sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental entre eux. On peut supposer que l'interaction magnétique est faible et reste négligeable par rapport à l'interaction atome-rayonnement électromagnétique aux ventres de l'onde stationnaire. Par contre, elle devient prépondérante aux noeuds de cette onde où les niveaux $|g_{-1/2}\rangle$ et $|g_{+1/2}\rangle$ sont alors fortement couplés. On pourra par contre négliger le couplage entre les sous-niveaux excités dans la mesure où le temps caractéristique du couplage magnétique est grand par rapport au temps d'émission spontanée Γ^{-1} . La population des niveaux excités reste

faible puisqu'en régime de champ faible, la fréquence de Rabi associée à la transition est petite par rapport au taux de désexcitation par émission spontanée. L'axe du champ magnétique est perpendiculaire à l'axe de propagation des faisceaux laser, les atomes subissent, du fait même de la précession de Larmor, un transfert de population entre les sous-niveaux du fondamental $|g_{+1/2}\rangle$ et $|g_{-1/2}\rangle$.

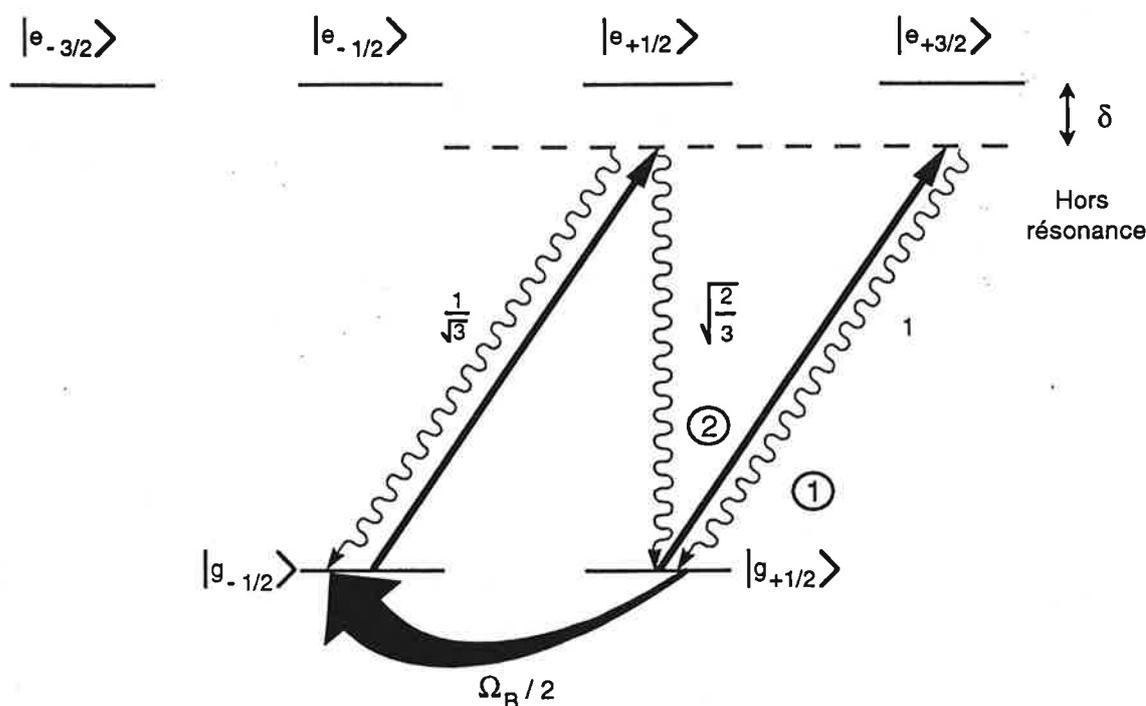


Figure I - 2 - 2 - Cycle de transitions: $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |g_{+1/2}\rangle$ par pompage optique et $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |g_{-1/2}\rangle$ par précession de Larmor.

On crée de cette façon un cycle pour la transition: $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |g_{+1/2}\rangle$ par pompage optique (via $|e_{+1/2}\rangle$) et $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |g_{-1/2}\rangle$ par couplage magnétique (cf figure I - 2 - 2). Un processus supplémentaire de refroidissement Doppler est créé grâce à un processus dissipatif sur cette transition par émission spontanée à partir du sous-niveau excité $|e_{+1/2}\rangle$ (le décalage en fréquence de l'onde électromagnétique étant toujours vers le rouge). Le refroidissement Doppler sur la transition (1) cyclante $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |e_{+3/2}\rangle$ reste cependant prépondérant puisque le temps associé à ce cycle (1) est en général plus court.

Pour faire apparaître un autre mécanisme de refroidissement, il faut également considérer les déplacements lumineux des sous-niveaux du fondamental (cf figure I - 2 - 3). Lorsqu'un atome interagit avec un rayonnement, il subit un déplacement lumineux, qui dépend du désaccord entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence propre

atomique ω_0 . Ce déplacement en énergie est proportionnel à la puissance des champs laser (carré de la fréquence de Rabi Ω) et au carré des coefficients de Clebsch-Gordan qui est égal à 1 pour la transition $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |e_{+3/2}\rangle$ et $1/3$ pour la transition $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |e_{+1/2}\rangle$. Pour une onde stationnaire de direction de propagation Oz, l'intensité lumineuse est modulée dans l'espace suivant la composante z, il en résulte que les déplacements lumineux, proportionnels à cette intensité, sont aussi modulés.

Ils s'écrivent:

$$E_{+1/2} = \hbar \delta' \text{ et } E_{-1/2} = \frac{1}{3} \hbar \delta' \quad (\text{I-2-1})$$

$$\text{avec } \delta' = \frac{\delta s}{2} \text{ où } s \text{ est donné par l'expression } s = \frac{2 \Omega^2 / \Gamma^2}{1 + (2 \delta / \Gamma)^2}. \quad (\text{I-2-2})$$

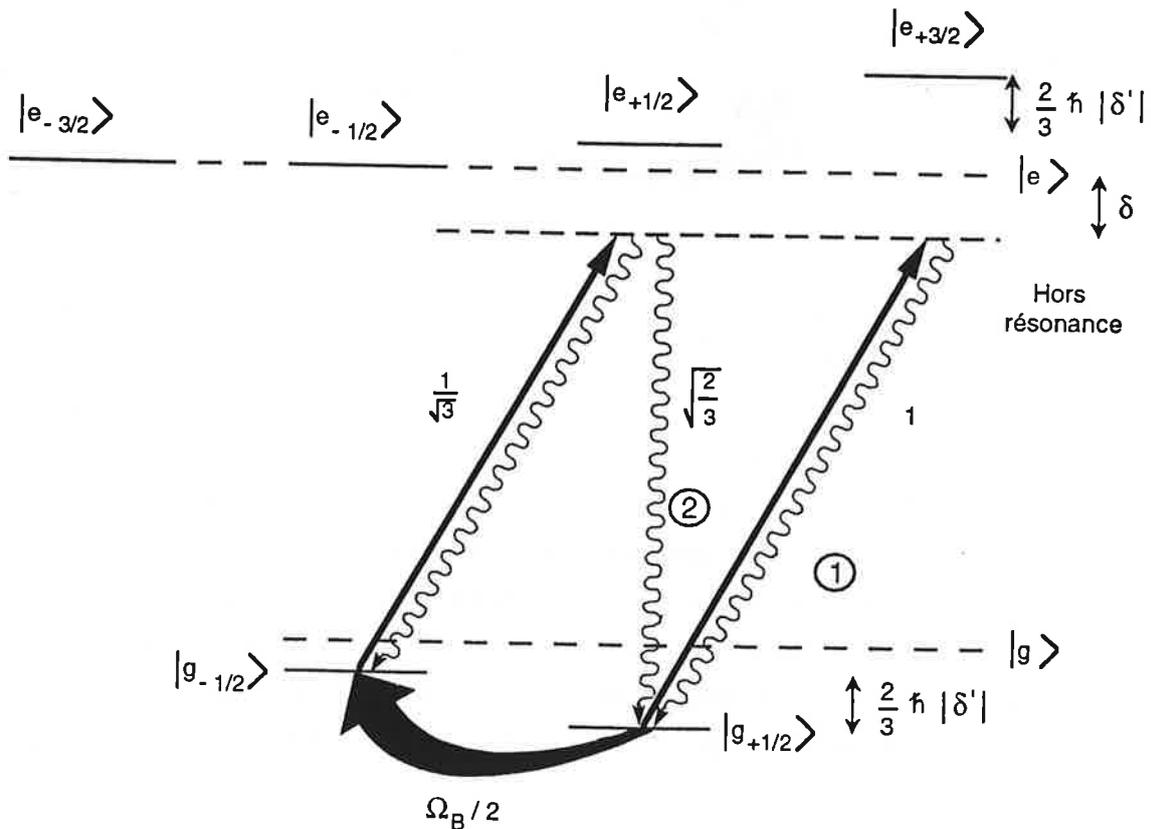


Figure I - 2 - 3 - Schéma des niveaux en présence du champ électromagnétique et du champ magnétique statique.

Le processus de refroidissement mis en jeu dans la mélasse induite par un champ magnétique est analogue à celui de l'effet Sisyphe. Sur la figure I - 2 - 4, nous avons schématisé l'énergie des sous-niveaux Zeeman, ainsi que l'énergie totale de l'atome en fonction de la position z .

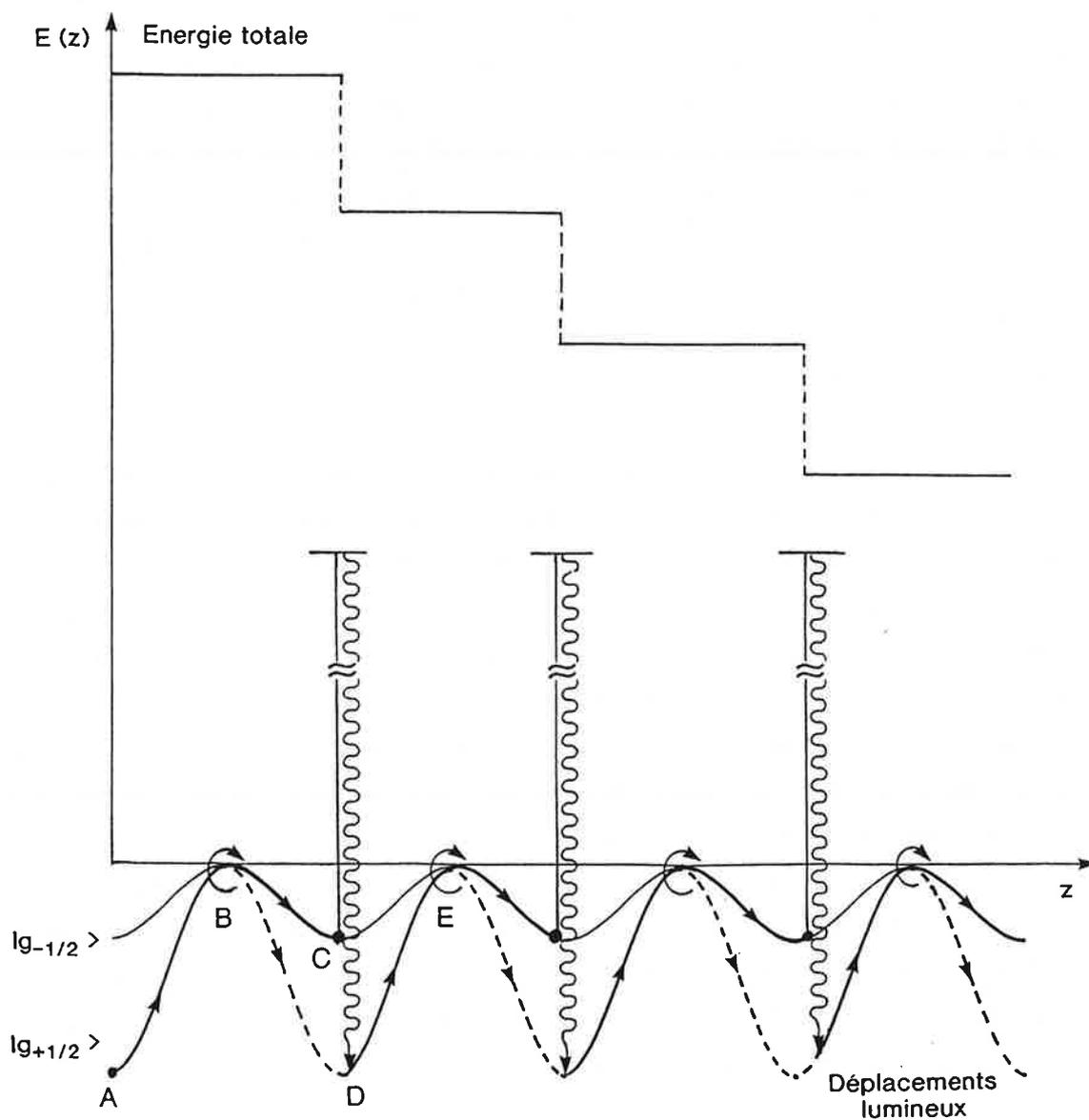


Figure I - 2 - 4 - Déplacements lumineux et énergie totale de l'atome en fonction de la position z . Les flèches en trait pleins montrent un chemin possible suivi par l'atome permettant de dissiper l'énergie cinétique de celui-ci.

Plaçons-nous en $z = 0$ au point A (de la figure I - 2 - 4) et suivons un atome initialement dans le niveau $|g_{-1/2}\rangle$, qui se déplace vers les z croissants. Nous supposons que le désaccord en fréquence de la transition atomique est vers le rouge ($\omega_L - \omega_0 < 0$), ce qui permet déjà un mécanisme de refroidissement Doppler. Entre les points A et B, l'atome en mouvement rencontre une "colline" de potentiel, il perd alors une partie de son énergie cinétique au profit de son énergie potentielle. Au point B, le couplage avec le champ électromagnétique est négligeable par rapport au couplage par le champ magnétique. Une partie de la population peut être transférée sur le sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$ à partir de $|g_{-1/2}\rangle$. Contrairement au cas du point B, au point C, le couplage par le champ magnétique est faible par rapport au couplage avec le rayonnement électromagnétique qui est maximum. L'atome subit alors un pompage optique de $|g_{-1/2}\rangle$ vers $|g_{+1/2}\rangle$ et l'atome arrive au point D. Au point D, l'atome a dissipé une partie de son énergie potentielle. En fait, l'atome a évacué une partie de son énergie cinétique par rapport à l'instant où il était au point A: sa vitesse a diminué sur le trajet de A à D. Le processus peut alors se répéter.

On est bien en présence d'un effet de refroidissement de type Sisyphe tel qu'il avait été décrit pour des mélasses dans une configuration de polarisations linéaires orthogonales. Pour qu'il y ait effectivement dissipation, il faut que le photon émis par émission spontanée soit de fréquence supérieure à la fréquence d'absorption: transition Raman anti-Stokes. Nous comprenons à présent pourquoi l'énergie du niveau $|g_{-1/2}\rangle$ doit être supérieure à celle du niveau $|g_{+1/2}\rangle$. D'après la variation des déplacements lumineux avec l'écart à la résonance (cf figure I - 2 - 4), il faut que le désaccord de la fréquence laser soit *négatif* donc *vers le rouge*. Avec un grand nombre de ces cycles, l'atome peut perdre une quantité importante d'énergie cinétique et sa vitesse peut être considérablement diminuée. Le champ magnétique joue ici le rôle du gradient de polarisation, présent dans l'effet Sisyphe ($\text{lin} \perp \text{lin}$), en modifiant l'état interne d'équilibre de l'atome. On retrouve les caractéristiques de l'effet Sisyphe, un temps de pompage long auquel s'ajoute des effets d'hystérésis importants entre l'évolution interne de l'atome et celle du mouvement du centre de masse.

Nous allons maintenant étudier le système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$. Les analogies et les différences entre les deux systèmes décrits dans ce paragraphe seront ensuite généralisés aux transitions $j \rightarrow j + 1$, $j \rightarrow j$ et $j \rightarrow j - 1$.

I - 2 - 2 - Système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$

Le schéma de la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ est représentée sur la figure I - 2 - 5. Le système atomique est composé de deux sous-niveaux Zeeman $|g_{-1/2}\rangle$ et $|g_{+1/2}\rangle$ dans le fondamental et deux sous-niveaux Zeeman $|e_{-1/2}\rangle$ et $|e_{+1/2}\rangle$ dans le niveau excité. En présence d'une onde stationnaire polarisée circulairement σ^+ , il se produit le phénomène de pompage optique du sous-niveau $|g_{-1/2}\rangle$ vers l'autre sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$ du fondamental via le sous-niveau $|e_{+1/2}\rangle$ comme pour la transition précédente. En l'absence de champ magnétique statique, le pompage optique amène toute la population sur le sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$. Au bout d'un certain temps (de l'ordre du temps de pompage optique τ_p), le cycle absorption - émission spontanée ne peut donc plus fonctionner. Il n'existe pas ici de transition cyclante à partir de laquelle nous pourrions observer un effet de mélasse Doppler. Ce résultat est général pour des transitions $j \rightarrow j$ ou $j \rightarrow j - 1$ dans une configuration d'onde stationnaire polarisée circulairement où il est impossible d'obtenir un effet de mélasse Doppler.

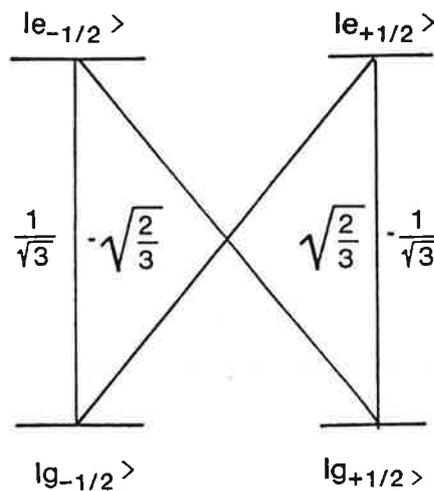


Figure I - 2 - 5 - Schéma de la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ et coefficients de Clebsch-Gordan.

Si on applique maintenant un champ magnétique statique, suivant une direction perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux lasers, les deux sous-niveaux du fondamental sont couplés grâce à ce champ magnétique. La précession de Larmor permet de repeupler le sous-niveau $|g_{-1/2}\rangle$ et le processus de pompage optique peut alors reprendre (cf figure I - 2 - 6). Comme précédemment, il se produit un processus de refroidissement Doppler. La condition pour qu'il y ait ce refroidissement est bien sûr un décalage vers le rouge de la fréquence de l'onde électromagnétique par rapport à la transition.

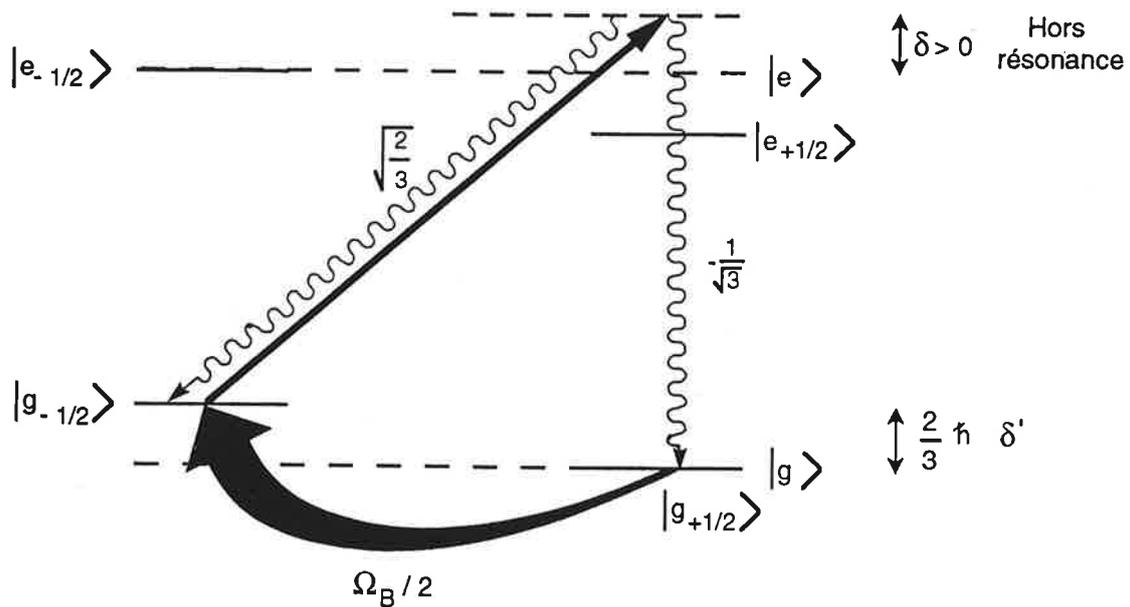


Figure I - 2 - 6 - Schéma de la transition cyclante $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |g_{+1/2}\rangle$ par pompage optique et $|g_{+1/2}\rangle \rightarrow |g_{-1/2}\rangle$ par coupage magnétique. Le processus de refroidissement Doppler est rendu possible grâce au champ magnétique.

Pour qu'il y ait un mécanisme de refroidissement sub-Doppler, il faut aussi considérer les déplacements lumineux. Le sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$ n'est jamais couplé à un niveau excité par la lumière laser, son déplacement lumineux est donc nul. Le déplacement lumineux de l'autre niveau $|g_{-1/2}\rangle$ est donné par:

$$E_{-1/2} = \frac{2}{3} \hbar \delta' \quad (\text{I - 2 - 3})$$

où δ' est également donné par l'expression (I - 2 - 2)

Comme précédemment, le déplacement lumineux est modulé dans l'espace suivant Oz car le système atomique est en présence d'une onde stationnaire. Sur la figure I - 2 - 7, nous avons représenté le déplacement lumineux des sous-niveaux Zeeman $|g_{+1/2}\rangle$ et $|g_{-1/2}\rangle$. Afin d'évacuer le surplus de l'énergie totale de l'atome, il faut que la fréquence du photon émis soit supérieure à la fréquence du photon absorbé lors du processus du pompage optique entre les deux sous-niveaux du fondamental (émission Raman anti-Stokes). Puisque le déplacement lumineux du sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$ est nul, nous verrons que ceci impose que le désaccord soit positif donc vers le bleu.

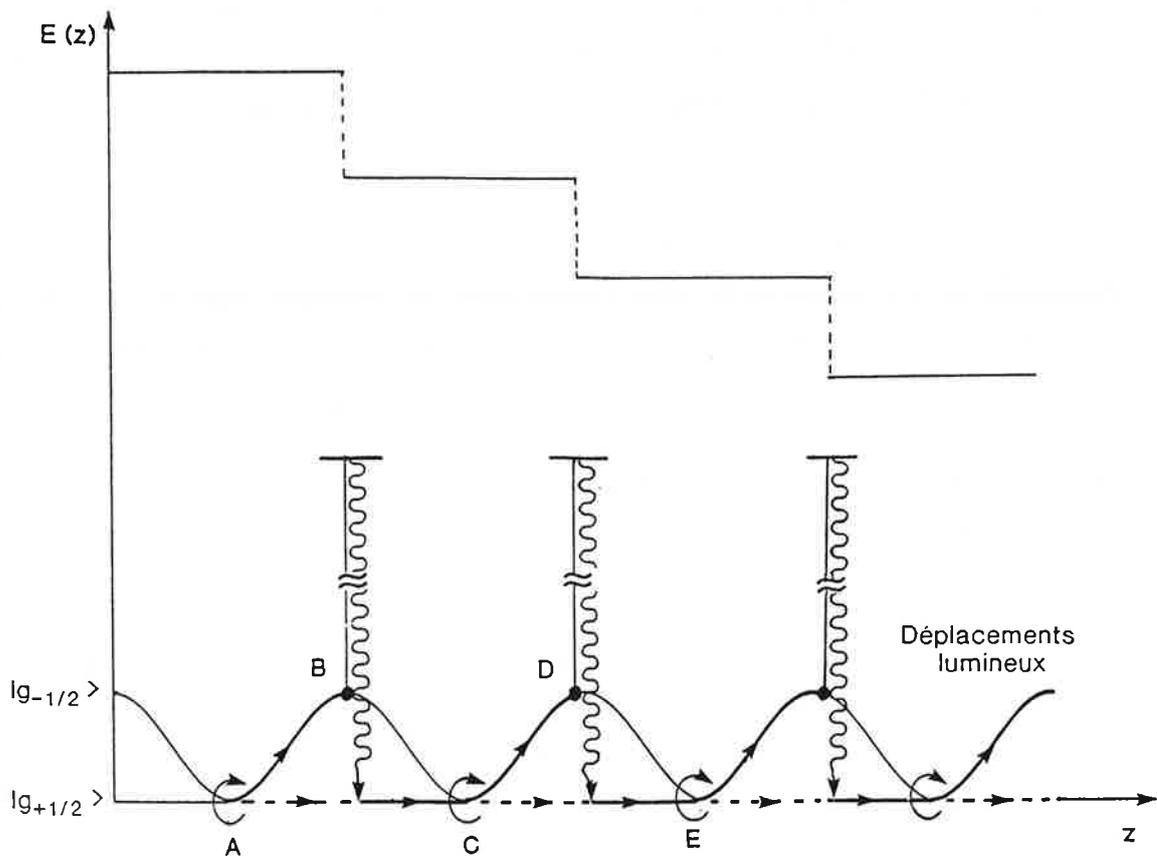


Figure I - 2 - 7 - Déplacement lumineux du seul sous-niveau Zeeman couplé au niveau excité par la lumière laser et énergie totale de l'atome en fonction de la position z .

On explique le processus de refroidissement de la même façon que pour le système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$. Supposons qu'avant le point A, toute la population se trouve dans le sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$. L'atome se déplace toujours vers les z positifs. Au point A (de la figure I - 2 - 7), le couplage électromagnétique est négligeable par rapport au couplage magnétique. Les deux sous-niveaux sont alors quasi-dégénérés. Une partie de la population est transférée du sous-niveau $|g_{+1/2}\rangle$ vers le sous-niveau $|g_{-1/2}\rangle$. Entre les points A et B, l'atome monte une "colline" de potentiel et perd son énergie cinétique au profit de son énergie potentielle. Au point B, la probabilité de transition par pompage optique du niveau $|g_{-1/2}\rangle$ vers le niveau $|g_{+1/2}\rangle$ est maximum. L'atome évacue son surplus d'énergie sur une transition Raman anti-Stokes. Au point C, toute la population se retrouve sur le niveau $|g_{+1/2}\rangle$. Au point D, le champ magnétique couple à nouveau

les deux sous-niveaux du fondamental. Le transfert de population du sous-niveau $|g+1/2\rangle$ vers $|g-1/2\rangle$ se produit et le processus de refroidissement peut se répéter. A chaque cycle de fluorescence, l'atome perd en énergie potentielle l'équivalent de la différence d'énergie maximum entre les deux sous-niveaux du fondamental, c'est à dire environ $2/3 \hbar \delta'$. Cette perte d'énergie potentielle provient en fait, comme dans le cas précédent, de son énergie cinétique et on retrouve bien à nouveau le refroidissement Sisyphé.

Nous verrons plus en détail dans le paragraphe II - 4 - 2a de ce travail les propriétés du refroidissement sub-Doppler pour les mélasses induites par champ magnétique. La forme de la force de friction en fonction de la vitesse atomique est représentée sur la figure I - 2 - 8. La plage de capture (cette propriété est générale au mécanisme de refroidissement sub-Doppler) est beaucoup plus petite que celle d'une mélasse Doppler à cause du long temps de pompage caractéristique de la mélasse sub-Doppler. On a:

$$k|v_0| \sim \tau_p^{-1} \quad (\text{I - 2 - 4})$$

où $|v_0|$ est la vitesse de capture.

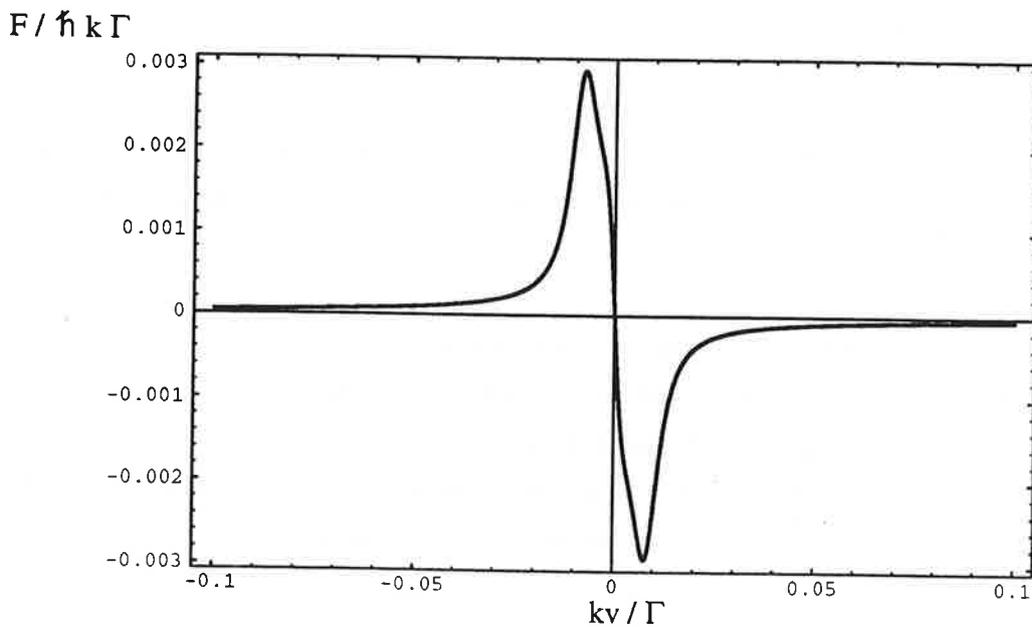


Figure I - 2 - 8 - Force de friction sub-Doppler en fonction de la vitesse atomique pour un désaccord de $\delta = \Gamma$, pour un paramètre de saturation $s = 0,1$ et pour un champ magnétique de $B = 0,1$ Gauss. La force de friction Doppler n'est pas visible ici. Elle est beaucoup plus faible et sa plage d'application est de l'ordre de $kv \sim \Gamma$.

En ce qui concerne une transition $j = 3/2 \rightarrow j' = 1/2$, le mécanisme de refroidissement sub-Doppler est similaire à celui mis en jeu pour la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$. Le schéma de cette transition est représenté sur la figure I - 2 - 9.

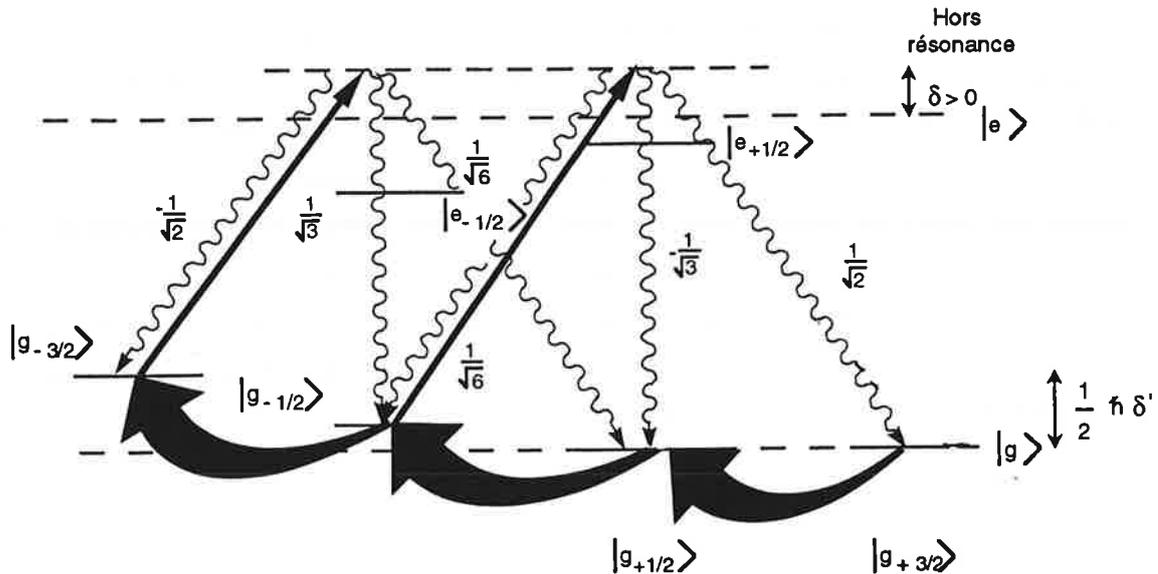


Figure I - 2 - 9 - Schéma des niveaux pour la transition $j = 3/2 \rightarrow j' = 1/2$ et coefficients de Clebsch-Gordan. Couplages avec le champ magnétique et cycles de fluorescence possibles.

Par pompage optique, les atomes sont piégés sur les sous-niveaux Zeeman $|g_{+1/2}\rangle$ et $|g_{+3/2}\rangle$. Le champ magnétique va coupler tous les sous-niveaux Zeeman voisins entre eux. Le système est plus compliqué que dans le cas $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$. Il existe plusieurs cycles possibles de pompage optique et de précession de Larmor afin de réaliser un mécanisme de refroidissement sub-Doppler. Pour qu'il y ait effectivement un mécanisme de refroidissement sub-Doppler, il faut que les transitions que l'on considère soient effectivement dans une configuration Raman anti-Stokes. Donc, comme précédemment, il faut que le décalage en fréquence soit *vers le bleu*, contrairement au cas du mécanisme de refroidissement Doppler.

I - 2 - 3 - Conclusion

Dans le chapitre suivant, nous verrons que l'on peut étendre les résultats obtenus pour les systèmes les plus simples $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ et $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ respectivement aux transitions $j \rightarrow j + 1$ et $j \rightarrow j$ ou $j \rightarrow j - 1$. Le mécanisme de refroidissement sub-Doppler doit toujours correspondre à un mécanisme de dissipation d'énergie, ce qui impose que si l'on doit considérer une transition du type Raman anti-Stokes. Cette condition impose pour une transition $j \rightarrow j + 1$ un désaccord de fréquence $(\omega_L - \omega_0)$ négatif (vers le rouge), alors que pour une transition $j \rightarrow j$ ou $j \rightarrow j - 1$, ce désaccord doit être positif (vers le bleu). Dans ce dernier cas, le mécanisme de refroidissement sub-Doppler se produit pour un désaccord inverse à celui du mécanisme de refroidissement Doppler, qui a toujours lieu pour un désaccord vers le rouge. Cet argument est général aussi bien pour l'effet Sisyphe assisté par champ magnétique que pour celui rencontré dans la configuration de mélasse $\text{lin} \perp \text{lin}$.

I - 3 - TRANSFERT ADIABATIQUE DANS UN SYSTEME A TROIS NIVEAUX DISPOSES EN Λ

Cette partie traite d'un sujet différent de la partie précédente: le transfert adiabatique. Il ne s'agit plus de refroidir les atomes au sein d'une mélasse optique. Cependant, le processus de transfert adiabatique peut aussi permettre de transférer aux atomes une quantité de mouvement provenant des photons et donc de pouvoir espérer les manipuler par laser mais, on va le voir, *de façon cohérente*.

Le transfert de population d'un niveau atomique (ou moléculaire) vers un autre peut s'effectuer selon plusieurs processus. Le premier qui vient à l'esprit est le pompage optique, c'est à dire l'absorption d'un photon par un atome suivie de l'émission spontanée d'un photon sur un autre niveau que celui de départ. Ce processus n'est pas cohérent car il met en jeu des photons émis spontanément, qui font perdre la cohérence interne de l'atome à cause du caractère aléatoire du processus d'émission spontanée. Pour qu'un processus de transfert de population s'effectue de manière cohérente, il faut soit se limiter à un seul processus d'émission spontanée pour un atome donné (pousse-atome à un seul photon [BOR89]), soit s'affranchir totalement de l'émission spontanée et considérer pour un atome non plus des cycles d'absorption + émission spontanée mais des cycles d'absorption + émission stimulée, en absence de toute émission spontanée.

Le transfert de population peut également s'accompagner d'un transfert de moment de la lumière à l'atome (c'est-à-dire un certain nombre de moment élémentaire du photon $\hbar \vec{k}$). Dans le cas du transfert adiabatique, cette propriété peut permettre de manipuler les atomes de manière cohérente puisque le processus de transfert est cohérent en absence de toute émission spontanée. Une des principales motivations à la recherche d'un tel processus est la possibilité de l'utiliser dans un interféromètre atomique en créant deux chemins pouvant interférer pour le mouvement externe de l'atome.

Dans ce travail (ce sera l'objet de l'exposé du chapitre III), nous avons étudié cette nouvelle méthode dite de transfert adiabatique qui s'affranchit de tout processus d'émission spontanée. Cette méthode utilisée pour le transfert adiabatique de population a été mise en évidence par K. Bergmann et al [GAU90] pour des transitions vibrationnelles de la molécule de Na_2 . Si par bien des points, cette méthode peut se rapprocher du processus d'émission Raman stimulée intervenant dans l'expérience de S. Chu et al [KAS91], il n'est plus besoin ici *de se placer hors résonance*. Cette méthode est basée sur l'existence d'états de l'atome en présence d'un champ électromagnétique, dits états pièges ou états non couplés au champ électromagnétique. Si, de plus, des

conditions d'adiabaticité sont remplies, l'état du système peut suivre une évolution "lente" du champ électromagnétique en restant toujours dans "l'état piège". Nous verrons en détail que l'on peut obtenir ainsi un transfert *cohérent* de population et aussi de moment.

Dans un premier paragraphe, nous décrivons l'exemple d'un système à dans une configuration en Λ . Un tel système peut être obtenu pour une transition de type $j = 1 \rightarrow j' = 1$ dans une configuration de champs électromagnétiques de polarisation σ^+ et σ^- (cf figure I - 3 - 1). Nous donnons l'expression d'un état piège quelconque. Dans le deuxième paragraphe, nous discutons les conditions d'adiabaticité lorsque l'état du champ électromagnétique évolue. Dans un troisième paragraphe, nous donnons le principe du transfert adiabatique de population pour une configuration de champs électromagnétiques de polarisation se superposant partiellement temporellement ou spatialement. Nous discutons finalement de la possibilité de transfert de moment dans un quatrième et dernier paragraphe.

I - 3 - 1 - Le système Λ et l'état piège

Nous allons maintenant considérer le cas le plus simple d'un état piège obtenu pour un système à trois niveaux en Λ . C'est ce type de système qui intervient dans les problèmes de résonances noires [ARI76] ou de refroidissement laser en dessous de l'énergie de recul [ASP88]. On obtient en particulier un tel système en considérant une transition atomique de l'état $j = 1$ vers l'état $j' = 1$ pour un atome interagissant avec deux faisceaux laser de polarisations circulaires σ^+ et σ^- . Comme la probabilité de transition entre les niveaux $j = 1, m_j = 0$ et $j' = 1, m'_j = 0$ est nulle, il est connu que par pompage optique ce système se ramène très rapidement à un système à trois niveaux en $\Lambda: \{ |g_{-1}\rangle, |e_0\rangle \text{ et } |g_{+1}\rangle \}$.

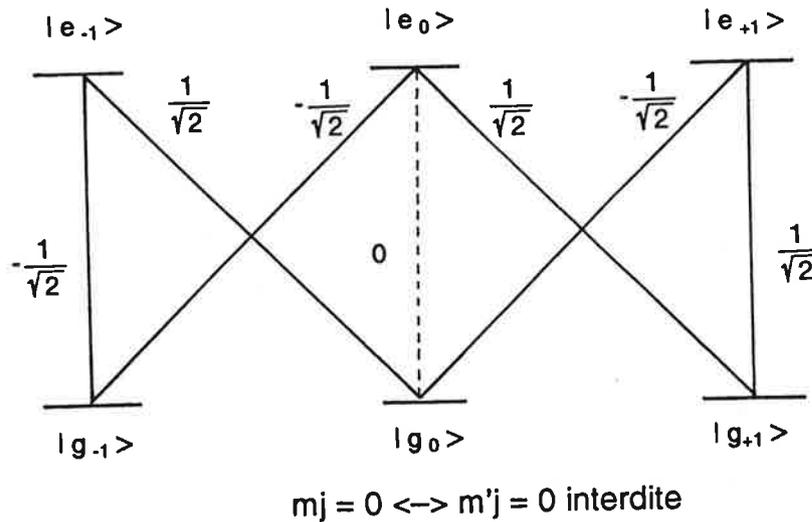


Figure I - 3 - 1 - Système $j = 1 \rightarrow j' = 1$ et coefficients de Clebsch-Gordan.

Par la suite, pour simplifier les écritures, nous appelons ces trois niveaux $|1\rangle$, $|2\rangle$ les niveaux du bas et $|e\rangle$ le niveau excité. Le champ électromagnétique σ^- couple $|1\rangle$ et $|e\rangle$ et le champ électromagnétique σ^+ couple $|2\rangle$ et $|e\rangle$. Considérons maintenant le système atome + champ électromagnétique tel que le champ électromagnétique soit une superposition quelconque de polarisation σ^+ et σ^- . On suppose que les champs avec les deux polarisations ont la même fréquence ω et sont en résonance avec la transition atomique. Il est aisé de voir que l'on peut construire pour l'atome un état propre du système, superposition linéaire des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et non couplé par le champ électromagnétique. Un tel état peut toujours s'écrire:

$$|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle = \frac{\Omega_+(t)|1\rangle - \Omega_-(t)|2\rangle}{\Omega(t)} \quad \text{avec} \quad \Omega(t) = \sqrt{\Omega_+^2(t) + \Omega_-^2(t)} \quad (\text{I-3-1})$$

où Ω_+ et Ω_- sont les fréquences de Rabi associées aux deux ondes polarisées σ^+ et σ^- . La phase relative entre les deux champs σ^+ et σ^- a été choisie telle qu'elle apparaît dans l'expression ci-dessus:

$$\Omega_+(t) = -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_+}{\sqrt{2}\hbar} \quad \text{et} \quad \Omega_-(t) = -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_-}{\sqrt{2}\hbar} \quad (\text{I-3-2})$$

Cet état n'est pas couplé par le champ électromagnétique, c'est à dire que:

$$\mathcal{H}_I |\psi_{NC}(t)\rangle = 0 \quad (\text{I - 3 - 3})$$

Ce qui correspond à une valeur propre nulle pour le Hamiltonien d'interaction \mathcal{H}_I donné par:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \left(\Omega_+(t) |e\rangle \langle 2| + \Omega_-(t) |e\rangle \langle 1| + \text{h.c.} \right) \quad (\text{I - 3 - 4})$$

On vérifie bien:

$$\mathcal{H}_I |\psi_{NC}(t)\rangle = \hbar \frac{\Omega_- \Omega_+ |e\rangle - \Omega_+ \Omega_- |e\rangle}{\Omega} = 0 \quad (\text{I - 3 - 5})$$

On appelle l'état $|\psi_{NC}\rangle$, un état non couplé au champ électromagnétique ou un état piège, ou encore un état non-absorbant. De façon triviale, on voit en particulier que l'état $|1\rangle$ en présence de σ^+ est un état piège, de même que $|2\rangle$ en présence de σ^- l'est aussi.

On a mentionné que l'existence d'un état piège intervient dans l'interprétation des résonances noires ou du refroidissement en dessous de l'énergie de recul. Il est l'élément clé pour comprendre le principe du transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement [GAU90, MAR91 et PIL93]. L'expression I - 3 - 5 montre que ce phénomène s'explique par l'existence d'interférences quantiques destructives entre les amplitudes de probabilité de transition [COH91/92].

Nous allons nous intéresser au deuxième point du transfert adiabatique, c'est-à-dire l'évolution du système avec celle du champ électromagnétique. Le système doit rester dans cet état non couplé pendant toute la durée de cette évolution. Nous allons donc maintenant définir les conditions pour lesquelles cette évolution se fait de manière adiabatique.

I - 3 - 2 - L'évolution adiabatique

Supposons qu'initialement le système soit dans un état non couplé. Cet état, nous l'avons vu, est un état propre du système atomique en présence d'un champ électromagnétique. Supposons maintenant que l'on fasse évoluer l'état du champ

électromagnétique. Si cette évolution est suffisamment lente, on pourra se trouver dans le cas d'une évolution adiabatique du système, c'est-à-dire que celui-ci restera dans son état propre initial qui est l'état non couplé. Cet état bien sûr évolue avec le champ électromagnétique. Le fait que l'atome reste dans un état piège ou non couplé implique que l'état excité n'est jamais peuplé. Il n'y a donc au cours de l'évolution *jamais de processus d'émission spontanée*. Le problème d'un suivi adiabatique est très général en physique, on le rencontre lorsque deux constantes d'évolution sont très différentes.

Nous allons maintenant restreindre un peu le problème en considérant le cas où initialement le champ électromagnétique est polarisé σ^+ (en absence du champ σ^-) et où l'atome est dans l'état piège $|1\rangle$. On va progressivement "éteindre" le champ σ^+ , tout en "allumant" simultanément le champ σ^- . Si l'évolution de l'état du champ électromagnétique remplit les conditions d'adiabaticité, l'état du système à la fin du processus sera l'atome dans l'état $|2\rangle$ en présence du champ σ^- . On aura ainsi effectué un transfert de population de $|1\rangle$ vers $|2\rangle$ sans n'avoir jamais peuplé l'état $|e\rangle$. Il n'y a donc pas au cours de ce processus de possibilité d'émission spontanée. Le processus est donc totalement cohérent.

On peut non plus considérer l'extinction et l'allumage des champs σ^+ et σ^- mais deux impulsions de champ σ^+ et σ^- se superposant partiellement (cf figure I - 3 - 2). Le raisonnement précédent ne se trouve pas modifié.

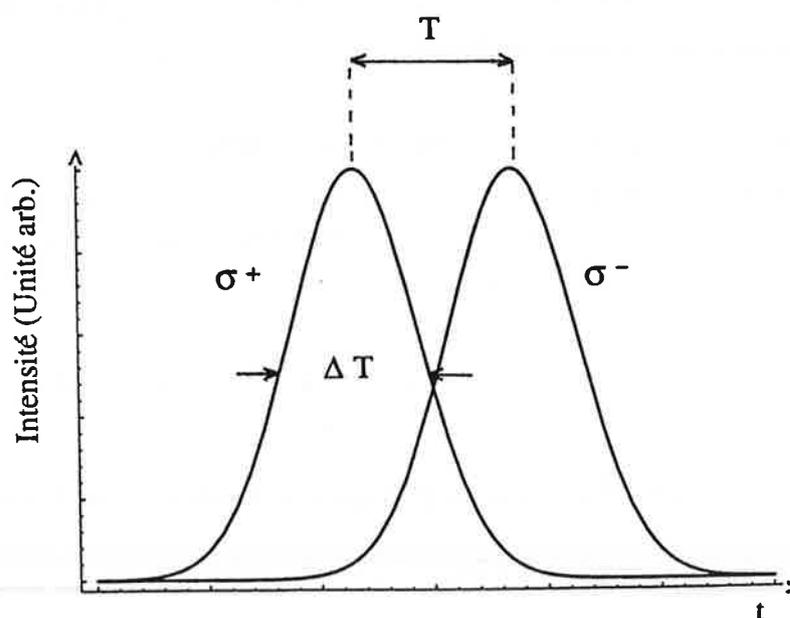


Figure I - 3 - 2 - Recouvrement temporel et partiel des impulsions σ^+ et σ^- .

L'expérience que nous avons réalisé est encore légèrement différente puisqu'il s'agit d'un atome qui traverse deux champs électromagnétiques σ^+ et σ^- et se recouvrent spatialement partiellement (cf figure I - 3 - 3).

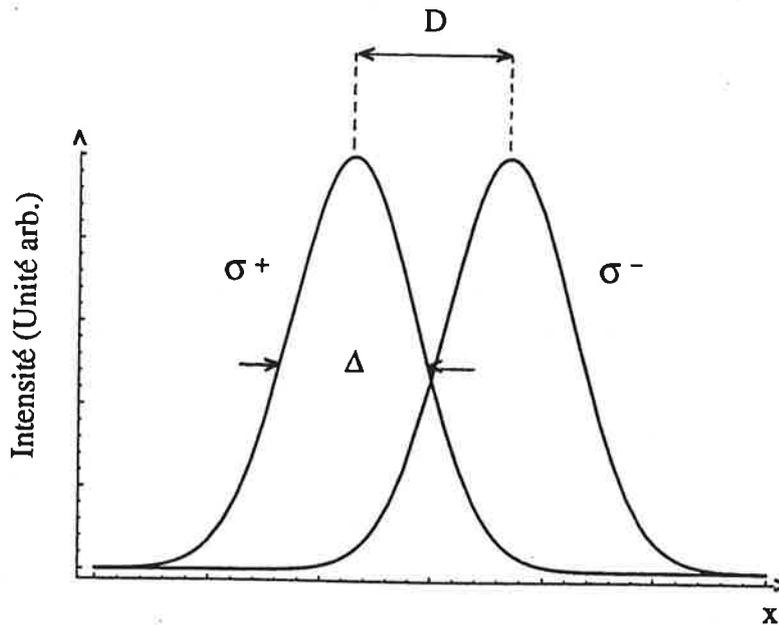


Figure I - 3 - 3 - Recouvrement spatial et partiel des champs électromagnétiques σ^+ et σ^- .

Ceci est complètement équivalent à un recouvrement partiel de deux impulsions et on fait réintervenir la variable temps en remplaçant x par $x / v_x = t$ où v_x est la vitesse constante de l'atome qui traverse les zones de champ.

Regardons maintenant comment évolue le système décrit précédemment. A chaque instant, le système peut alors s'écrire sous la forme d'une combinaison linéaire des trois états propres (dépendant du temps) du Hamiltonien \mathcal{H}_I . Ces états propres s'écrivent $|\psi_{NC}\rangle$, $|\psi_+\rangle$ et $|\psi_-\rangle$. On a:

$$|\psi(t)\rangle = C_{NC}(t) |\psi_{NC}(t)\rangle + C_+(t) |\psi_+(t)\rangle + C_-(t) |\psi_-(t)\rangle \quad (\text{I - 3 - 6})$$

(Nous ne définissons pas ici ces états propres qui seront redonnés au chapitre III.)

L'équation de Schrödinger donne l'évolution de ce système en fonction du temps:

$$\dot{C}_j(t) = -\frac{i}{\hbar} E_j(t) C_j(t) - \sum_1 C_1(t) \langle \dot{\psi}_1(t) | \psi_j(t) \rangle \quad (\text{I - 3 - 7})$$

avec j et l correspondant aux indices NC, + et -. Les E_j sont les énergies propres correspondant aux états propres que dont on donnera explicitement les expressions au chapitre III. On rappelle que l'énergie associée à l'état non couplé E_{NC} est nulle.

Le premier terme de l'équation I - 3 - 7 correspond à l'évolution temporelle des états propres que l'on a l'habitude d'obtenir lorsqu'il n'y a pas de couplage entre ces états propres. Le terme supplémentaire est dû au fait que le Hamiltonien et les états propres dépendent du temps. Ce deuxième terme du couplage entre les états limite l'efficacité du transfert adiabatique en créant une population dans l'état excité et donc en ouvrant la possibilité à l'émission spontanée. La condition d'adiabaticité est obtenue en supposant que le deuxième terme est négligeable, c'est-à-dire que la vitesse de variation des états propres est suffisamment faible. Cette condition peut s'écrire:

$$\left| \langle \dot{\psi}_1(t) | \psi_j(t) \rangle \right| \ll \frac{1}{\hbar} |E_1(t) - E_j(t)| \quad (\text{I - 3 - 8})$$

Si cette dernière condition est remplie, on peut estimer que l'atome suit adiabaticquement l'évolution du champ électromagnétique. Ceci revient aussi à dire que les impulsions du champ électromagnétique (cf figure I - 3 - 2) doivent varier lentement en fonction du temps. On exprime la condition d'adiabaticité par:

$$\tau \gg \Omega^{-1} \quad (\text{I - 3 - 9})$$

Le temps τ représente le temps caractéristique d'évolution des champs électromagnétiques et Ω est la fréquence de Rabi précédemment décrite. La fréquence de Rabi doit être très grande par rapport à l'inverse du temps de recouvrement des impulsions. Cette condition implique donc que l'on doit se placer dans un régime de champ fort ($s \gg 1$). Il est impératif que cette condition soit bien remplie dans les expériences puisque le temps d'émission spontanée $T_{sp} = \Gamma^{-1}$ sont très courts par rapport à τ , ce qui implique que tout atome excité aura une probabilité très grande d'émettre un photon par émission spontanée et sera alors perdu pour un processus cohérent.

Après avoir établi les conditions de suivi adiabatique des atomes pour qu'ils restent dans l'état non couplé par le rayonnement laser, nous allons exposer le principe des expériences de transfert adiabatique.

I - 3 - 3 - Le transfert adiabatique de population

Résumons l'évolution temporelle adiabatique de l'atome dans un état piège. On rappelle:

$$|\Psi_{\text{NC}}(t)\rangle = \frac{\Omega_+(t) |1\rangle - \Omega_-(t) |2\rangle}{\Omega(t)} \quad \text{avec} \quad \Omega(t) = \sqrt{\Omega_+^2(t) + \Omega_-^2(t)} \quad (\text{I - 3 - 10})$$

On se place dans les conditions d'adiabaticité. Lorsque la fréquence de Rabi $\Omega_-(t)$ est nulle (en l'absence du champ σ^-), l'état non couplé s'identifie à l'état $|1\rangle$ et inversement, lorsque la fréquence de Rabi $\Omega_+(t)$ est nulle (en l'absence du champ σ^+), l'état non couplé s'identifie à l'état $|2\rangle$. Supposons que tous les atomes soient dans l'état $|1\rangle$ à l'instant initial. Si les atomes interagissent en premier avec l'impulsion polarisée σ^+ , ils sont non couplés au laser. Puis les atomes sont en présence d'une combinaison des deux impulsions et, pour terminer, ils n'interagissent qu'avec l'impulsion polarisée σ^- . Dans les conditions d'une évolution adiabatique, ils restent non couplés au laser pendant tout le processus. Après la durée de l'interaction, les atomes sont tous dans l'état piège $|2\rangle$ sans avoir transité dans l'état $|e\rangle$ et donc sans possibilité d'émission spontanée. C'est ce principe expérimental qui a été utilisé pour la première fois par K. Bergmann et al [GAU90] entre niveaux vibrationnels de la molécule dimère de sodium (Na_2).

Nous étudierons à nouveau en détail le système Λ dans la partie III - 1. Il est cependant intéressant d'entrevoir dès à présent un résultat de calcul de l'évolution. Sur la figure I - 3 - 3, nous avons représenté la forme des impulsions et sur la figure I - 3 - 4, nous donnons l'évolution des populations où les conditions d'adiabaticité sont bien remplies. On observe un transfert de quasi 100% de la population de $|1\rangle$ vers $|2\rangle$ tandis qu'au plus 1 pour 10 000 de l'ensemble des atomes transite dans le niveau $|e\rangle$ (ceci n'est pas visible sur la figure).

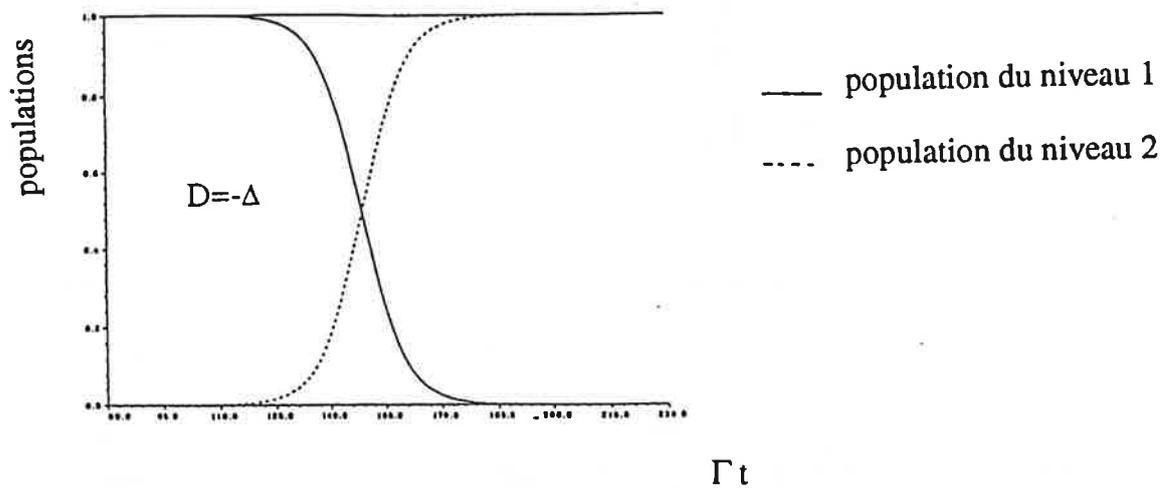


Figure I - 3 - 4 - Résultat du calcul numérique pour un système à trois niveaux disposés en Λ .

Dans les expériences qui ont été réalisées pour le transfert adiabatique de population, les deux faisceaux lasers se propagent dans le même sens. Dans ce cas l'effet Doppler n'intervient pas. On peut aussi réaliser l'expérience avec deux faisceaux lasers se propageant en sens opposé. Nous verrons que, dans ce cas, seuls les atomes de vitesse voisines de zéro doivent être considérés. Cependant, dans cette configuration des faisceaux lasers, outre le transfert adiabatique de population, il devient également possible de transférer une quantité de mouvement de la lumière aux atomes.

I - 3 - 4 - Possibilité de transfert de moment

Étudions à présent la configuration des faisceaux lasers se propageant en sens opposé, comme représentée sur la figure I - 3 - 5.

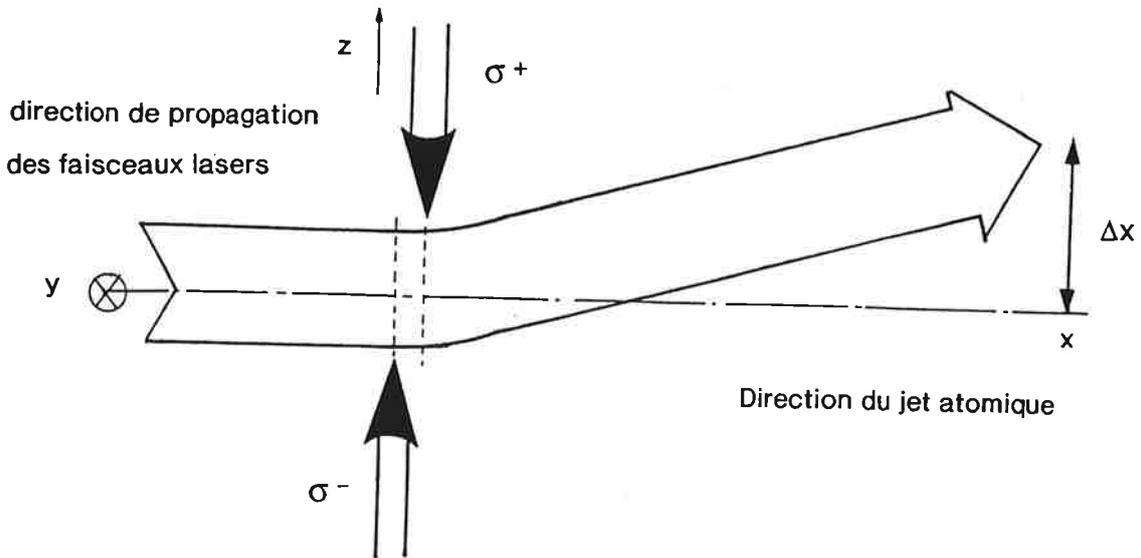


Figure I - 3 - 5 - Configuration des faisceaux lasers se recouvrant partiellement pour le transfert adiabatique de quantité de mouvement et déviation d'un jet atomique.

Lors du transfert adiabatique de population de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|2\rangle$, il n'y a pas peuplement de l'état $|e\rangle$. Il y a cependant des processus d'absorption et d'émission. Le passage de $|1\rangle$ vers $|2\rangle$ correspond globalement au résultat d'un processus d'absorption d'un photon polarisé σ^- et d'un processus d'émission stimulée d'un photon polarisé σ^+ , c'est à dire à une redistribution des photons entre les champs électromagnétiques σ^+ et σ^- . P. Marte et al [MAR91] ont noté que, dans une configuration σ^+ et σ^- en sens de propagation inverse, il y a aussi échange de quanta $\hbar \vec{k}$ entre la lumière et les atomes. Considérons un atome qui absorbe un photon ($+\hbar \vec{k}$) se propageant vers la z croissants et qui émet simultanément de façon stimulée un photon ($-\hbar \vec{k}$) dans la même direction que ceux qui se propagent vers les z décroissants. Cet atome a acquis une impulsion $2 \hbar \vec{k}$ après ce "processus de diffusion Raman stimulée". Ce processus modifie la vitesse d'une quantité $2 v_R$ (v_R est la vitesse de recul = $\hbar k / M$) suivant l'axe de propagation des faisceaux lasers et doit dévier la trajectoire de l'atome. Au cours du processus, il n'y a pas de perte de cohérence interne de l'atome due à l'émission spontanée et le processus est donc cohérent. Nous reviendrons amplement sur le sujet du transfert adiabatique dans le chapitre III.

Au cours de ce chapitre, après avoir présenté les notations que nous aurons à utiliser, nous avons exposé deux exemples simples introduisant chacun les chapitres qui suivent. Le refroidissement sub-Doppler dans les mélasses est le résultat d'un processus dissipatif non cohérent. Le transfert adiabatique au contraire est un processus cohérent. Ces deux systèmes offrent de nombreuses applications potentielles pour manipuler un jet atomique mais dans des registres différents.

Références bibliographiques du chapitre I

- [ARI76] E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976)
- [ASP88] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)
- [CAR91] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991)
- [CAS91] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14**, 761 (1991)
- [CAS92] Y. Castin, thèse de doctorat, Université Paris VI (1992)
- [COH88] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc and G. Grynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes", p337-371, Editions du CNRS (1988)
- [COH90/91] Cours de C. Cohen-Tannoudji au Collège de France 1990/91
- [DAL89] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, in *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds., World Scientific, Singapore, 199 (1989)
- [EMI93] O. Emile, thèse de doctorat, Université Paris XI (1993)
- [GAU90] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990)
- [KAI90] Robin Kaiser, Thèse de doctorat à Paris VI (1990)
- [KAS91] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
- [KEI91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1993)
- [KOP58] H. Kopfermann - "Nuclear Moments" - Academic Press - Inc. Publishers New York (1958)
- [MAR91] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, *Phys Rev A* **44**, 4118 (1991)
- [PIL93] P. Pillet, C. Valentin, R. -L. Yuan, and J. Yu, *Phys. Rev. A* **48**, 845 (1993)
- [RIE91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Ch. - J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991)
- [ROB91] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski and J. Baudon, *Europhys. Lett.* **16**, 29 (1991)
- [SHE90] B. Sheehy, S.-Q. Shang, P. van des Straten, S. Hatamian, and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 858 (1990)
- [SHI91] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, post deadline poster à Tenth International Conference on Laser Spectroscopy, Font-Romeu (1991)
- [UNG89] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B6*, 2058 (1989)

- [VAL92] C. Valentin, M. -C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992)
- [WEI89] David S. Weiss, Erling Riss, Yaakov Sheevey, P. Jeffrey Ungar, and Steven Chu, *J. Opt. Soc. Am. B6*, 2072 (1989)
- [WIN79] D. Wineland and W. Itano, *Phys Rev. A20*, 1521 (1979)

chapitre II

Etude des mélasses optiques sub-Doppler à une dimension:

Comparaison des transitions $j \rightarrow j + 1$ et $j \rightarrow j - 1$

et rôle d'un champ magnétique statique.

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased from 10.5 million to 13.5 million (19.5% of the population).

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for the 21st century in the White Paper on *Ageing Better: The Government's Strategy for Older People* (Department of Health 1999). This strategy is based on the following principles:

- Older people should be able to live independently and actively in their own homes.
- Older people should be able to live in their own communities.
- Older people should be able to live in their own homes and communities for as long as possible.

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for the 21st century in the White Paper on *Ageing Better: The Government's Strategy for Older People* (Department of Health 1999). This strategy is based on the following principles:

- Older people should be able to live independently and actively in their own homes.
- Older people should be able to live in their own communities.
- Older people should be able to live in their own homes and communities for as long as possible.

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for the 21st century in the White Paper on *Ageing Better: The Government's Strategy for Older People* (Department of Health 1999). This strategy is based on the following principles:

- Older people should be able to live independently and actively in their own homes.
- Older people should be able to live in their own communities.
- Older people should be able to live in their own homes and communities for as long as possible.

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for the 21st century in the White Paper on *Ageing Better: The Government's Strategy for Older People* (Department of Health 1999). This strategy is based on the following principles:

- Older people should be able to live independently and actively in their own homes.
- Older people should be able to live in their own communities.
- Older people should be able to live in their own homes and communities for as long as possible.

There is a growing awareness of the need to address the needs of older people, and the Government has set out a strategy for the 21st century in the White Paper on *Ageing Better: The Government's Strategy for Older People* (Department of Health 1999). This strategy is based on the following principles:

- Older people should be able to live independently and actively in their own homes.
- Older people should be able to live in their own communities.
- Older people should be able to live in their own homes and communities for as long as possible.

Pour étudier les mécanismes de refroidissement dans les mélasses optiques, nous avons réalisé une expérience un peu systématique de mélasse suivant une dimension transverse d'un jet atomique effusif de césium, pour différentes configurations de polarisation des faisceaux lasers. L'originalité de l'expérience repose sur l'étude approfondie d'effets de mélasses dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium, prototype d'une transition $j \rightarrow j - 1$, qui n'avait à notre connaissance jamais été considéré pour la réalisation d'une mélasse optique. La comparaison entre les effets de mélasses dans le cas des deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ a été une des motivations du travail de cette thèse.

Ce travail s'est poursuivi avec l'application d'un champ magnétique statique dans la zone de mélasse. Des effets nouveaux ont pu être mis en évidence. Nous avons en particulier observé des phénomènes de mélasses qui ne produisent plus autour d'une vitesse nulle, mais différente de zéro. Ces résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence la possibilité de faire dériver une mélasse sans modifier la température de l'échantillon atomique. Dans le même temps que nous réalisions cette expérience, des résultats similaires ont été obtenus dans le groupe de H. Metcalf à Stony Brook pour l'atome de rubidium [SHE90].

Nous utiliserons dans ce chapitre plusieurs termes que nous précisons ici. Le *refroidissement Doppler* dans une *mélasse optique* permet d'amortir les vitesses des atomes. La température que l'on peut obtenir est limitée par le caractère aléatoire de l'émission spontanée. Pour le césium, cette température limite atteint 125 μK . Nous savons depuis 1988 [LET88] qu'il est possible d'obtenir une température bien plus faible grâce à des processus plus efficaces de *refroidissement sub-Doppler*. Dans ce chapitre, nous employerons par extension les termes de *mélasse Doppler* et de *mélasse sub-Doppler*. Le mécanisme de refroidissement sub-Doppler le plus efficace est l'*effet Sisyphé*, déjà présenté au chapitre précédent [DAL89, UNG89] pour les mélasses induites par champ magnétique.

Dans la première partie de ce chapitre, nous faisons un rapide survol de l'état des connaissances sur les mélasses optiques lorsque j'ai commencé ma thèse. Cet état a considérablement évolué depuis, avec le travail effectué par un grand nombre de groupes [COH88, DAL89-2, UNG89, SHA90, SHA91, CAS92 et STE92]. Nous décrivons ensuite dans la deuxième partie le montage expérimental qui a permis d'obtenir les résultats concernant les différentes configurations de mélasses sub-Doppler pour les deux transitions entre les niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium. Les propriétés liées à ces deux transitions sont comparées dans la partie

II - 3 pour les différentes configurations de polarisation des faisceaux lasers. La quatrième et dernière partie concerne l'étude expérimentale de l'influence d'un champ magnétique statique appliqué dans la zone de mélasse.

II - 1 - NOTIONS SUR LES MELASSES OPTIQUES

Le terme de mélasse est apparu pour donner une image simple de l'effet de six faisceaux lasers se propageant en sens inverse deux à deux sur un échantillon d'atomes. Dans certaines conditions (désaccord vers le rouge...), les faisceaux lasers créent pour les atomes un milieu visqueux susceptible d'amortir leur vitesse. La viscosité est expliquée à l'aide des forces de pression de radiation qui s'exercent sur les atomes suivant les trois directions de l'espace.

Après une présentation chronologique des idées et des expériences réalisées avec des mélasses optiques (paragraphe II - 1 - 1), nous rappelons, dans le deuxième paragraphe, les notions importantes sur la force de pression de radiation et sur la mélasse Doppler. Dans le dernier paragraphe, nous rappelons les bases des "nouveaux" mécanismes de refroidissement qui conduisent aux mélasses sub-Doppler.

II - 1 - 1 - Historique

Le principe du refroidissement Doppler a été suggéré en 1975 indépendamment par deux groupes: T. Hänsch et A. Schawlow [HAN75] d'une part et D. Wineland et H. Dehmelt [WIN75] d'autre part. Les premiers cherchaient un moyen de refroidir une assemblée d'atomes libres, alors que les seconds visaient le refroidissement d'un ion piégé. S. Chu et ses collaborateurs ont réussi à refroidir et confiner par simple viscosité optique (d'où le nom de mélasse optique), les atomes dans une zone définie par l'intersection de six faisceaux lasers [CHU85]. Ils ont à l'époque annoncé une température de 240 μK pour le sodium, prédite par la théorie de refroidissement Doppler. Des températures en dessous de cette limite ont par la suite été mesurées par l'équipe de W. D. Phillips [LET88]. Ces résultats, confirmés un peu plus tard par d'autres équipes [SHE89 et DAL89], ont remis en cause la théorie "simple" du refroidissement Doppler et ont nécessité le développement d'une nouvelle théorie [DAL89-2, CHU89 et UNG89]. La mesure de la température la plus faible (2,5 μK) pour le césium a été réalisée en 1990 par l'équipe de l'E.N.S. [SAL90]. La théorie à une dimension est assez bien maîtrisée.

Des théories plus complexes des mélasses à plusieurs dimensions ont été également développés [BER93]. Nous allons revenir dans les paragraphes suivants sur la plupart de ces résultats qui ont été obtenus depuis 1975 mais surtout depuis 1985. Aujourd'hui, les mélasses optiques et les dispositifs qui les prolongent (fontaine atomique, pièges magnéto-optiques...) offrent de nouveaux outils à la physique atomique, ouvrant la voie à de nombreuses applications.

II - 1 - 2 - Force de pression de radiation et refroidissement Doppler

Lors de l'absorption d'un photon, un atome acquiert en plus de l'énergie du photon $\hbar \omega_L$, l'impulsion $\hbar \vec{k}$ de celui-ci où \vec{k} est le vecteur d'onde avec $k = \omega/c$. Lors du processus d'émission spontanée, l'atome perd l'énergie du photon émis et perd également une quantité de mouvement $\hbar \vec{k}_i$ (\vec{k}_i est le vecteur d'onde du photon émis dans le $i^{\text{ème}}$ cycle de fluorescence). La distribution dans l'espace des vecteurs d'onde \vec{k}_i ou diagramme de rayonnement de l'émission spontanée dépend de la transition atomique considérée, cependant pour une direction donnée, le photon a la même probabilité d'être émis dans un sens ou dans l'autre (cf figure II - 1 - 1).

La vitesse de recul après un cycle de fluorescence est donnée par:

$$v_{\text{recul}} = \frac{\hbar \vec{k}}{M} \quad (\text{II - 1 - 1})$$

où M est la masse de l'atome considéré.

L'énergie totale de l'atome se conserve lors du processus d'absorption, il faut donc que:

$$\hbar (\omega - \omega_0) = \hbar \vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (\text{II - 1 - 2})$$

Le dernier terme est l'énergie de recul, qui est négligeable par rapport au terme d'effet Doppler du premier ordre dû au mouvement de l'atome.

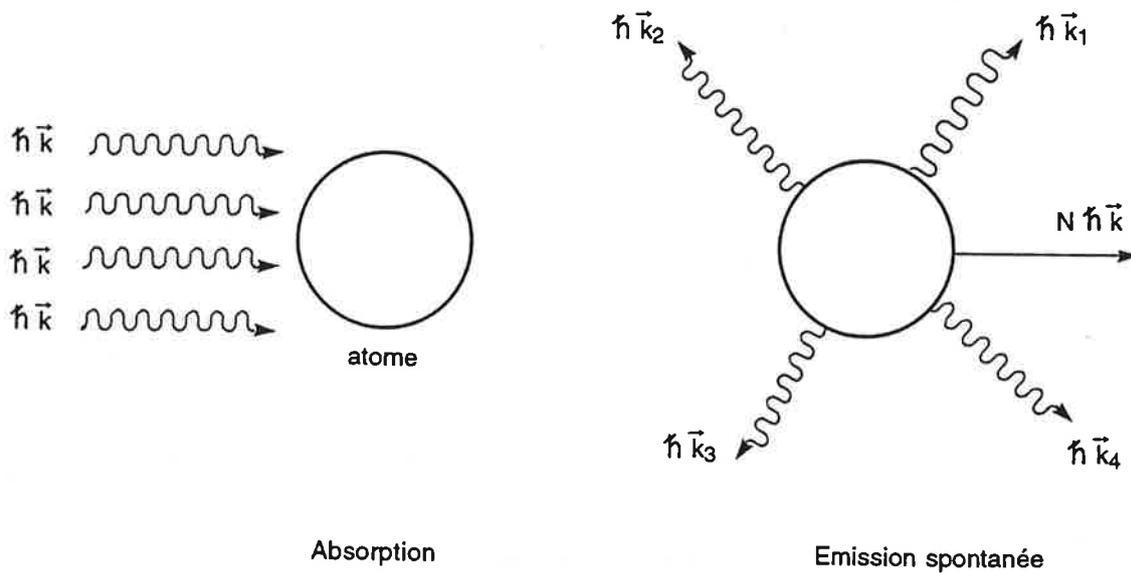


Figure II - 1 - 1 - Principe de la force de pression de radiation. Par absorption de N photons, l'atome acquiert une impulsion $N \hbar \vec{k}$ tandis qu'à cause du caractère aléatoire de l'émission spontanée, l'atome ne restitue pas en moyenne de quantité de mouvement.

Pour un grand nombre N de cycles d'absorption suivie d'émission spontanée, le bilan sur la modification de quantité de mouvement acquise par l'atome $N \hbar \vec{k}$. Il s'exerce ainsi sur l'atome une force de pression de radiation:

$$\vec{F} = n \hbar \vec{k} \quad (\text{II - 1 - 3})$$

où n est le nombre de cycles absorption-émission spontanée par seconde.

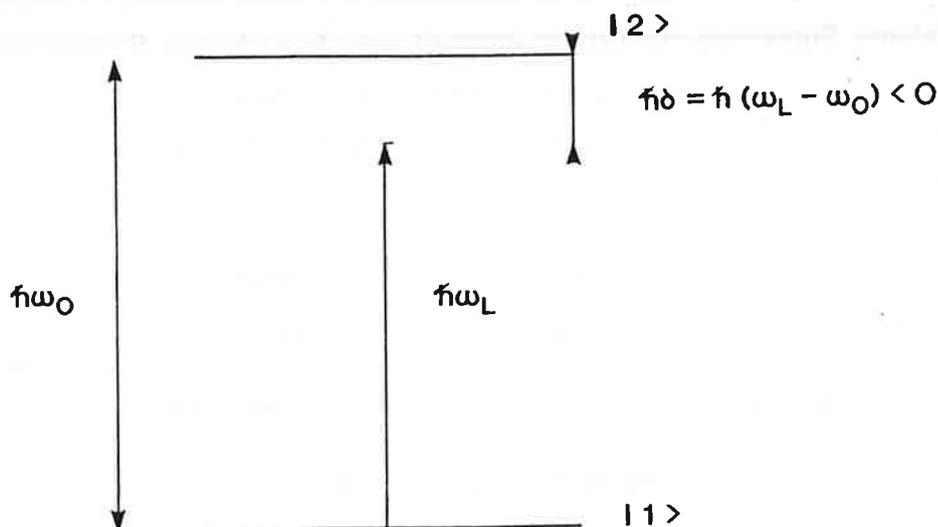


Figure II - 1 - 2 - Système atomique à deux niveaux. Pour obtenir une mélasse Doppler, le désaccord δ entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence atomique ω_0 doit être négatif.

Pour un système atomique à deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$, schématisé sur la figure II - 1 - 2, nous montrons que cette force, calculée à partir du théorème d'Ehrenfest, s'exprime par:

$$\langle \vec{F} \rangle = -\vec{\nabla}_r \left[\sigma_{12} \langle 2 | \mathcal{H}_I | 1 \rangle + \sigma_{21} \langle 1 | \mathcal{H}_I | 2 \rangle \right] \quad (\text{II - 1 - 4})$$

En calculant les composantes stationnaires du vecteur de Bloch pour un même système, à partir de l'équation d'évolution du système, nous obtenons la force moyenne [GUE92]:

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \vec{k} \quad (\text{II - 1 - 5})$$

où s est le paramètre de saturation donné par:

$$s = \frac{2 \Omega^2 / \Gamma^2}{1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2} \quad (\text{II - 1 - 6})$$

avec Ω la fréquence de Rabi, $\delta = \omega_L - (\omega_2 - \omega_1) = \omega_L - \omega_0$ le désaccord entre la fréquence laser et la fréquence propre de la transition atomique et Γ la largeur naturelle du niveau excité $|2\rangle$.

L'effet Doppler dû au mouvement de l'atome modifie les fréquences vues par l'atome. Supposons que l'atome interagit avec deux champs électromagnétiques se propageant en sens inverse dans la direction Oz comme dans la configuration présentée au chapitre I - 1. La figure II - 1 - 3 montre l'effet Doppler dans le référentiel du laboratoire et dans celui de l'atome.

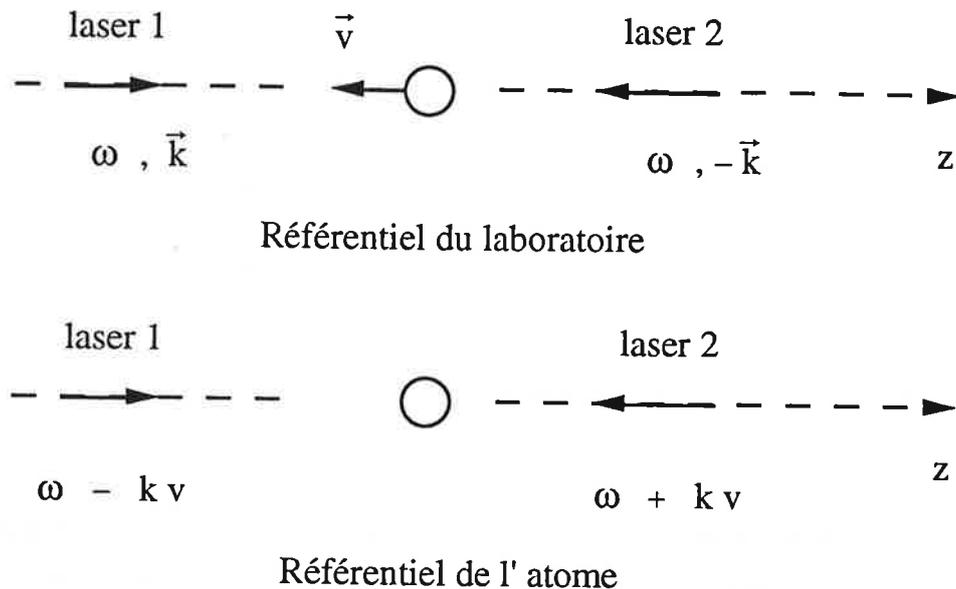
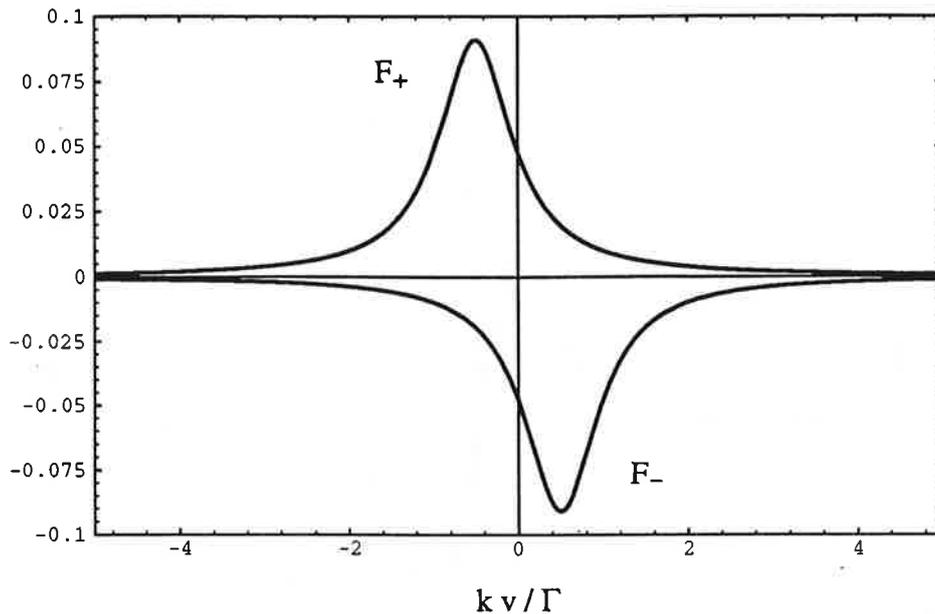


Figure II - 1 - 3 - Changement de référentiel. La fréquence vue par l'atome de l'onde se propageant vers les z croissants est diminuée de la valeur $k v$. Au contraire, la fréquence vue par l'atome de l'autre onde est augmentée de la même valeur $k v$.

Pour chaque faisceau considéré, il existe une force de pression de radiation \vec{F}_+ et \vec{F}_- qui, à faible intensité laser, peut être considérée comme s'exerçant indépendamment pour chacun des faisceaux lasers. En remplaçant la valeur du paramètre de saturation calculé pour chaque onde dans l'expression de la force moyenne donnée en II - 1 - 2, nous obtenons l'expression de ces deux forces, qui sont aussi représentées sur la figure II - 1 - 4:

$$\langle \vec{F}_{\pm} \rangle = \pm \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{\Omega^2 / 2}{(\delta \mp k v)^2 + \Gamma^2 / 4 + \Omega^2 / 2} \vec{k} \quad (\text{II - 1 - 7})$$

$F_{\pm} / \hbar \Gamma k$


Figures II - 1 - 4 - Forces de pression de radiation en fonction de la vitesse de l'atome pour un désaccord de $\delta = -\Gamma/2$ et un paramètre de saturation égal à 0,1.

Si la fréquence du laser est désaccordée vers le rouge où encore $\omega_L - \omega_0 < 0$, l'atome est davantage en résonance avec le rayonnement du faisceau laser se propageant en sens inverse à son mouvement par décalage Doppler. Il subit ainsi une force opposée à la direction de son mouvement.

Expliquons à présent l'existence de cette force de friction. Comme nous l'avons déjà dit, pour de faibles intensités lumineuses (paramètre de saturation inférieur à un), il n'existe pas de cohérence entre les deux champs électromagnétiques [DAL86], c'est-à-dire qu'il n'y a pas de redistribution de photons entre les deux ondes. Nous négligeons alors les effets d'interférences entre les deux faisceaux. L'atome est simplement soumis à la somme des forces de pression de radiation:

$$\langle \vec{F} \rangle = \langle \vec{F}_+ \rangle + \langle \vec{F}_- \rangle \quad (\text{I - 1 - 8})$$

et la force totale se met sous la forme:

$$\langle \vec{F} \rangle = - \frac{\alpha \vec{v}}{1 + \left(\frac{v}{v_0}\right)^2} \quad (\text{II - 1 - 9})$$

La figure II - 1 - 5 montre la force totale: pour une vitesse faible, on voit bien que la force est linéaire en fonction de la vitesse.

Force normalisée

à $\hbar \Gamma k$

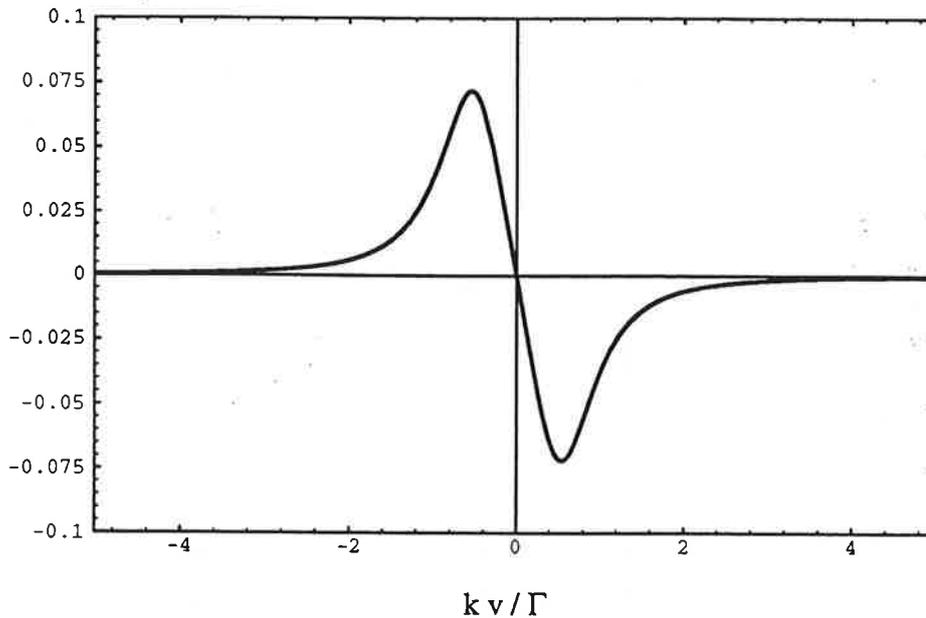


Figure II - 1 - 5 - Pour des vitesses faibles ($v \ll v_0$), nous voyons que cette force est proportionnelle à la vitesse dans la direction de propagation des faisceaux lasers.

Pour des faibles vitesses ($k | v | \ll [\Gamma]$), l'expression de la force peut se mettre sous la forme:

$$\langle \vec{F} \rangle = - \alpha \vec{v} \quad (\text{II - 1 - 10})$$

Nous trouvons une force de friction dont le coefficient α est donné par:

$$\alpha = - \frac{\hbar \Gamma}{2} \frac{s}{(1+s)^2} \frac{16 k^2 \delta}{\Gamma^2 \left[1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right]} \quad (\text{II - 1 - 11})$$

Ce coefficient α dépend du signe du désaccord δ et est positif si celui-ci est négatif. Cette force de friction a pour effet d'amortir les vitesses de l'atome en un temps caractéristique de l'ordre de $M \alpha^{-1}$, M étant la masse de l'atome. Pour $\delta = - \Gamma$, ce temps est égal à:

$$\tau_D = \frac{M}{8 \hbar k^2} \frac{(5 + s_0)^2}{s_0} \quad (\text{II - 1 - 12})$$

Nous avons calculé ce temps d'amortissement Doppler pour deux paramètres de saturation dans le cas de l'atome de césium considéré dans nos expériences. Il est généralement compris entre une centaine de microsecondes à une milliseconde [LET89-2].

Paramètre de saturation s_0	temps d'amortissement Doppler τ_D (Cs)
0,1	1,3 ms
1,0	174 μ s

(T-II - 1 - 1)

Ce temps est très grand par rapport au temps caractéristique d'évolution de l'état interne de l'atome qui est de l'ordre de 30 ns (Γ^{-1}).

A cause de l'effet Doppler, les atomes concernés par le refroidissement doivent avoir une vitesse inférieure à la vitesse dite de capture donnée par:

$$k v_0 \sim \Gamma \quad (\text{II - 1 - 13})$$

Pour le césium, cette vitesse est de l'ordre de 5 ms⁻¹.

Nous avons calculé ici la force moyenne mais il existe des fluctuations autour de cette valeur. Nous avons déjà mentionné ces fluctuations, elles proviennent du caractère aléatoire de l'émission spontanée au cours des cycles de fluorescence. Après chaque processus, l'atome n'acquiert pas une quantité de mouvement toujours dans la même direction. On peut rapprocher ce phénomène d'un mouvement brownien des atomes qui subissent des chocs de façon aléatoire avec des particules beaucoup plus petites (les photons). Cela se traduit par un coefficient de diffusion D qui va limiter le processus de refroidissement. Pour calculer la température limite du refroidissement Doppler, il faut tenir compte de la diffusion de la quantité de mouvement par émission spontanée. Une estimation de la température limite est donnée par [WIN79]:

$$k_B T_{\text{lim}} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (\text{II - 1 - 14})$$

Pour le césium, cette température limite est égale à 125 microKelvin, ce qui est déjà une température très basse.

Le refroidissement Doppler décrit précédemment met en jeu un système à deux niveaux. On obtient un système à deux niveaux avec une transition $j \rightarrow j + 1$ en interaction avec un champ électromagnétique en configuration d'onde stationnaire polarisée circulairement. Selon les configurations expérimentales considérées, il n'est pas toujours possible de se ramener à un système à deux niveaux. De plus, dans une mélasse à trois dimensions, la polarisation du champ électromagnétique résultant dans la zone de mélasse varie spatialement et le modèle d'une onde stationnaire à une dimension n'est pas valable. L'atome se déplaçant dans la zone de mélasse voit donc un gradient de la polarisation de l'onde électromagnétique, susceptible en particulier de redistribuer les populations entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental.

II - 1 - 3 - Mélasses sub-Doppler

Les très basses températures mesurées dans les mélasses ($2,5 \mu\text{K}$ pour le Cs [SAL90]) mettent clairement en évidence l'existence d'autres mécanismes de refroidissement que celui du refroidissement Doppler. Leur origine est liée à la dégénérescence des transitions considérés pour les atomes. Il faut alors considérer plusieurs sous-transitions entre les différents sous-niveaux Zeeman de la transition comme pour l'exemple de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ représenté sur la figure II - 1 - 6.

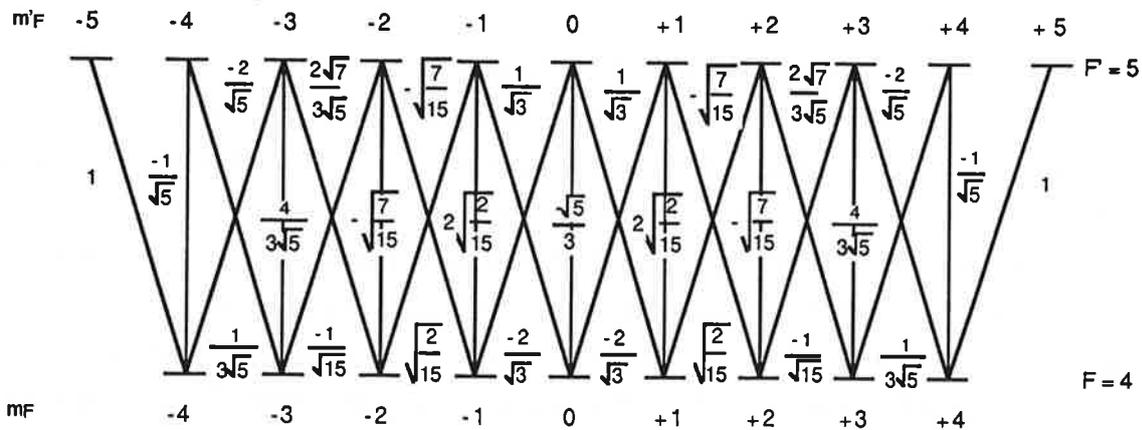


Figure II - 1 - 6 - Coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

De plus comme nous venons de le mentionner, dans les mélasses tri-dimensionnelles, l'atome se déplace dans un gradient de polarisation de l'onde

électromagnétique. Il apparaît des effets de pompage optique entre les différents sous-niveaux du fondamental. L'atome voit un gradient de polarisation qui varie avec un pas de l'ordre de la longueur d'onde. Le temps caractéristique de pompage d'un sous-niveau de l'état fondamental vers un autre va dépendre de la polarisation du champ électromagnétique, des coefficients de Clebsch-Gordan des sous-transitions à considérer et de l'intensité lumineuse des six faisceaux lasers utiles à la réalisation de la mélasse. Il est d'autant plus grand que cette intensité est faible. A ces effets de pompage optique, s'ajoutent des effets de retard du système à répondre à l'évolution du champ électromagnétique qui se traduisent par des effets d'hystérésis entre l'évolution interne de l'atome et celle du mouvement de son centre de masse. Ces effets vont conduire à une force de friction extrêmement efficace pour les atomes dont la vitesse est telle que:

$$k v_0 \sim \tau_p^{-1} = \frac{\Gamma s}{2} \quad (\text{II} - 1 - 15)$$

Le taux de pompage optique ($\Gamma' = \tau_p^{-1}$) peut être très faible par rapport au taux de désexcitation par émission spontanée (Γ), il en résulte que la vitesse de capture pour les mélasses sub-Doppler est beaucoup plus faible que celle pour la mélasse Doppler. Pour le césium, cette vitesse est de l'ordre de $0,25 \text{ ms}^{-1}$ pour un paramètre de saturation de 0,1.

Comme nous l'avons déjà exposé au chapitre précédent, pour comprendre complètement l'origine de ce mécanisme de refroidissement, il faut aussi tenir compte de la modification de l'énergie potentielle due au déplacement lumineux pour les différents sous-niveaux Zeeman.

Nous allons rappeler brièvement deux cas largement étudiés de refroidissement menant à des températures plus faibles que la température limite Doppler: la configuration de polarisations rectilignes orthogonales ($\text{lin} \perp \text{lin}$) ou mélasse Sisyphe et la configuration de polarisations circulaires orthogonales ($\sigma^+ - \sigma^-$) ou la mélasse "d'orientation induite par le mouvement" [DAL89-2]. A ces deux cas, il faut ajouter la configuration d'une onde stationnaire en présence d'un champ magnétique, déjà présentée dans le chapitre précédent, que l'on appelle aussi un effet Sisyphe assisté par un champ magnétique ou MASE (Magnetic Assisted Sisyphus Effect) et dont la mise en évidence et les études sont plus récentes [SHE90, NIE91, VAL92 et EMI93].

3 - a - Mélasse Sisyphe [DAL89-2]

Dans une onde stationnaire très intense, l'effet de canalisation des atomes par le rayonnement dans les mélasses stimulées avait permis d'introduire pour la première fois le concept d'effet Sisyphe [ASP86 et PRE89]. A la suite des mesures de très basses températures dans les mélasses à trois dimensions, un effet Sisyphe dans le cas des mélasses en faible intensité laser a été introduit par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji et par S. Chu et al en 1989 [CHU89, UNG89, DAL89]. Cet effet est responsable des très basses températures mesurées. Nous allons dans ce paragraphe rappeler brièvement les bases du refroidissement Sisyphe dans la configuration de mélasse à une dimension lin \perp lin (cf figure II - 1 - 7).

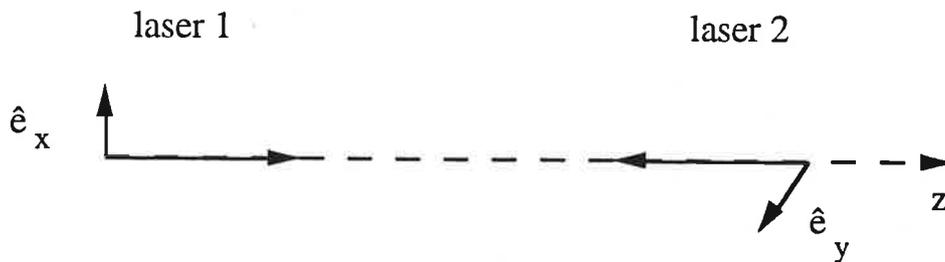


Figure II - 1 - 7 - La configuration des faisceaux lasers est la suivante: une onde électromagnétique de polarisation \hat{e}_x se propageant vers les z croissants superposée à une onde de polarisation perpendiculaire \hat{e}_y se propageant dans le sens inverse.

Le champ électromagnétique total a une polarisation qui varie avec la position z comme nous l'avons exposé au paragraphe I - 1 - 2 - b - a (cf figure II - 1 - 8).

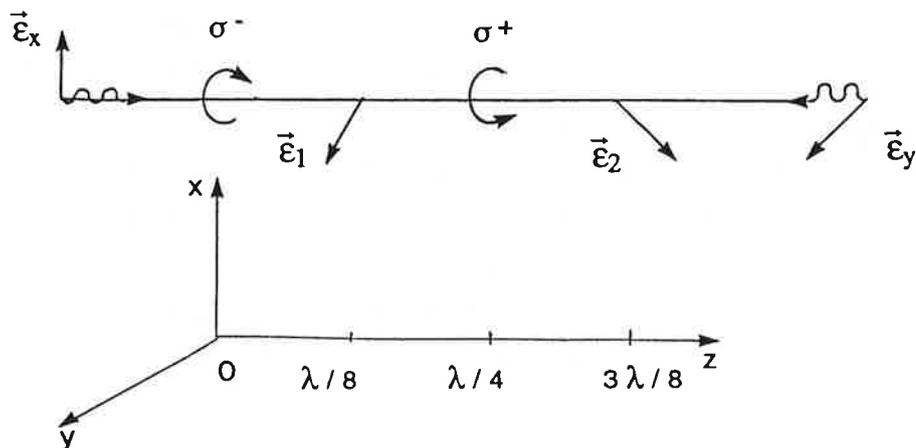


Figure II - 1 - 8 - Gradient de polarisation.

Pour la position $z = 0$, la polarisation est circulaire σ^- , à $z = \lambda / 8$, elle est rectiligne, à $z = \lambda / 4$, elle est à nouveau circulaire mais orthogonale à la première σ^+ et à $z = 3 \lambda / 8$, elle est rectiligne mais orthogonale à la deuxième

Pour comprendre le mécanisme, considérons comme dans les références [CHU89, UNG89 et DAL89] le cas le moins complexe à une seule dimension, c'est-à-dire la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ représentée sur la figure II - 1 - 9.

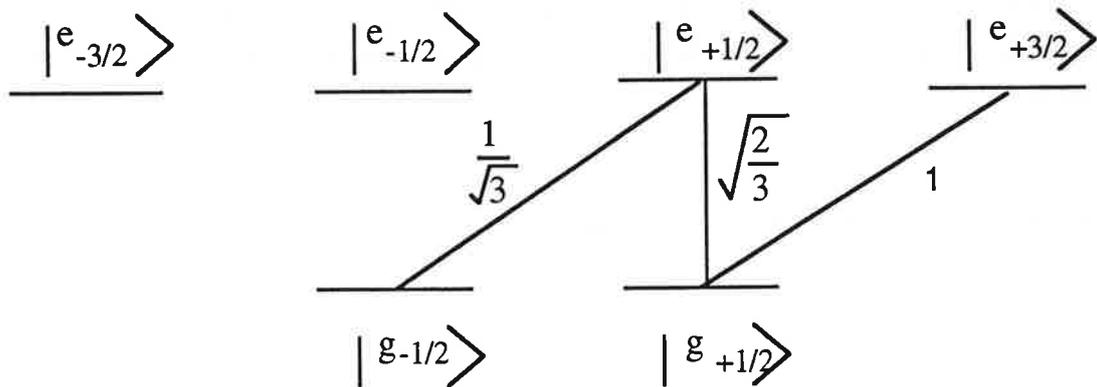


Figure II - 1 - 9 - Système atomique $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ et coefficients de Clebsch-Gordan.

Sur la figure II - 1 - 10, nous avons représenté la variation de l'énergie atomique totale, ainsi que les déplacements lumineux en fonction de la position z de l'atome. Plaçons-nous en $z = 0$, là où la polarisation est circulaire σ^- . D'après le carré des coefficients de Clebsch-Gordan (1 et $1/3$), le sous-niveau $m_j = -1/2$ est trois fois plus déplacé que le sous-niveau $m_j = +1/2$. Pour un désaccord négatif, l'énergie du sous-niveau $m_j = -1/2$ est plus faible que celle de l'autre sous-niveau. Considérons un atome peuplé sur le sous-niveau $m_j = -1/2$ en $z = 0$. Lorsqu'il se déplace vers les z croissants, la polarisation varie mais il reste polarisé sur le même sous-niveau, c'est-à-dire qu'il ne suit pas adiabatement la modification de polarisation. Il doit donc fournir "un gros effort" pour monter la colline de potentiel. Son énergie cinétique est alors transformée en énergie potentielle. Il perd ainsi de la vitesse. Lorsque z croît, le taux de pompage optique entre le sous-niveau $m_j = -1/2$ et l'autre sous-niveau $m_j = +1/2$ augmente. Il est maximum en $z = \lambda / 4$ où la polarisation est σ^+ . En ce point, l'énergie du sous-niveau $m_j = +1/2$ est cette fois-ci trois fois plus faible que celle de l'autre sous-niveau. Lorsqu'il y a émission spontanée, un surplus d'énergie potentielle est alors évacuée car en général l'énergie du photon d'émission spontanée est plus grande que celle du photon absorbé d'une quantité correspondant au plus à la profondeur du puits de potentiel noté U_0 sur la figure II - 1 - 10. Nous voyons alors que si l'atome subit

plusieurs cycles absorption-émission spontanée de ce type, il perd sa vitesse jusqu'à ce que son énergie soit plus faible que le puits de potentiel. L'efficacité du phénomène provient du fait qu'il y a ici coïncidence entre les courbes d'énergie de déplacements lumineux et le fait que la probabilité de transition est plus grande entre un niveau d'énergie supérieure vers un niveau d'énergie inférieure que l'inverse. En particulier, pour une polarisation σ^- , la probabilité d'un transfert de $m_j = +1/2 \rightarrow m_j = -1/2$ est maximum alors que la transition contraire a une probabilité nulle de se produire. Ceci est bien obtenu dans le cas d'un désaccord rouge de la fréquence des lasers. La distribution de vitesse des atomes est liée au potentiel U_0 , ce qui va finalement fixer la température de l'échantillon.

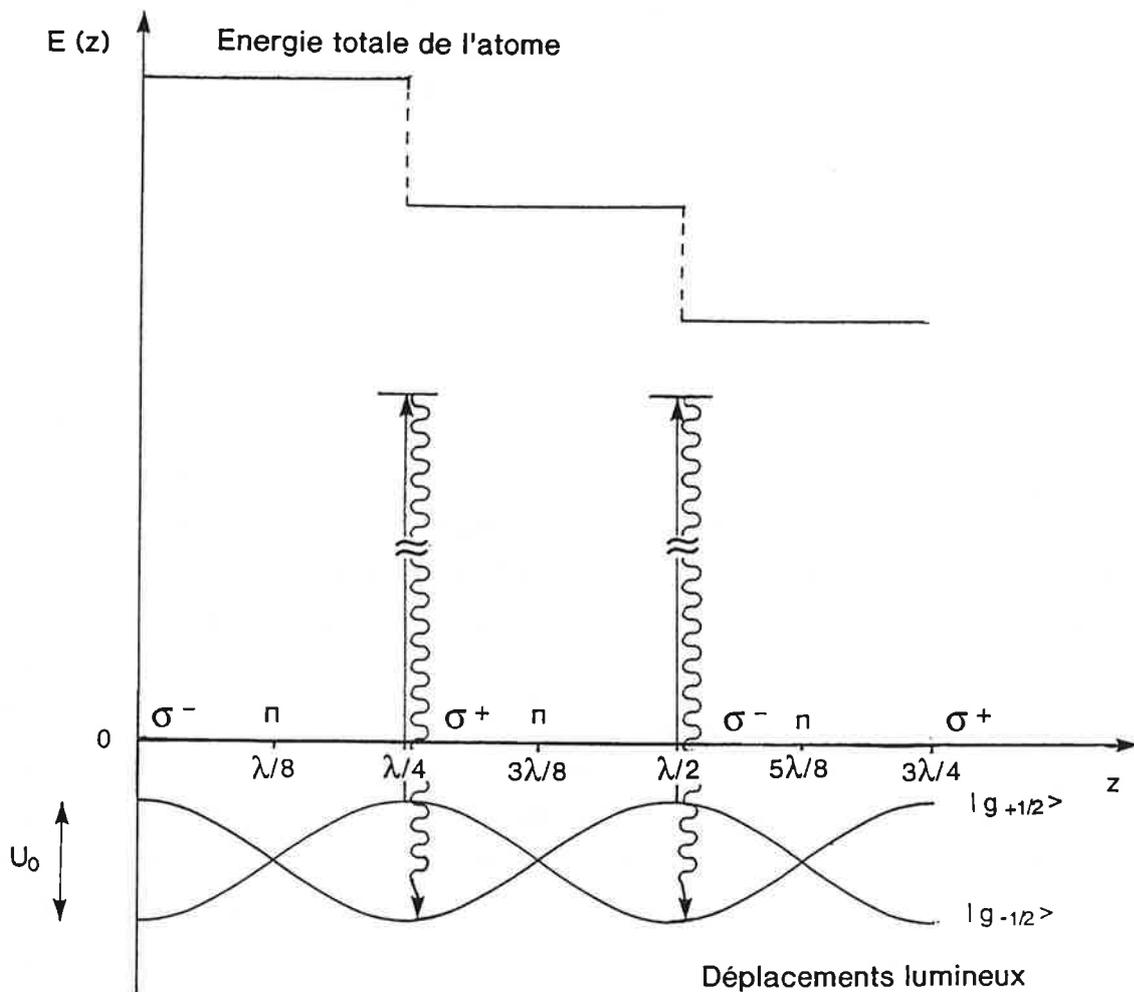


Figure II - 1 - 10 - Variation des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman $m_j = +1/2$ et $m_j = -1/2$ du niveau fondamental et de l'énergie totale de l'atome au cours des cycles de fluorescence en fonction de la position z .

Pour obtenir une température très faible, nous comprenons qu'il faut diminuer la valeur U_0 du puits de potentiel, qui dépend de l'intensité lumineuse et du désaccord δ . Il suffirait donc de diminuer le plus possible la puissance des lasers (ou d'augmenter leur désaccord) pour obtenir une température infiniment faible. Mais il existe une limite fondamentale liée au caractère quantique des échanges d'impulsion. Un calcul réalisé par Y. Castin [CAS91 et CAS92] montre que la valeur de la température limite est équivalente à quelques vitesses de recul de l'atome lorsqu'il échange un quantum de quantité de mouvement avec un photon. Pour le césium, cette vitesse de recul est de l'ordre de $0,35 \text{ cms}^{-1}$. Ce qui conduit à des vitesses limites de l'ordre du cms^{-1} .

La mélasse induite par un champ magnétique statique transverse, exposée dans le chapitre I - 2 repose, comme on l'a vu, sur un mécanisme très similaire à celui que nous venons de développer ici. La modulation des déplacements lumineux provient de la forme de l'onde stationnaire et le mélange entre sous-niveaux Zeeman est assuré par le champ magnétique. Le rôle de ce champ magnétique doit être rapproché de celui du gradient de polarisation.

La deuxième configuration des faisceaux lasers présentée est deux champs électromagnétiques de polarisations circulaires σ^+ et σ^- .

3 - b - Mélasse dite "d'orientation induite par le mouvement" dans un configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ [DAL89-2]

Il existe une configuration de choix de polarisation conduisant aussi à un mécanisme de refroidissement sub-Doppler: c'est la configuration σ^+ et σ^- . Comme exposé au chapitre I, la configuration de deux champs électromagnétiques polarisés σ^+ et σ^- et se propageant en sens opposé est équivalente à un champ électrique de polarisation rectiligne en tout point mais tournant autour de l'axe de propagation de manière à former une hélice de pas égal à la longueur d'onde λ (cf figure II - 1 - 11).

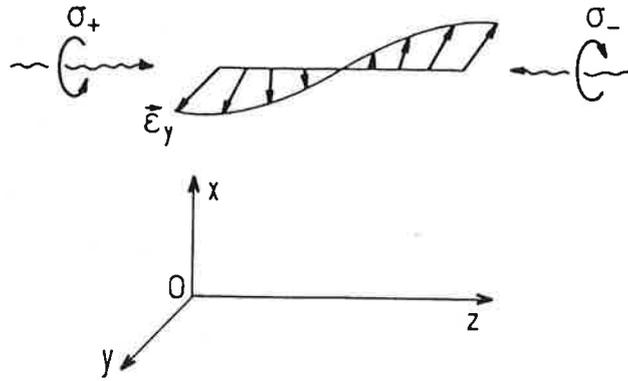


Figure II - 1 - 11 - Représentation de l'hélice de pas λ (figure extraite de la référence [DAL89-2]).

Contrairement à l'effet Sisyphe exposé au paragraphe précédent, il n'y a pas de modulation des déplacements lumineux des sous-niveaux du fondamental. Par contre, les fonctions d'onde, correspondant aux états propres du hamiltonien du système, dépendent de la position z . C'est le "gradient des états propres" qui finalement implique une force. Nous considérons un système atomique $j = 1 \rightarrow j' = 2$ représenté sur la figure II - 1 - 12.

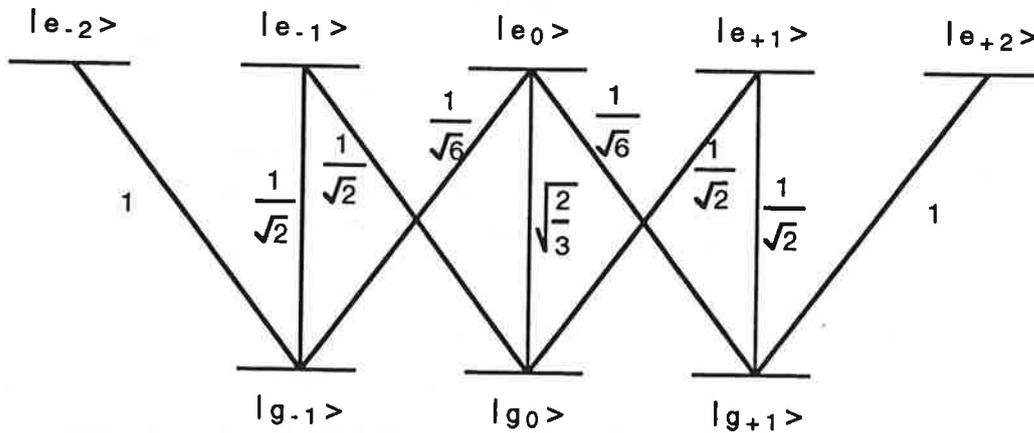


Figure II - 1 - 12 - Système atomique $j = 1 \rightarrow j' = 2$.

Considérons tout d'abord un atome au repos: en un point z , il voit une polarisation linéaire. L'interaction avec ce champ électromagnétique est équivalente à une interaction avec un champ électrique statique, elle est donc de même symétrie que l'effet Stark. Les déplacements lumineux ont donc la même symétrie, ce qui implique que les sous-niveaux $|g_{+1}\rangle$ et $|g_{-1}\rangle$ sont dégénérés. Les valeurs stationnaires des populations sont donc égales pour les deux niveaux. Il en résulte qu'il n'existe pas de force pour un atome au repos.

Maintenant, considérons un atome animé d'une vitesse v dans la direction de propagation des faisceaux lasers (Oz). Plaçons-nous dans le repère lié à l'atome, il "voit" un champ électromagnétique polarisé rectilignement et tournant autour de l'axe Oz avec une vitesse angulaire $-k v$. Dans le repère tournant avec la polarisation, l'atome ne "voit" qu'un champ électromagnétique linéaire fixe, indépendante de la position et parallèle à l'axe Oy .

Une rotation d'angle $-kvt$ autour de l'axe z s'exprime en mécanique quantique par la transformation unitaire:

$$T(t) = \exp\left[\frac{-ikvtJ_z}{\hbar}\right] \quad (\text{II - 1 - 15})$$

La matrice densité s'écrit alors:

$$\tilde{\sigma}(t) = \exp\left[\frac{-ikvtJ_z}{\hbar}\right] \sigma \exp\left[\frac{ikvtJ_z}{\hbar}\right] \quad (\text{II - 1 - 16})$$

Cette écriture correspond au changement de variable sur la cohérence interne entre les deux sous-niveaux Zeeman $|g_{+1}\rangle$ et $|g_{-1}\rangle$ du fondamental:

$$\tilde{\sigma}_{g_1 g_{-1}} = \sigma_{g_1 g_{-1}} \exp(-2ikz) = \tilde{\sigma}_{g_{-1} g_1}^* \quad (\text{II - 1 - 17})$$

et les populations des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental restent inchangées par la transformation. On démontre facilement que cette transformation implique un terme inertiel complémentaire dans le hamiltonien du système [COH73]:

$$\tilde{\mathcal{H}} = T(t) \mathcal{H} T^\dagger(t) + i\hbar \left(\frac{dT(t)}{dt}\right) T^\dagger(t) \quad (\text{II - 1 - 18})$$

Ce terme, égal à kvJ_z , est indépendant du temps. Il a la même forme que le hamiltonien d'interaction avec un champ magnétique fictif B_f , parallèle à Oz et d'amplitude telle que la fréquence de Larmor $\Omega_L = kv$ (théorème de Larmor).

Ce champ magnétique est donné par:

$$B_{\text{fictif}} = -\frac{kv}{g_f \mu_B} \quad (\text{II - 1 - 19})$$

où g_f est le facteur de Landé du niveau fondamental et μ_B le magnéton de Bohr de l'électron. Les dynamiques d'un atome en mouvement dans une telle configuration sont identiques à celle d'un atome au repos soumis à un effet additionnel d'un champ magnétique statique parallèle à Oz. La figure II - 1 - 13 illustre ces équivalences dans les différents référentiels.

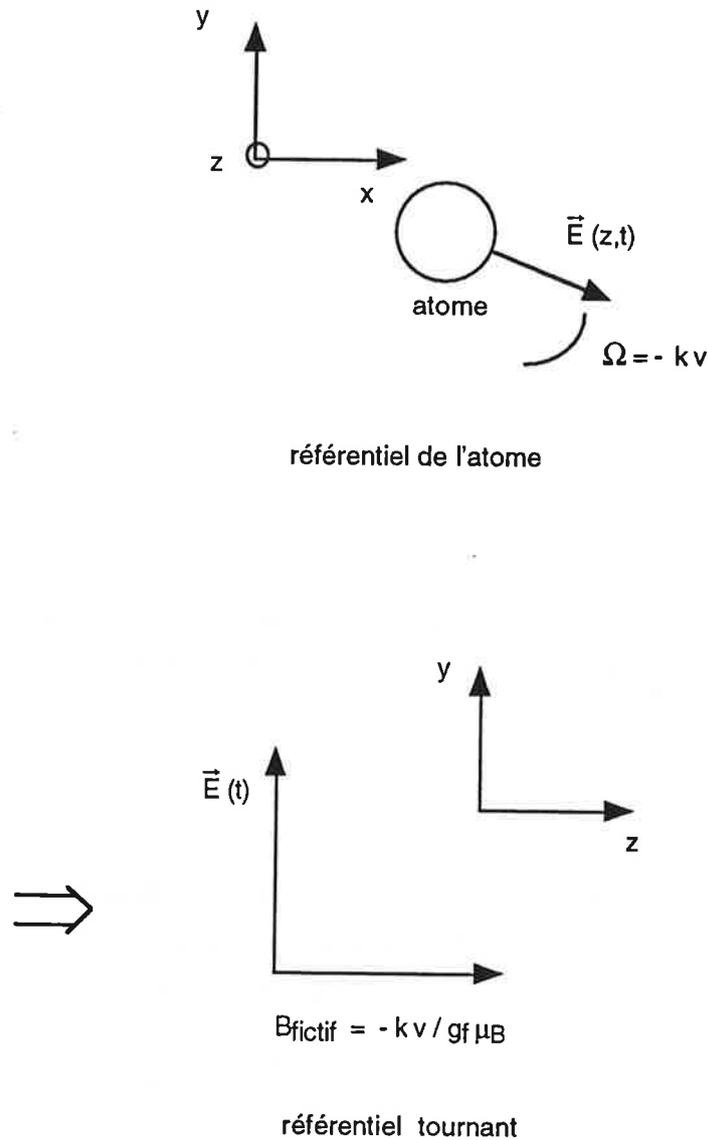


Figure II - 1 - 13 - Changements de repère - Théorème de Larmor. Nous verrons dans la partie II - 4 , l'utilité d'un tel changement de repère.

Le terme inertiel intervient dans les équations d'évolution de la cohérence Zeeman entre les deux sous-niveaux $|g_{+1}\rangle$ et $|g_{-1}\rangle$ de l'état fondamental. On démontre [DAL89-2 et COH91] que ce couplage motionnel entraîne une différence entre les populations π_{+1} et π_{-1} .

En calculant les solutions stationnaires du système d'équations différentielles couplées, il en résulte que la différence de populations entre ces sous-niveaux dépend linéairement de la vitesse. Ce déséquilibre conduit à une force de friction importante. On relie ce déséquilibre au fait que les atomes ne "suivent" pas adiabatiquement la variation de polarisation, tournant à la vitesse angulaire $-k v$.

A présent, nous allons décrire le montage expérimental qui a permis d'obtenir les résultats qui seront analysés dans les deux dernières parties.

II - 2 - MONTAGE EXPERIMENTAL

L'étude expérimentale des effets des mélasses pour différentes configurations de polarisation des deux faisceaux lasers et aussi pour différentes transitions ($F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium) va permettre de faire un bilan assez complet des résultats que l'on peut rencontrer pour les mélasses unidimensionnelles.

Dans un premier paragraphe, nous exposons le principe de l'expérience. Dans un deuxième paragraphe, nous donnons les caractéristiques de l'ensemble du jet atomique. Le troisième paragraphe est consacré à la description du système de diodes lasers et des techniques de stabilisation et d'asservissement utilisées. Dans le quatrième paragraphe, nous détaillons la procédure expérimentale.

II - 2 - 1 - Principe de l'expérience

Un jet atomique de césium est excité transversalement par deux faisceaux lasers se propageant en sens inverse. La zone d'interaction entre les atomes et la lumière constitue une zone de mélasse optique suivant une dimension. La mélasse optique permet d'amortir les vitesses transverses des atomes pendant un temps d'interaction τ déterminé par la vitesse longitudinale moyenne des atomes $\langle \tau \rangle = \Delta x / \langle v_{\parallel} \rangle$. Le profil du jet analysé à environ un mètre de la zone de mélasse permet de déduire la distribution des vitesses transverses du jet. Les atomes de vitesse transverse supérieure à une vitesse dite vitesse de capture (définie dans le paragraphe II - 1 par v_0) n'interagissent pratiquement pas avec les lasers. Par contre, ceux dont la vitesse transverse est inférieure à cette vitesse de capture doivent se concentrer dans un pic centré autour de la position correspondant à une vitesse transverse nulle. Simultanément, les classes de vitesse adjacentes se vident au profit de la classe de vitesse proche de la vitesse nulle (cf figure II - 2 - 1).

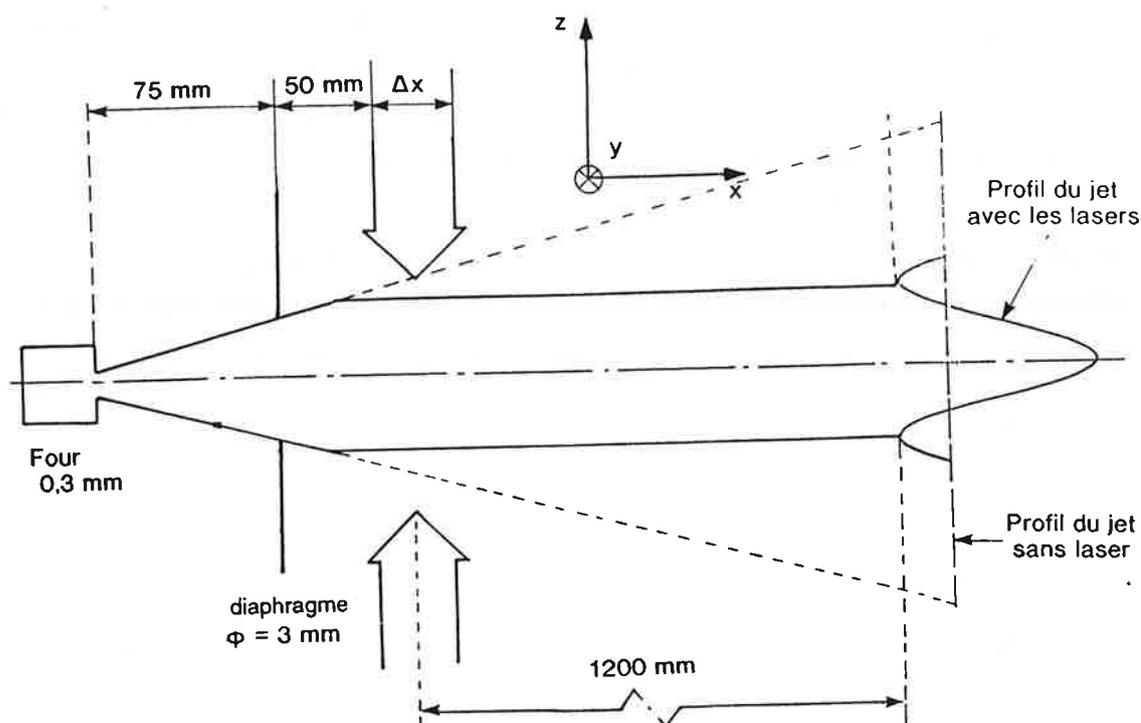


Figure II - 2 - 1 - Principe de l'expérience.

II - 2 - 2 - La source atomique

Cette expérience suppose l'utilisation d'atomes de césium qui, comme tout alcalin, comporte un seul électron de valence et un coeur composé du noyau et des autres électrons.

Le premier paragraphe est consacré à la description du jet atomique. Dans le deuxième paragraphe, nous décrivons les systèmes des transitions de l'atome de césium que l'on considère. Dans le troisième paragraphe, nous exposons le dispositif de compensation du champ magnétique terrestre rendue nécessaire dans ces expériences à cause de la structure en sous-niveaux Zeeman du Cs. Nous décrivons le système de détection par fil chaud du profil transverse du jet atomique dans le dernier paragraphe.

2 - a - Le jet atomique

Le jet atomique utilisé est l'un des premiers jets réalisés au Laboratoire Aimé Cotton. Ce jet est décrit en détail dans la thèse de S. Guellati [GUE92]. Il peut être considéré comme un jet effusif, bien que présentant certaines caractéristiques supersoniques (cf figure II - 2 - 2). L'ouverture angulaire de ce jet est environ égal à 20 milirad dans la direction des faisceaux lasers. Le montage expérimental comporte une chambre à vide: trois pompes à diffusion d'huile permettent d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr dans l'ensemble du dispositif. Ce vide est suffisant pour s'affranchir des collisions avec les molécules du vide résiduel qui tendent à empêcher le jet de se produire. (Les expériences ne peuvent être réalisées lorsque le vide résiduel atteint 10^{-5} Torr.)

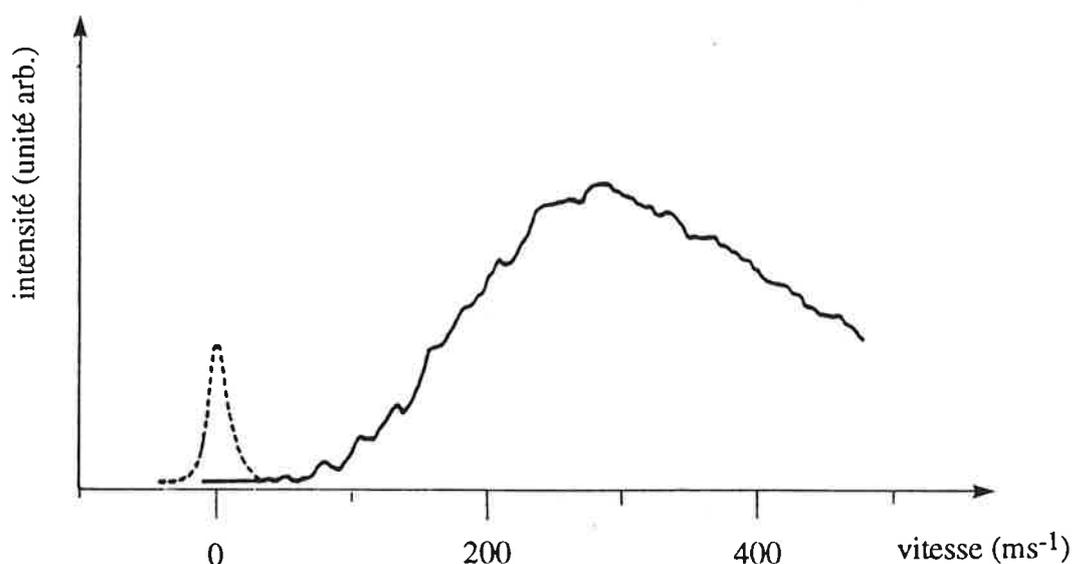


Figure II - 2 - 2 - Profil de fluorescence du jet de Cs: distribution en vitesses longitudinales. D'après l'ouvrage de Ramsey [RAM85], pour une température du four de $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ (393 K), la vitesse la plus probable du jet est 250 ms^{-1} et la vitesse moyenne est de 270 ms^{-1} en accord avec nos observations (cette courbe est extraite de la référence [GUE92]).

Le four, fonctionnant à une température d'environ 120°C (393 K), présente une ouverture rectangulaire de dimensions $3\text{ mm} \times 0,3\text{ mm}$. A 75 mm de la sortie de ce four, un diaphragme en graphite de diamètre égal à 3 mm permet de piéger les atomes dont la vitesse transverse est trop grande et évite la formation d'une vapeur de césium dans la zone où débute le jet. L'étalement transverse du jet est déterminé d'après la géométrie du système. A une distance de 1250 mm de la fente, c'est-à-dire à la distance de détection du jet, l'étendue du jet est d'environ 55 mm , ce qui est important. La densité d'atomes dans le jet est de l'ordre de 10^9 atomes/cm^3 au niveau de la zone de mélasse.

2 - b - L'atome de césium

Les atomes alcalins possèdent des transitions fermées comme par exemple les composantes hyperfines des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium, centrée autour de la longueur d'onde $\lambda = 852,124$ nm (cf figure I - 1 - 2). Pour ces transitions, les règles de sélection dipolaires électriques ($\Delta F = 0, \pm 1$) imposent que les atomes excités sur le niveau $F' = 5$ (resp. $F' = 2$) ne peuvent se désexciter que sur le niveau fondamental $F = 4$ (resp. $F = 3$). On se rapproche davantage d'un système à deux niveaux. Mais, nous verrons que la structure en sous-niveaux Zeeman joue un rôle important en particulier dans les mécanismes de refroidissement sub-Doppler. L'intérêt de l'utilisation du césium est que les temps d'amortissement de la vitesse pour les mélasses Doppler (τ_D) et sub-Doppler (τ_S) sont très différents. Pour un désaccord à la résonance $\delta = -\Gamma$, $\tau_S = 13$ μ s et pour un paramètre de saturation égal à $s_0 = 1$, $\tau_D = 174$ μ s. Si on veut amortir la vitesse d'un facteur 50, il faut environ un temps quatre fois plus grand que les temps τ_D et τ_S . Le temps réel d'amortissement des vitesses pour la mélasse Doppler atteint pratiquement la milliseconde et celui pour la mélasse Sisyphe reste inférieur à 100 μ s.

A la sortie du four, le système atomique peut être considéré comme un mélange statistique d'états et les différents sous-niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ du niveau fondamental sont pratiquement également peuplés. Les sous-niveaux Zeeman sont sensibles à un champ magnétique (cf figure II - 1 - 2), les expériences ont donc nécessité la compensation du champ magnétique terrestre et de tout champ statique susceptible de perturber la mélasse.

2 - c - Compensation du champ magnétique

Le champ magnétique perturbe les niveaux d'énergie par couplage Zeeman (cf figure I - 1 - 2). Nous avons représenté le vecteur champ magnétique terrestre sur la figure II - 2 - 3.

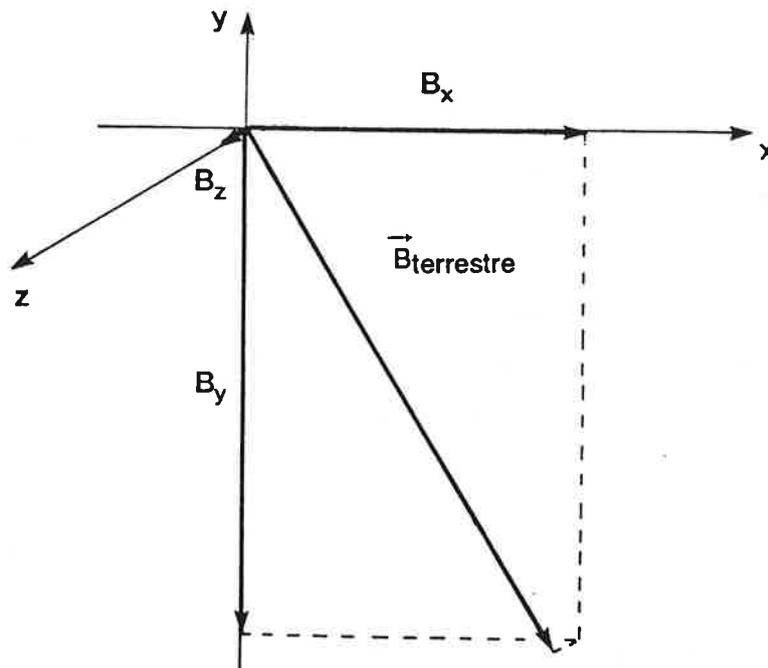


Figure II - 2 - 3- Direction du champ magnétique terrestre. Ces valeurs ont été mesurées dans la zone de mélasse: $B_x = 223 \text{ mG}$, $B_y = -333 \text{ mG}$ et $B_z = 17 \text{ mG}$.

Afin de compenser le champ terrestre, nous avons utilisé trois paires de bobines de Helmholtz (la distance entre les deux bobines est égale au rayon R des bobines). Une étude de l'homogénéité spatiale a été réalisée dans la zone de mélasse. Dans cette zone, le champ magnétique créé par les bobines est homogène au moins de 2 % près compte tenu des différentes dimensions de la zone. Le champ magnétique résiduel au centre de la zone de mélasse est ainsi estimé à quelques milligauss (1 Gauss = 10^{-4} Tesla).

Le dispositif des bobines de Helmholtz a aussi permis de faire varier le champ magnétique afin d'observer et de mesurer ses effets sur les mélasses Doppler et sub-Doppler. La valeur de ce champ imposé est toujours faible et il ne dépasse jamais 10 Gauss dans nos expériences. Cette valeur correspond à un couplage magnétique comparable à la largeur naturelle du niveau $6p \ ^2P_{3/2}$ du césium ($2 \pi \times 5,22 \text{ MHz}$). Par exemple, le niveau hyperfin $F = 4$ présente un décalage de la fréquence de 350 kHz / G , comme indiqué sur la figure I - 1 - 2. Pour le sous-niveau Zeeman $m_F = +4$ et pour un champ magnétique de 10 G, nous constatons que les fréquences sont du même ordre de grandeur.

2 - d - Analyse du profil transverse du jet par fil chaud [VIA82]

Les atomes de césium peuvent être détectés à l'aide d'un fil chaud de tungstène de 0,1 mm de diamètre, placé à 1200 mm du centre de la zone d'interaction. Un courant d'environ 1,5 Ampère circule dans le fil chaud et le porte au rouge. Les atomes qui rencontrent le fil sont alors ionisés. Les ions libérés sont soumis à une différence de potentiel et sont recueillis sur une plaque collectrice. On mesure alors un courant à l'aide d'un picoampèremètre. Le nombre d'ions obtenus est proportionnel au flux d'atomes. Le fil chaud est déplacé manuellement et sa position est repérée grâce à un palpeur avec une précision de $\pm 50 \mu\text{m}$. Le profil spatial du jet est analysé et les données sont stockées grâce à un micro-ordinateur.

D'après la valeur de l'ouverture angulaire donnée précédemment, l'étalement du jet atomique est de l'ordre de 50mm au niveau du détecteur. La course du fil chaud est elle limitée à 22 mm: on ne peut observer tout cet étalement.

Après la description du jet atomique, nous allons nous intéresser à la zone de mélasse optique elle même, formée à l'aide de faisceaux lumineux fournis par des diodes lasers.

II - 2 - 3 - La zone de mélasse et les diodes lasers

Nous rappelons que la zone de mélasse optique est formée à partir de deux faisceaux lasers se propageant en sens inverse dans une direction perpendiculaire au jet atomique. Une telle configuration est obtenue en réfléchissant sur lui-même un faisceau laser obtenu à partir de diodes lasers centrées autour de la longueur d'onde 852 nm.

Nous décrivons la zone de mélasse dans le paragraphe 3 - a. Dans le paragraphe 3 - b, nous exposons brièvement la stabilisation, l'asservissement et l'injection des diodes lasers utilisées sur le montage expérimental.

3 - a - La zone de mélasse

Les atomes sortent du four et "entrent dans une zone de mélasse optique" située à 50 mm du diaphragme en graphite. Les faisceaux lasers de la mélasse ont des

fréquences proches des résonances correspondant aux transitions entre niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ou $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Leur section est $35 \times 7 \text{ mm}^2$. La dimension spatiale doit être grande dans la direction de propagation du jet afin d'augmenter le temps d'interaction moyen de l'atome avec le champ électromagnétique. Le temps pour atteindre l'équilibre dans la mélasse correspond à l'amortissement de la vitesse transverse des atomes. Pour une mélasse Doppler, nous avons vu dans le paragraphe II - 2 - 2 que ce temps d'amortissement est de l'ordre de 1 ms, ce qui correspond à une longueur d'interaction au moins égale à 270 mm pour une vitesse moyenne de 270 ms^{-1} . Cette contrainte n'a pas été vérifiée car nous n'avons pu utiliser qu'une largeur d'interaction de 35 mm avec les faisceaux lasers (cf figure II - 2 - 4). Néanmoins, le temps d'interaction reste assez grand pour observer les effets de mélasses sub-Doppler dont les temps d'amortissement sont beaucoup plus courts ($< 100 \mu\text{s}$).

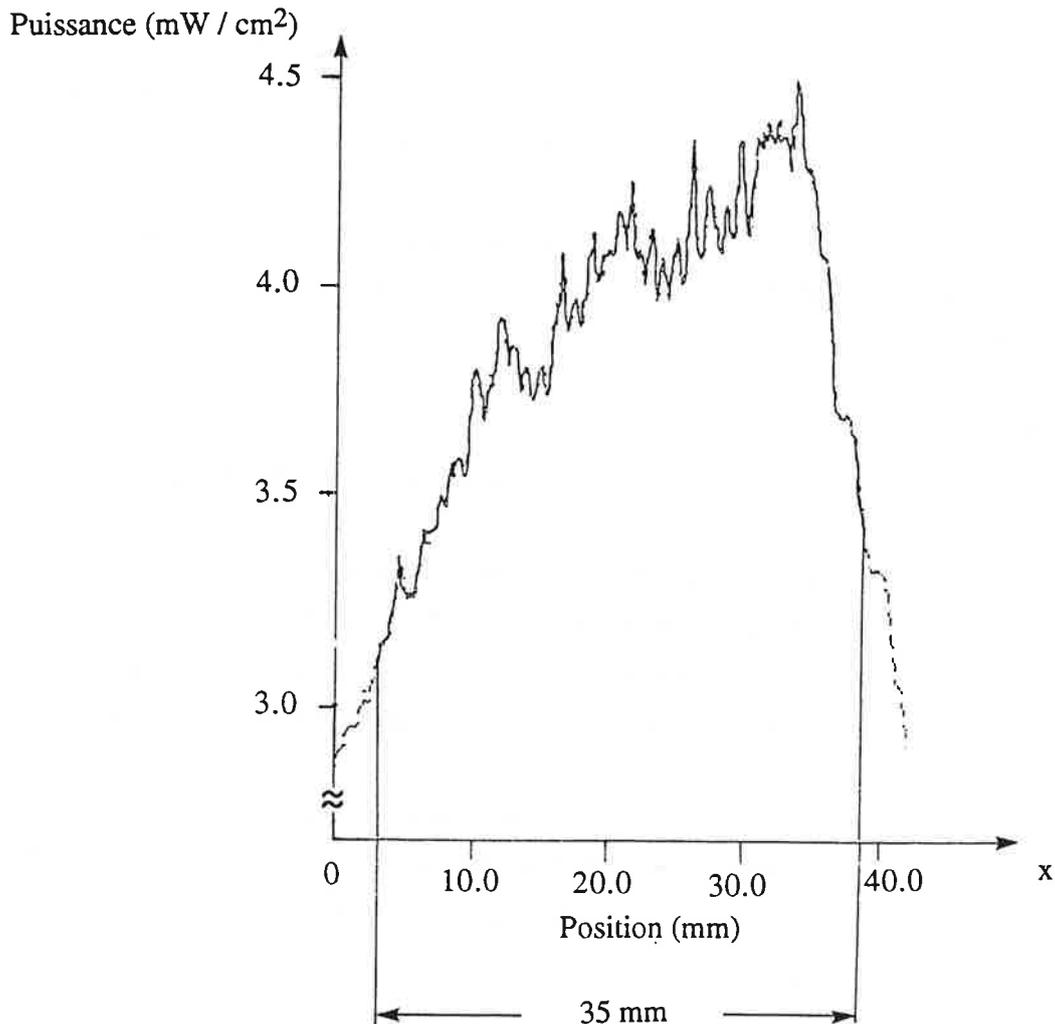


Figure II - 2 - 4- Profil spatial de l'intensité du faisceau laser incident enregistré à l'aide d'une caméra CCD. Ce faisceau dans la zone de mélasse varie de $\pm 15 \%$ ici autour de la valeur $3.9 \text{ mW} / \text{cm}^2$.

Lors de l'interaction avec les faisceaux de mélasse, le niveau hyperfin $F = 4$ (resp. $F = 3$) se dépeuple à cause du long temps d'interaction et du pompage optique via les autres niveaux hyperfins. On ajoute donc un faisceau laser dit de repompage en résonance avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (resp. $F = 4 \rightarrow F' = 3$) qui amène tous les atomes sur le niveau désiré $F = 4$ (resp. $F = 3$). Ce laser permet ainsi d'éviter les pertes et d'amener tous les atomes sur le "bon niveau" pour interagir avec la mélasse. L'axe de propagation de ce faisceau est vertical, c'est-à-dire perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux de mélasse, mais aussi au jet: sa polarisation n'est pas précisément contrôlée. Dans le cas présent, elle est elliptique à cause des nombreux miroirs de réflexion.

3 - b - Les diodes lasers

L'atome de césium présente le grand avantage dans les expériences de refroidissement par laser de pouvoir utiliser des diodes lasers. On peut commercialement disposer de diodes GaAlAs centrées autour de la raie D_2 du césium à 852 nm. Nous avons utilisé deux types de diodes commerciales monomodes: Hitachi HLP 1400 et STC LT50A-O3U. Les fréquences d'émission laser dépendent du courant injecté et de la température de la diode régulée par un élément Peltier. Ces deux paramètres sont contrôlés et asservis grâce à un système d'alimentation développée au service d'électronique du Laboratoire Aimé Cotton.

La largeur spectrale des différentes diodes lasers commerciales est d'environ 20 MHz. Pour la diode laser utilisée pour le repompage, on utilise une diode Hitachi asservie sur la raie d'absorption désirée. Pour les lasers utilisés pour la mélasse elle-même, la largeur spectrale doit être faible par rapport à la largeur naturelle du niveau $6p \ ^2P_{3/2}$ du césium (5,22 MHz). Nous verrons au chapitre suivant des conditions encore plus restrictives pour les expériences de transfert adiabatique de population. Pour diminuer la largeur spectrale de la diode, nous utilisons un couplage avec une cavité Fabry-Perot confocale externe [LAU90]. Le faisceau laser est ensuite asservi en fréquence sur le signal d'absorption saturée du césium. Ce dispositif laser a été décrit dans la thèse de S. Guellati [GUE92].

Nous utilisons une diode Hitachi HLP 1400 qui fournit une puissance de l'ordre de 15 mW couplée à une cavité Fabry-Perot confocale externe. La méthode consiste à réinjecter dans la diode laser un faisceau de réflexion de ce Fabry-Perot et à réduire ainsi d'un facteur 100 à 1000 la largeur spectrale du laser. Une expérience annexe

consistant à faire battre deux de ces lasers a permis de déterminer cette largeur spectrale comme inférieure à 50 kHz [YU92]. Le faisceau laser traverse un isolateur optique de type Faraday (d'isolation 45 dB). La stabilisation à long terme est obtenue en bloquant la fréquence sur un signal d'absorption saturée (sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ dans le cas des expériences réalisées sur la raie $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ou la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ dans le cas de celles réalisées sur la raie $F = 3 \rightarrow F' = 2$). Le faisceau laser ainsi stabilisé traverse un modulateur acousto-optique permettant d'amener la fréquence du laser en résonance sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ou $F = 3 \rightarrow F' = 2$. L'élément acousto-optique joue le rôle d'un "isolateur optique" supplémentaire pour éviter tout retour parasite sur la diode ainsi asservie (ce qui est nécessaire dans la procédure d'injection que nous allons décrire).

Nous disposons d'une puissance laser de l'ordre du milliwatt avec une largeur spectrale de 50 kHz. Pour augmenter cette puissance laser disponible, nous injectons une petite partie de ce faisceau laser dans une diode de forte puissance dite esclave. La diode esclave utilisée est une diode STC LT50A-034 fournissant une puissance d'environ 50 mW. La procédure d'injection a fait l'objet d'une étude expérimentale que l'on peut trouver dans la référence [YU92]. Nous disposons finalement d'un faisceau laser d'intensité d'environ 50 mW et de largeur spectrale 50 kHz (cf figure II - 2 - 5). Le modulateur acousto-optique permet de faire varier facilement la fréquence du laser sur une plage de ± 50 MHz.

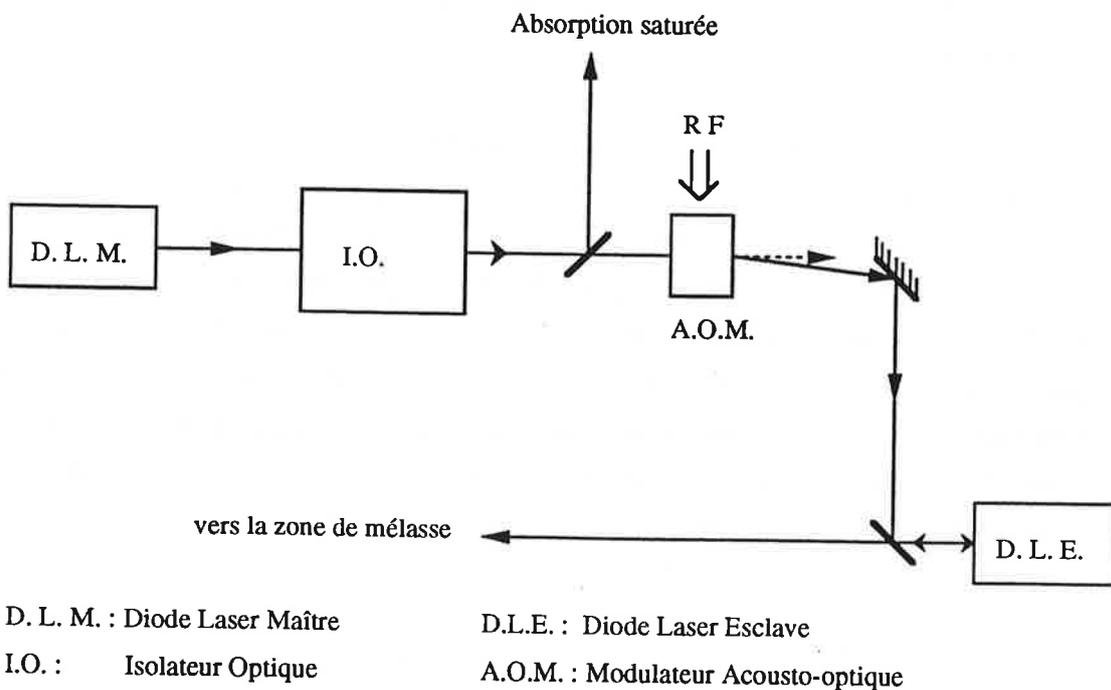


Figure II - 2 - 5 - Montage d'injection d'une diode-laser esclave par une diode-laser maître.

II - 2 - 4 - Procédure expérimentale

Le faisceau précédemment décrit issu de la diode-laser esclave injectée par la diode-laser maître est amené à l'aide de deux télescopes aux dimensions spatiales de 35 mm x 7 mm. La mélasse est réalisée à l'aide de ce faisceau (d'une puissance disponible pouvant atteindre 15 mW), que l'on renvoie sur lui-même à l'aide d'un miroir. Avant d'interagir avec le jet atomique, le faisceau laser est polarisé linéairement ou circulairement. Le faisceau traverse ensuite un premier hublot de la chambre à vide et la perte de puissance est de 1 à 2 %. Il interagit avec le jet. Il traverse ensuite un deuxième hublot (perte encore de 1 à 2 %) puis il est réfléchi sur le miroir qui impose une perte d'environ 2%. Une lame quart d'onde peut être utilisée pour changer la polarisation des deux faisceaux de la mélasse. Cette lame non traitée apporte une perte supplémentaire de 15% à cause du double passage. Le faisceau de retour peut finalement présenter une perte de puissance jusqu'à 20 %.

Si le faisceau laser entrant est simplement réfléchi, on obtient une onde stationnaire polarisée linéairement ou circulairement. Dans le cas de polarisations linéaires orthogonales, le premier faisceau est polarisé linéairement suivant la direction verticale. La lame quart d'onde est orientée de telle façon que le faisceau qui la traverse deux fois voit sa direction de polarisation tournée de $\pi/2$ après réflexion. Elle est horizontale et perpendiculaire à la polarisation d'entrée. Pour obtenir des polarisations circulaires croisées, il suffit d'ajouter une première lame quart d'onde avant le premier hublot, orientée de telle façon que la polarisation soit σ^+ ou σ^- .

Pour une des transitions étudiées et pour une configuration choisie, nous analysons point par point le profil transverse du jet atomique. Ce résultat nous permet de déduire l'évolution de la distribution des vitesses transverses du jet sous l'action de la mélasse.

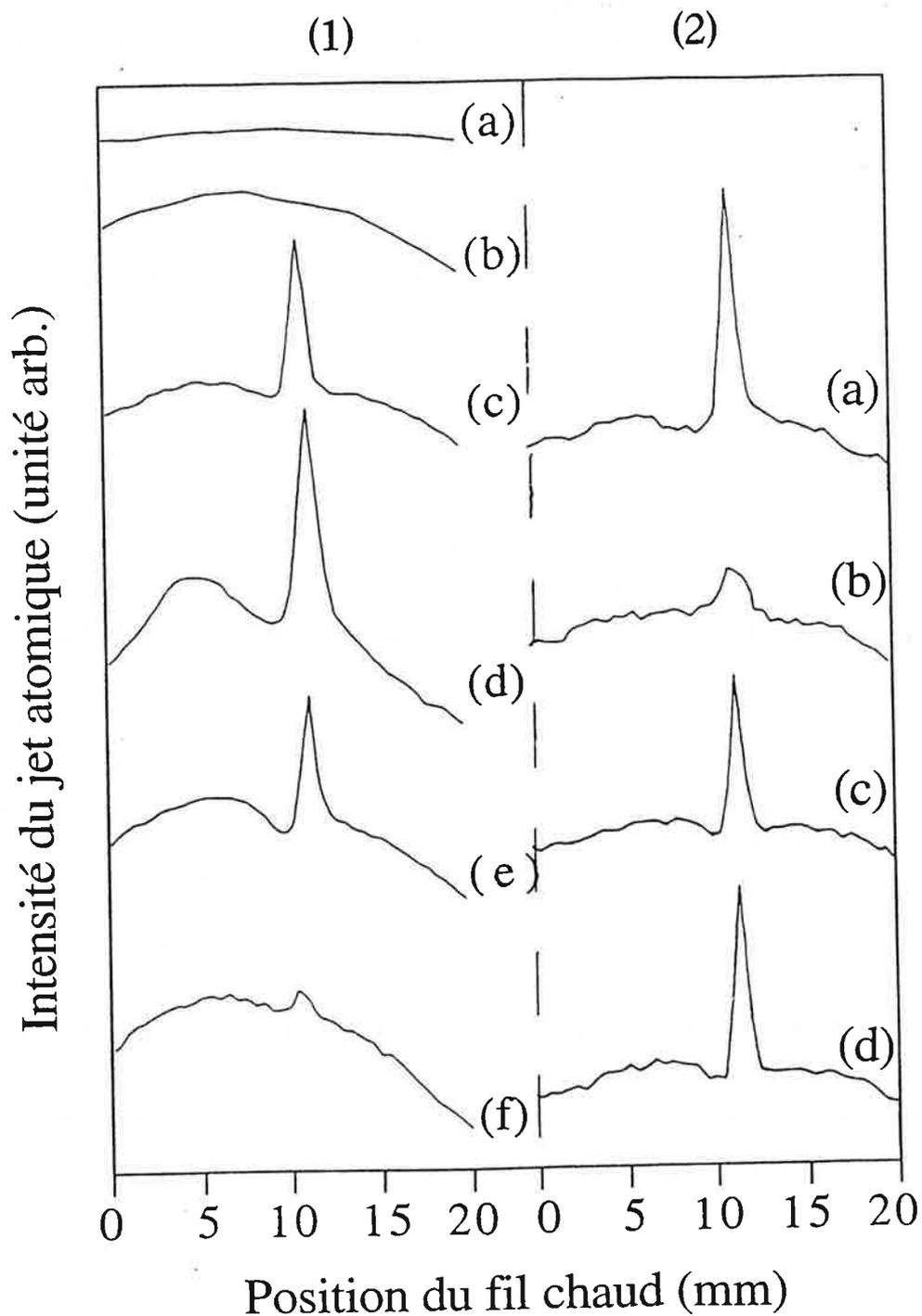
II - 3 - COMPARAISON DES MELASSES SUB - DOPPLER POUR DES TRANSITIONS $J \rightarrow J + 1$ et $J \rightarrow J - 1$

Le montage expérimental décrit dans le paragraphe précédent a permis d'étudier les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium correspondant à deux types différents de transition $j \rightarrow j + 1$ et $j \rightarrow j - 1$. L'objet de cette partie est de cerner les analogies et les différences entre les différents résultats obtenus dans les diverses configurations pour les mélasses réalisées sur les deux transitions.

Dans un premier paragraphe, nous décrivons les résultats expérimentaux obtenus pour les différentes configurations de mélasse. Dans un deuxième paragraphe, nous discutons les températures qui peuvent être déduites de la largeur de la distribution de vitesses transverses mesurées expérimentalement.

II - 3 - 1 - Différentes configurations de mélasses

Les résultats expérimentaux sont résumés sur les figures II - 3 - 1 et II - 3 - 2. Ils ont été obtenus pour une intensité laser d'environ $4 \text{ mW} / \text{cm}^2$ et un désaccord $|\delta|$ de l'ordre de Γ , ce qui correspond à un paramètre de saturation s d'environ 0,7. Ces résultats vont être commentés successivement pour les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$, puis $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium.



Figures II - 3 - 1 - Résultats expérimentaux dans le cas de la transition $F=4 \rightarrow F'=5$ avec (a) sans laser, configurations: (b) onde stationnaire, (c) $\text{lin}(\pi_x) \perp \text{lin}(\pi_y)$, (d) $\sigma^+ - \sigma^-$, (e) $\sigma^+ - \sigma^{++} B_x$ (ou B_y) et (f) $\text{lin}(\pi_y) \parallel (\pi_y) + B_x$.

Figures II - 3 - 2 - Résultats expérimentaux dans le cas de la transition $F=3 \rightarrow F'=2$ avec les configurations: (a) $\text{lin}(\pi_x) \perp \text{lin}(\pi_y)$, (b) $\sigma^+ - \sigma^-$, (c) $\sigma^+ - \sigma^{++} B_x$ (ou B_y) et (d) $\text{lin}(\pi_y) \parallel (\pi_y) + B_x$.

1 - a - Transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$

Considérons les courbes expérimentales de profils transverses du jet concernant la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, données sur la figure II - 3 - 1.

Tout d'abord, en l'absence des faisceaux lasers de mélasse, le profil transverse du jet atomique est relativement plat (cf courbe II - 3 - 1a) sur la totalité de la course du fil chaud (22 mm). Ce résultat est attendu puisque le jet est très peu collimaté et que la largeur de son profil est supérieure à 50 mm (cf § II - 2 - 1).

α - Effet d'une onde stationnaire

En présence d'une onde stationnaire peu intense (champ faible), le profil transverse du jet devient un peu plus intense et présente un caractère de collimation plus marqué (cf figure III - 3 - 1b). Nous observons l'effet d'une mélasse optique Doppler pour la transition, c'est-à-dire que les atomes se concentrent un peu plus au centre du profil. Cet effet ne présente pas de différences significatives que la polarisation des champs électromagnétiques soit circulaire ou rectiligne. Le profil du jet reste encore large par rapport à la plage que l'on explore. Le coefficient de friction α_{Doppler} est faible et le temps d'amortissement de la vitesse (il est de l'ordre de 500 μs) est par conséquent important comparé au temps d'interaction des atomes dans la zone de mélasse (temps moyen de 135 μs). Le système atomique n'atteint pas le régime stationnaire de la mélasse. Il faudrait pour cela que le temps d'interaction soit de l'ordre de quelques temps d'amortissement ($\tau_D = M_{\text{Cs}} / \alpha_{\text{Doppler}}$) et l'on ne voit donc que le début de l'effet d'une mélasse optique appliquée transversalement au jet atomique. Nous allons voir que le temps d'amortissement des différentes configurations de mélasses présentant un caractère de refroidissement sub-Doppler permettent d'atteindre beaucoup plus rapidement le régime d'équilibre.

β - Autres configurations

Sur les courbes II - 3 - 1c à 1f sont représentés les profils de mélasses donnant lieu à des mécanismes de refroidissement sub-Doppler: la mélasse "Sisyphé" (lin \perp lin) c), la mélasse "d'orientation induite par le mouvement" ($\sigma^+ - \sigma^-$) d) et les mélasses induites par un champ magnétique; dans une onde stationnaire polarisée circulairement σ^+ (ou σ^-) en présence d'un champ magnétique de direction perpendiculaire à la direction de propagation des lasers e) et rectilignement en présence

d'un champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation des lasers et à la direction de polarisation f). Les principales caractéristiques des profils observés est de présenter un pic toujours très étroit et en général de forte intensité. Ce pic se superpose à un fond correspondant à l'effet de la mélasse Doppler. Sa largeur à mi-hauteur est de l'ordre de $600 \mu\text{m}$ sur les figures ci-dessus. Ce pic traduit l'existence des mécanismes de refroidissement sub-Doppler qui sont donc en général extrêmement efficace. Les atomes atteignent en effet l'état d'équilibre en quelques dizaines de μs : les temps d'amortissement sont dans notre cas expérimental très différents pour les mélasses Doppler et sub-Doppler (§ II - 1). On voit nettement sur les figures (c à f) que la plage de capture correspondant aux mélasses sub-Doppler est très réduite par rapport à celle des mélasses Doppler.

$\beta 1$ - Mélasse Doppler

Intéressons-nous tout d'abord aux profils dus à la mélasse Doppler. On remarque que le centre du profil est toujours significativement décalé vers la gauche par rapport aux pics dus aux mélasses sub-Doppler. Ce résultat n'est pas surprenant car il correspond au déséquilibre entre les intensités des deux faisceaux lasers qui se propagent en sens inverse et qui forment la zone de mélasse. Dans le cas de la mélasse Doppler, ce déséquilibre se répercute sur les forces de pression de radiation exercées par les deux faisceaux lasers et conduit à créer l'effet de mélasse non plus autour de la vitesse nulle, mais autour d'une vitesse différente de zéro comme calculé sur la figure II - 3 - 3.

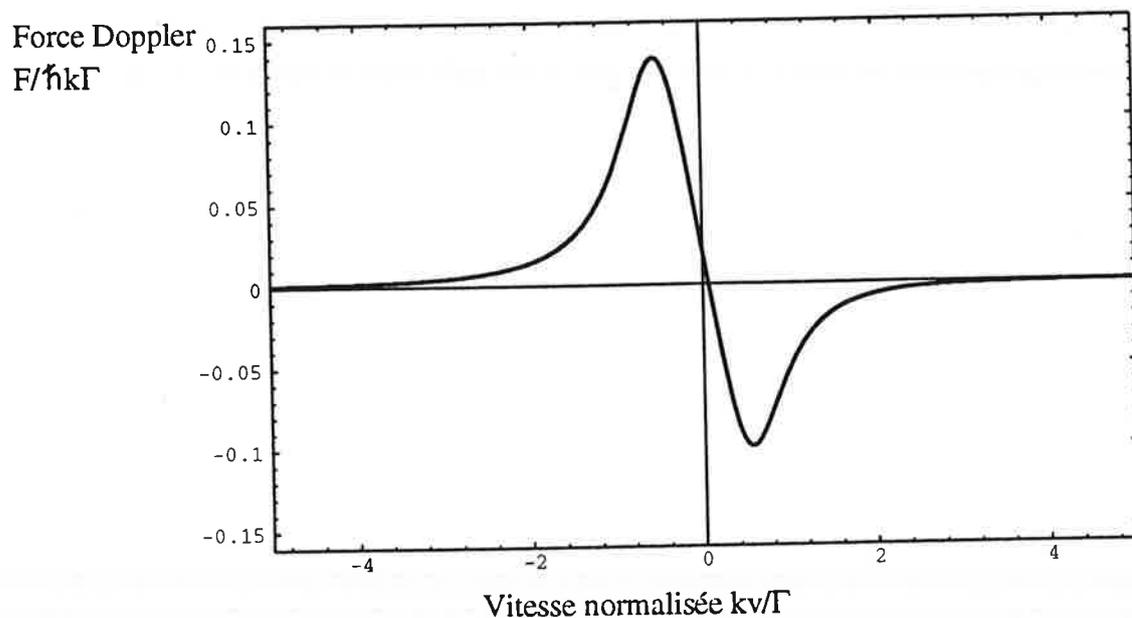


Figure II - 3 - 3 - Effet d'un déséquilibre de 50% des intensités des faisceaux lasers sur la somme des forces de pression de radiation.

Nous verrons plus loin que les effets du mécanisme de refroidissement sub-Doppler se produisent toujours autour d'une vitesse v égale à zéro quelque soit le déséquilibre sur l'intensité des faisceaux.

Le profil Doppler est plus intense dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ (cf figure II - 3 - 1d) et présente par rapport aux autres configurations une collimation un peu plus marquée. Ce résultat ne s'explique pas dans l'approximation de champ faible. Il est donc l'indication d'un régime de champ déjà fort pour nos expériences:

$$s_0 = \frac{2 \Omega^2}{\Gamma^2} = 3,6 \text{ et } \delta = - \Gamma \quad (\text{II - 3 - 1})$$

β_2 - Mélasses sub-Doppler

Tous les profils de mélasses obtenus dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ nécessitent un désaccord entre la fréquence des lasers et la fréquence atomique négatif (décalage vers le "rouge") que ce soit le profil de mélasse Doppler ou de mélasse sub-Doppler. Ce résultat a été démontré dans le paragraphe I - 2 pour toutes les transitions $j \rightarrow j + 1$ pour une mélasse induite par un champ magnétique. Pour un désaccord vers le "rouge", on obtient un effet de mélasse alors que pour un désaccord vers le "bleu", le pic disparaît. Les atomes sont poussés en dehors du centre du profil et subissent un effet de réchauffement au lieu d'être refroidis (cf figure II - 3 - 4)

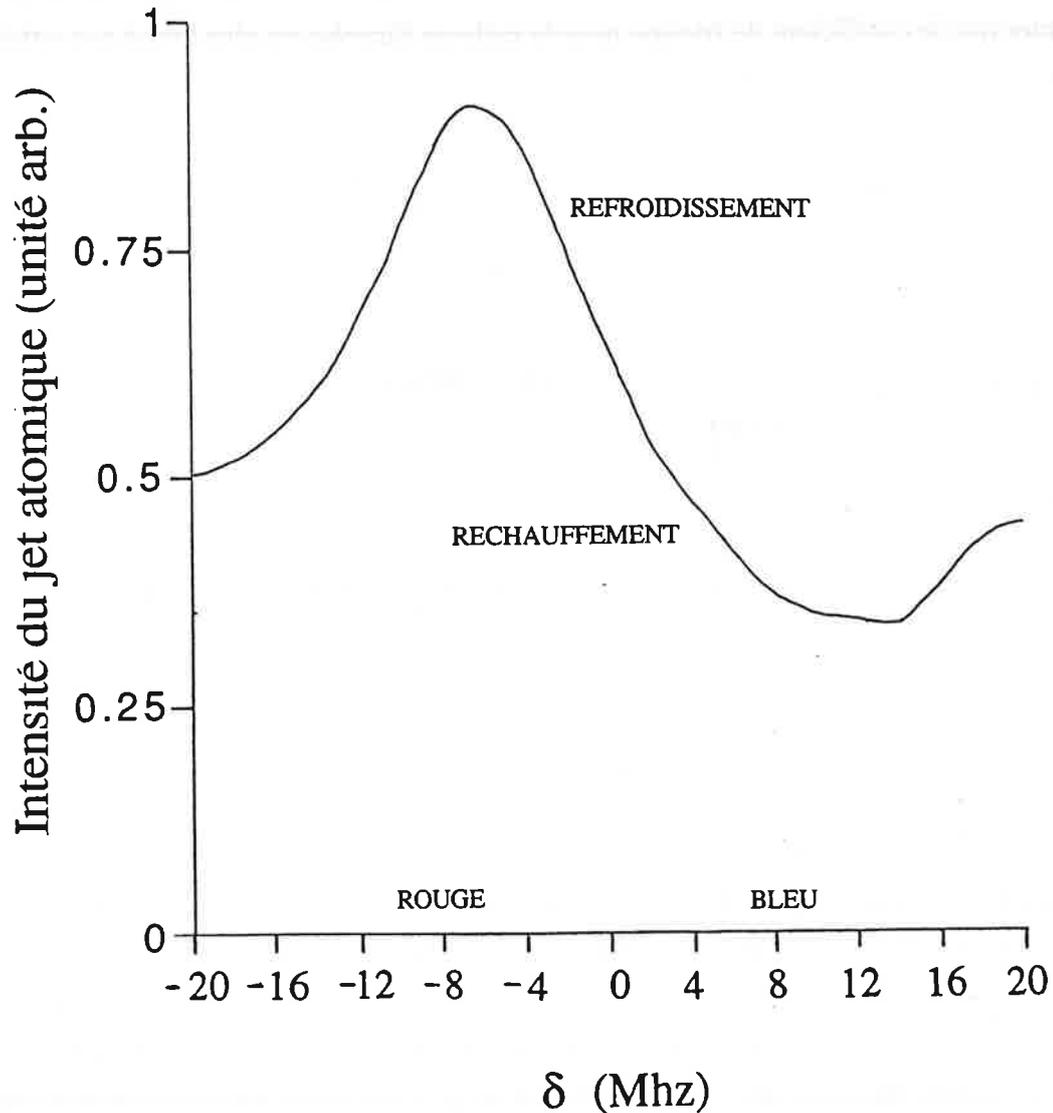


Figure II - 3 - 4 - Variation du maximum du pic de mélasse dans le cas $\text{lin} \perp \text{lin}$ en fonction du désaccord δ dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

L'approche théorique pour la compréhension des effets de mélasse à une dimension a fait l'objet du travail de nombreux groupes [COH88, DAL89-2, UNG89, SHA90, SHA91 et STE92]. Beaucoup de résultats ont été publiés et sont directement utilisables pour comprendre nos résultats. Tous les mécanismes de refroidissement Sisyphé et de mélasse d'orientation induite par le mouvement ont bien été compris en gardant des images simples [COH88, DAL89-2].

La configuration de mélasse $\text{lin} \perp \text{lin}$ (effet Sisyphé) semble présenter un pic un peu plus étroit ($600 \mu\text{m}$ sur la figure II - 3 - 1c) que celui obtenu dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ ($800 \mu\text{m}$ sur la figure II - 3 - 1d). Le traitement complet de

l'évolution de la mélasse n'était pas l'objet de cette thèse mais nous pouvons cependant noter que le coefficient de friction pour la mélasse Sisyphe est plus grand que celui de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ [DAL89-2].

$$\alpha_{\text{Sisyphe}} = -3 \hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma} \text{ pour un système } j = \frac{1}{2} \rightarrow j' = \frac{3}{2}$$

$$\alpha_{\sigma^+ - \sigma^-} = -\frac{60}{17} \hbar k^2 \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + 5} \text{ pour un système } j = 1 \rightarrow j' = 2.$$

(II - 3 - 2)

Par exemple, pour un désaccord de $\delta = -\Gamma/2$, le rapport des coefficients de friction est égal à:

$$\frac{\alpha_{\text{Sisyphe}}}{\alpha_{\sigma^+ - \sigma^-}} = \frac{51}{20} = 2,55$$

(II - 3 - 3)

Plus le désaccord augmente en valeur absolue, plus le mécanisme de refroidissement Sisyphe est efficace comparé à celui du refroidissement $\sigma^+ - \sigma^-$.

Les deux mélasses induites par un champ magnétique (cf figures II - 3 - 1e et 1f) sont formées par une onde stationnaire en présence d'un champ magnétique statique de l'ordre du Gauss (1 Gauss = 10^{-4} Tesla). La première présente un pic intense traduisant l'efficacité du processus. La seconde donne un pic tout petit: le processus semble ici très inefficace.

Pour avancer un argument sur l'origine de cette inefficacité, considérons le cas d'une transition $j \rightarrow j + 1$ (avec j grand) dans une onde stationnaire polarisée linéairement. Les atomes se polarisent essentiellement sur les sous-niveaux Zeeman du fondamental proches de $m_j = 0$. Le champ magnétique va mélanger les sous-niveaux avec les niveaux les plus voisins. Finalement, pour des transitions de j grand, les sous-niveaux du fondamental qui interviennent dans le processus sont surtout ceux de m_j peu différents de zéro. Ces niveaux, à cause de coefficients de Clebsch-Gordan peu différents, ont pratiquement les mêmes déplacements lumineux (cf figure II - 3 - 5). On a donc dans le processus Sisyphe une très faible différence de modulation des déplacements lumineux, qui peut être à l'origine de la faible efficacité du refroidissement.

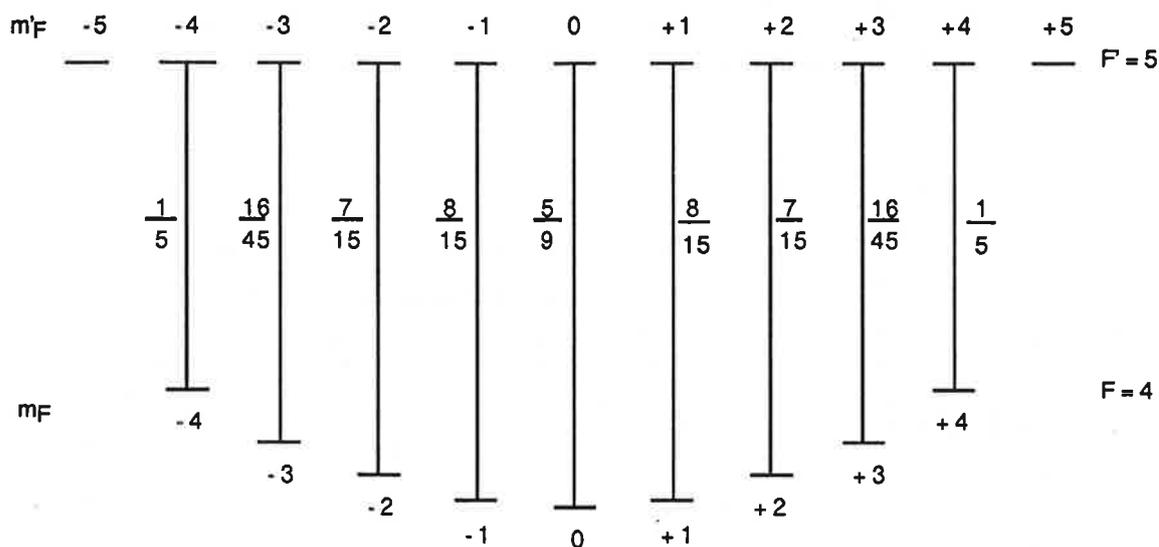


Figure II - 3 - 5 - Déplacements lumineux des sous-niveaux du fondamental pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ en présence d'une onde stationnaire polarisée linéairement.

Après une revue de tous les effets de mélasse Doppler et sub-Doppler pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, nous nous sommes intéressés à l'étude des mêmes mécanismes de refroidissement dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

1 - b - Transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$

La figure II - 3 - 2 présente les profils de mélasse sub-Doppler correspondant à ceux (cf fig II - 3 - 1) exposés au paragraphe précédent mais pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Une transition $j \rightarrow j - 1$ ne donne pas lieu à un effet de mélasse Doppler du fait que le pompage optique piège les atomes sur des sous-niveaux du fondamental non couplés par le champ électromagnétique avec le niveau excité. La transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ne donne donc pas lieu à un effet de mélasse Doppler dans le cas d'une onde électromagnétique stationnaire, quelque soit la polarisation. Par contre, il apparaît, comme sur la figure II - 3 - 1, un pic très intense et très étroit de largeur à mi-hauteur de l'ordre de $600 \mu\text{m}$. Contrairement aux résultats du § 1 - a, ce pic ne se superpose pas à un profil de mélasse Doppler significatif. Nous verrons cependant que pour certaines configurations, l'effet de refroidissement (ou réchauffement) Doppler n'est pas totalement inexistant. Il est cependant dans notre cas toujours très faible et ne traduit pas une modification significative des profils observés.

Tous les effets de mélasses et de refroidissement sub-Doppler ont été obtenus pour un décalage vers le "bleu" ($\delta > 0$) contrairement à ce qui avait été observé pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. La figure II - 3 - 6 illustre cette propriété dans le cas de la configuration de polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$ (signaux des figures II - 3 - 1c et II - 3 - 2a).

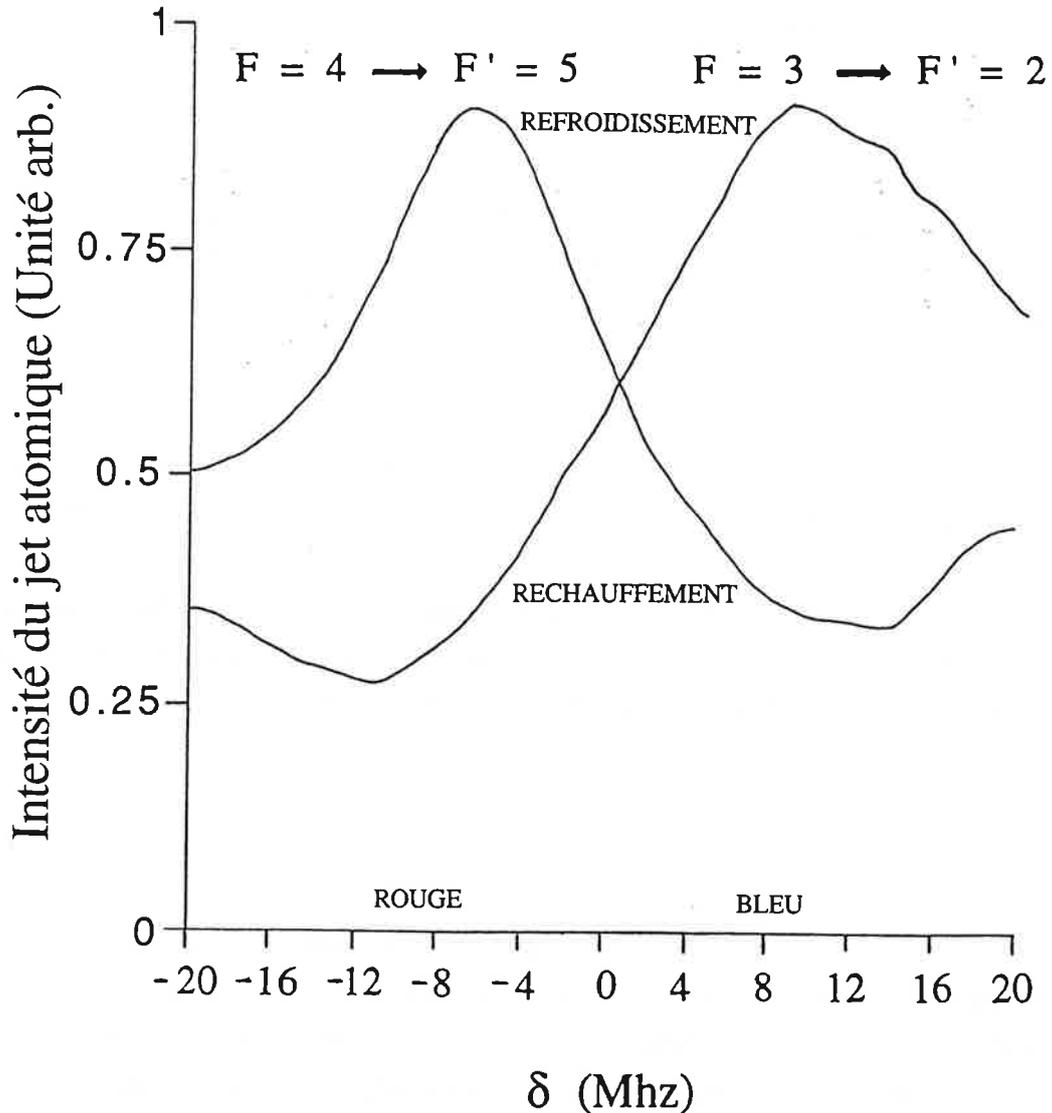


Figure II - 3 - 6 - Variation du maximum du pic en fonction du désaccord dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, comparée avec celle du cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ déjà montrée sur la figure II - 3 - 4.

Contrairement au cas précédent, le pic apparaît pour un décalage vers le "bleu" alors que le profil se creuse pour un décalage vers le "rouge".

Dans nos expériences, nous constatons que les effets de mélasse Sisyphes sont assez similaires pour les deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (cf figure II - 3 - 1) et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (cf figure II - 3 - 2), exception faite des décalages de fréquence des lasers vers le rouge ou vers le bleu. Il n'y a donc pas de différences notables entre les deux transitions. Il serait possible de calculer la force de friction dans le cas d'un système atomique $j = 3/2 \rightarrow j' = 1/2$. Le résultat serait peu différent de la force dans le cas d'un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$. D'un point de vue qualitatif, nous avons déjà montré (dans le premier chapitre) que le mécanisme de refroidissement Sisyphes est le même sauf qu'il faut que le désaccord soit dans le "bleu" au lieu d'être dans le "rouge".

La figure II - 3 - 2b présente l'effet de mélasse pour la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Cet effet dit de mélasse "d'orientation induite par le mouvement" est bien compris dans le cas d'une transition $j \rightarrow j + 1$ [UNG89 et DAL89-2]. Par contre, dans le cas d'une transition $j \rightarrow j - 1$, les calculs théoriques effectués par le groupe de C. Foot à Oxford [STE92], ainsi que par J. Djemaa au Laboratoire Aimé Cotton ne semblent pas concorder avec les résultats expérimentaux. Les résultats de calcul prédisent que le mécanisme de refroidissement sub-Doppler ne se produit que pour un désaccord négatif (décalage vers le rouge) pour la transition $j = 2 \rightarrow j' = 1$. Par contre, nous avons observé que pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium, les effets de mélasse dans la configuration de polarisations $\sigma^+ - \sigma^-$ ne sont efficaces que lorsque le désaccord est positif. Nous avons trouvé ce résultat tout à fait homogène aux autres car pour toutes les autres configurations de mélasse dans le cas de cette transition, le décalage doit être positif ("dans le bleu") pour observer l'effet du refroidissement.

La courbe présentée sur la figure II - 3 - 7 montre que les effets de refroidissement sont faibles et ne sont efficaces que pour un décalage vers le bleu. Nous n'avons pas d'explication complètement satisfaisante pour expliquer le désaccord entre les résultats théoriques et expérimentaux. Il pourrait cependant provenir du fait que l'intensité des faisceaux lasers correspondait à un paramètre de saturation de l'ordre de 0,7 pour les expériences (alors qu'il est de l'ordre de 0,1 dans les traitements théoriques). Nous avons de plus une différence d'intensité de 20 à 25 % entre nos deux faisceaux lasers σ^+ et σ^- . La polarisation des faisceaux lasers n'est évidemment pas parfaitement σ^+ et σ^- . Mais, nous verrons dans le paragraphe II - 4 - 1 que les propriétés de cette mélasse sont bien celles d'une configuration de mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ lorsque nous avons étudié le déplacement des pics de mélasse avec un champ magnétique longitudinal.

Nous précisons que nous avons eu connaissance des résultats du calcul théorique de C. Foot et al après avoir terminé nos séries d'expériences sur les mélasses

optiques et le dispositif expérimental était déjà démonté. Il serait intéressant de refaire cette expérience avec des polarisations σ^+ et σ^- plus pures et avec un paramètre de saturation plus faible.

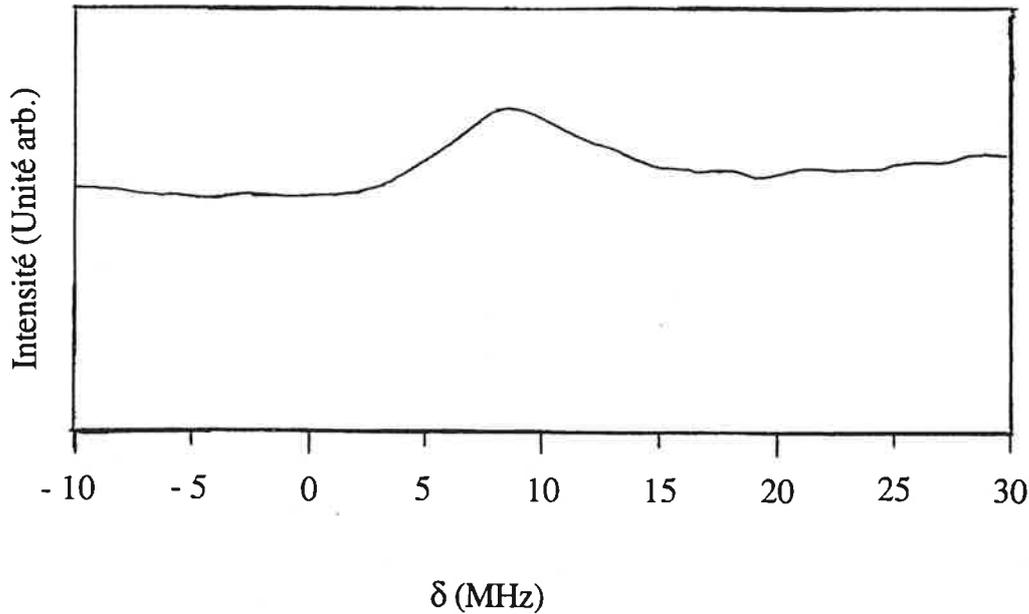


Figure II - 3 - 7 - Variation du maximum du pic de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ en fonction du désaccord à la résonance.

L'effet de mélasse induite par un champ magnétique (cf figures II - 3 - 2c et 2d) est obtenu efficacement quelque soit la polarisation circulaire ou linéaire du laser contrairement aux résultats obtenus dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour lequel nous avons obtenu un très petit profil de mélasse pour une polarisation linéaire (revoir la figure II - 3 - 1e et 1f). Dans le cas d'une transition $j \rightarrow j - 1$, les atomes sont piégés dans l'onde stationnaire sur les niveaux qui n'ont pas de déplacements lumineux. Le champ magnétique les mélange avec les niveaux voisins présentant au contraire un déplacement important. On obtient une modulation importante de la différence des déplacements lumineux des niveaux concernés.

Cette expérience nous donne un bon nombre de renseignements sur les effets de refroidissement sub-Doppler dans les mélasses. L'étude approfondie de deux transitions entre niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 de l'atome de césium souligne les différences entre ces deux systèmes. Les plus remarquables sont: que les décalages de fréquence sont opposés et que l'effet du refroidissement Doppler est inexistant ou quasi-inexistant pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

Nous avons fait le tour d'un bon nombre de configurations de mélasse. On peut en concevoir d'autre: par exemple, nous avons réalisé une mélasse pour un faisceau laser polarisé σ_z^+ et l'autre faisceau laser polarisé π_x (cf figure II - 3 - 8). Nous n'avons pas poussé plus avant ce type d'étude.

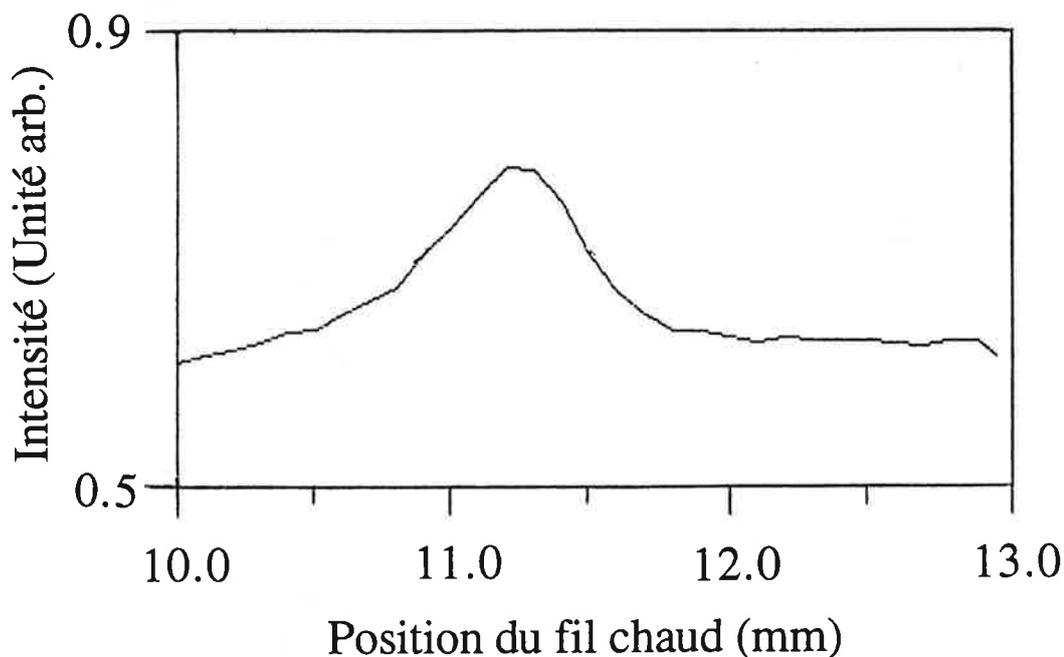


Figure II - 3 - 8 - Profil expérimental pour une configuration $\sigma_z^+ - \pi_x$ dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

II - 3 - 2 - Peut-on définir une température transverse du jet atomique?

Lorsque l'on parle de refroidissement sub-Doppler, on s'attend à obtenir dans le cas du césium des températures extrêmement basses. La mesure d'une température de $2,5 \mu\text{K}$ a été effectuée dans une mélasse Sisyphes tridimensionnelle par l'équipe de C. Salomon à l'E.N.S.[SAL90]. Dans ce paragraphe, nous posons la question suivante. Nous avons observé le résultat de processus de refroidissement sub-Doppler. Mais avons-nous atteint une température inférieure à la température Doppler en ce qui concerne la distribution de vitesses transverses du jet (dans la direction de propagation des faisceaux lasers)?

La mesure de la distribution de vitesse dans la direction de propagation des lasers, ou plus modestement celle de la largeur à mi-hauteur des profils transverses permet de donner une estimation de la température. Mais, il existe plusieurs causes

d'élargissement de ces profils. Tout d'abord, la résolution de notre montage est liée à la largeur de la fente du four ($300 \mu\text{m}$) et au diamètre du fil chaud ($100 \mu\text{m}$). Nous avons pu mesurer des largeurs à mi-hauteur jusqu'à $250 \mu\text{m}$, ce qui correspond à peu près à la résolution de notre montage. Le profil présenté sur la figure II - 3 - 9 a été obtenu pour un désaccord $\delta = -2 \Gamma$, et une puissance $p = 0,75 \text{ mW} / \text{cm}^2$, ce qui correspond à un paramètre de saturation $s = 0,04$.

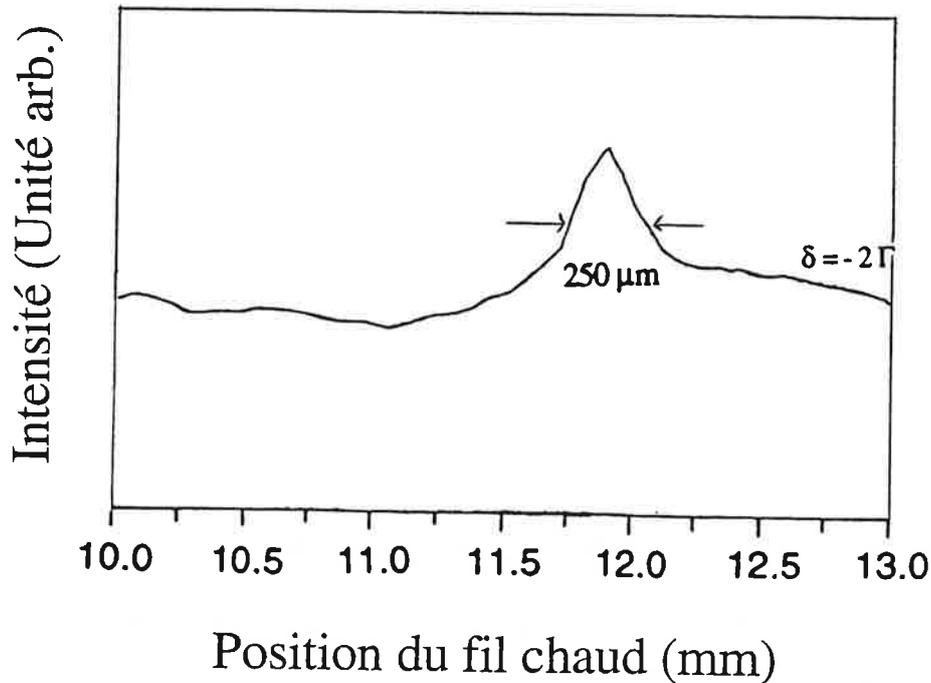


Figure II - 3 - 9 - Profil transverse mesuré dans le cas d'une configuration lin \perp lin dans les meilleures conditions expérimentales énoncées dans le texte. Nous avons mesuré une largeur à mi-hauteur de $250 \mu\text{m}$.

Une autre cause d'élargissement est la distribution longitudinale en vitesse du jet (cf figure II - 2 - 2). Une expérience fiable de mesure de température nécessiterait d'utiliser un jet atomique présentant une faible distribution de vitesses longitudinales. Notre expérience est donc loin d'être optimisée pour une mesure de température, qui reste cependant un problème extrêmement intéressant. On peut au plus donner une estimation de la température. Nous avons essayé de minimiser les largeurs en jouant avec le désaccord, la puissance des faisceaux lasers ou le temps d'interaction. Nous avons pu établir une valeur expérimentale majorant celle de la température transverse de la mélasse.

Supposons que le jet est monocinétique de vitesse moyenne de l'ordre de 270 ms^{-1} . Nous relierons le rapport des vitesses transverse et longitudinale avec le rapport de demi largeur à mi-hauteur ($\Delta z / 2$) et la distance entre la zone de mélasse et le fil chaud (L) par la formule:

$$\frac{v_T}{v_L} = \frac{\Delta z}{2 \sqrt{\ln 2} L} \quad (\text{II-3-6})$$

Puis, nous définissons une température suivant la dimension transverse du jet:

$$\frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} M v_1^2 \quad (\text{II-3-7})$$

où k_B est la constante de Boltzman et M est la masse d'un atome de césium.

Nous avons résumé toutes ces valeurs dans le tableau suivant

Configurations de mélasse	$\Delta z / 2$ (μm)	v_T (cms^{-1})	T (μK)
Sisyphé	130	3,5	20
$\sigma^+ - \sigma^-$	250	6,8	74
induite par B	260	7,0	80
Doppler	$1,1 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^5$

(T-II - 3 - 1)

Remarque: La mélasse Doppler est loin d'avoir atteint sa température d'équilibre ($125 \mu\text{K}$ pour le césium). Nous avons déjà expliqué ce résultat par le fait que le temps d'interaction ($100 \mu\text{s}$) est trop court par rapport au temps d'amortissement de la vitesse ($230 \mu\text{s}$ pour $\delta = -9 \text{ MHz}$ et $s \sim 0,1$).

Considérons maintenant la distribution de vitesses longitudinales. Elle est donnée sur la figure II - 2 - 2. On peut en avoir une autre estimation en considérant la figure II - 4 - 3 donnée plus loin où l'élargissement des pics des mélasses en dérive est dû à cette distribution longitudinale. En prenant une valeur très majorante de la vitesse longitudinale de l'ordre de 400 ms^{-1} , on obtient un majorant de la vitesse transverse en multipliant par deux les températures du tableau ci-dessus. On voit au moins pour la mélasse Sisyphé que cette température est significativement encore inférieure à la température Doppler du césium. On peut donc estimer que nous avons atteint une température sub-Doppler au cours de nos expériences.

Dans la partie qui suit, nous allons étudier les effets d'un champ magnétique statique sur les profils de mélasses sub-Doppler que nous venons de décrire.

II - 4 - MELASSES SUB-DOPPLER EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

L'application d'un champ magnétique dans la zone de mélasse conduit à des effets nouveaux et intéressants. Nous avons déjà rencontré le cas de la mélasse induite par champ magnétique (parties I - 2 et II - 3). Maintenant, nous allons exposer d'autres effets dus au champ magnétique qui apparaissent sur les caractéristiques des profils de mélasse sub-Doppler.

Dans le premier paragraphe, nous réalisons une revue de ces différents effets et nous en dégageons les interprétations physiques les plus simples. Le deuxième paragraphe est consacré aux calculs développés dans le but de comprendre la physique mise en évidence par ces résultats. Dans le troisième paragraphe, nous donnons une interprétation basée sur l'application du théorème de Larmor.

II - 4 - 1 - Effets d'un champ magnétique

Comme précédemment, le jet atomique est dirigé suivant l'axe Ox. Il interagit avec un champ électromagnétique dont l'axe de propagation est Oz (cf figure II - 4 - 1).

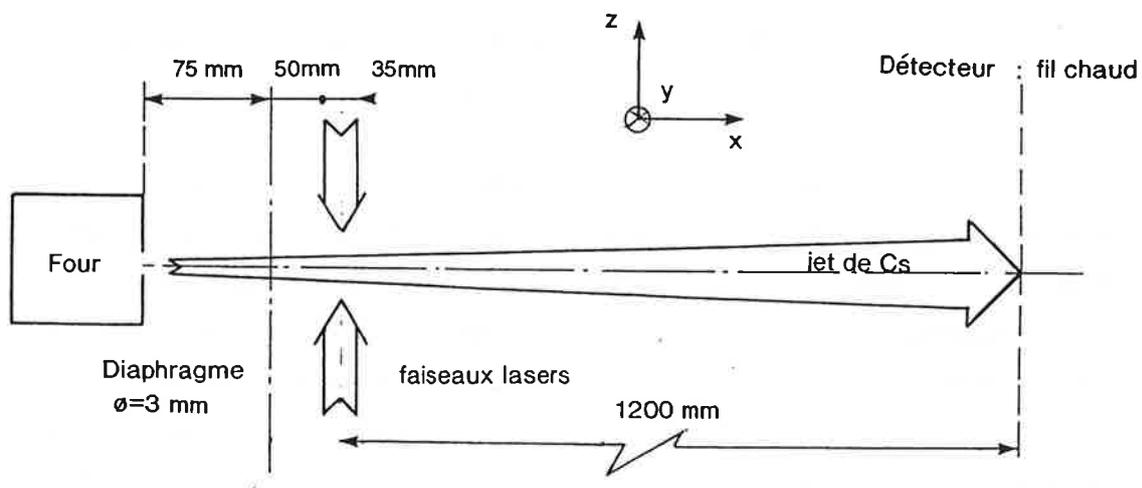
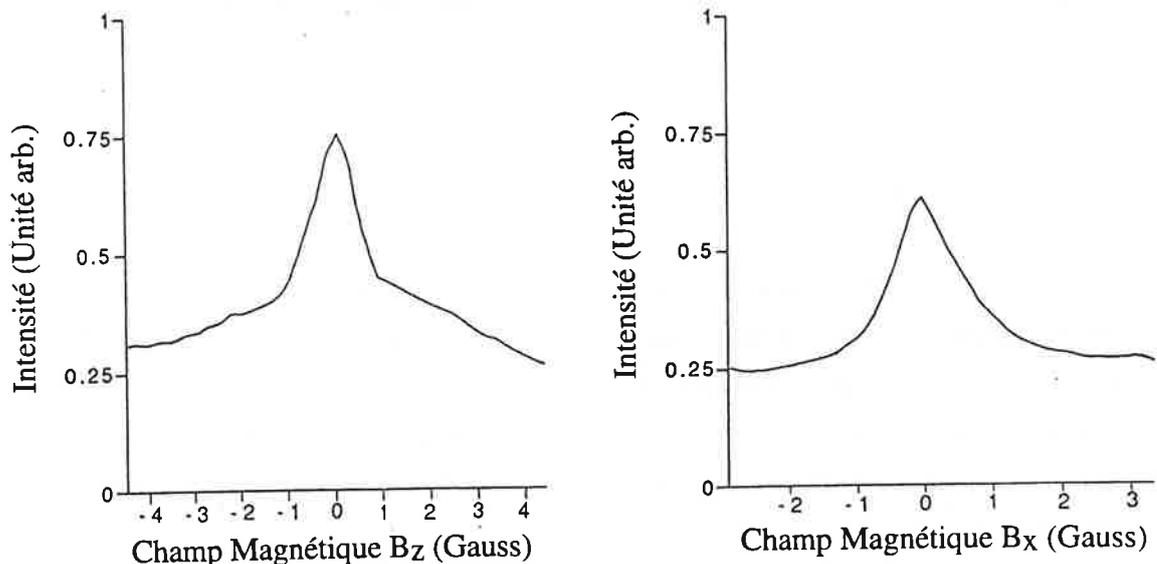


Figure II - 4 - 1 - Schéma du dispositif expérimental.

Nous pouvons appliquer un champ magnétique dans une des trois directions de l'espace grâce aux trois paires de bobines de Helmholtz, qui sont déjà disposées sur le montage pour compenser le champ terrestre. Comme précédemment, nous analysons le profil transverse du jet grâce à la détection par fil chaud.

La perturbation du champ magnétique couple les sous-niveaux Zeeman et déplace leurs niveaux d'énergie. Le premier effet observé dû à un champ magnétique est en général destructeur comme montré sur la figure II - 4 - 2. La modification des populations et des niveaux d'énergie engendre en effet des perturbations dans les cycles de fluorescence et dans les déplacements lumineux jusqu'à supprimer les processus mis en jeu.



Mélasse Sisyphé dans le cas
de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$

Mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ dans le cas
de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$

Figure II - 4 - 2 - Variation du maximum du pic de mélasse en fonction du champ magnétique: effets destructeurs provoqués par le champ magnétique. Le paramètre de saturation est égal à environ 1 et un désaccord de $-\Gamma$.

Il existe cependant des effets plus intéressants. L'essentiel de ces effets peut être résumé par l'existence de mélasse sub-Doppler dite en mouvement ou en dérive, c'est à dire ne se produisant pas autour d'une vitesse nulle, mais autour d'une vitesse différente de zéro [YU93]. Nous allons maintenant exposer ces effets observés pour différentes configurations de mélasses sub-Doppler.

Dans le paragraphe 1 - a, nous étudions la mélasse "d'orientation induite par le mouvement" (σ^+ - σ^-) en présence d'un champ magnétique appliqué suivant l'axe Oz de propagation des faisceaux lasers. L'évolution en fonction de la valeur du champ magnétique est détaillée pour les deux configurations de polarisation (circulaire σ^+ et rectiligne) dans le deuxième paragraphe. Le dernier paragraphe est consacré à l'étude de la mélasse Sisyphe (lin \perp lin) en présence d'un champ magnétique suivant une des directions de polarisation des faisceaux lasers (par exemple Ox).

1 - a - Mélasse "d'orientation induite par le mouvement"

Dans un premier paragraphe, nous présentons les résultats de l'expérience et dans un second paragraphe, nous donnons une interprétation à l'aide du théorème de Larmor.

α - Expérience

Lors de nos expériences, nous avons appliqué dans la zone de mélasse un champ magnétique de l'ordre du Gauss et dirigé suivant la direction de propagation des lasers (Oz). Nous avons observé des effets de déplacements des pics sur les profils transverses du jet atomique (cf figure II - 4 - 3). Lorsque nous faisons varier la valeur du champ magnétique de 0 à 4 Gauss, nous observons dans le même temps un élargissement de ces pics.

Remarque: Nous observons aussi le déplacement du pic correspondant à la mélasse Doppler. Nous verrons que son déplacement est plus important que celui correspondant à la mélasse sub-Doppler.

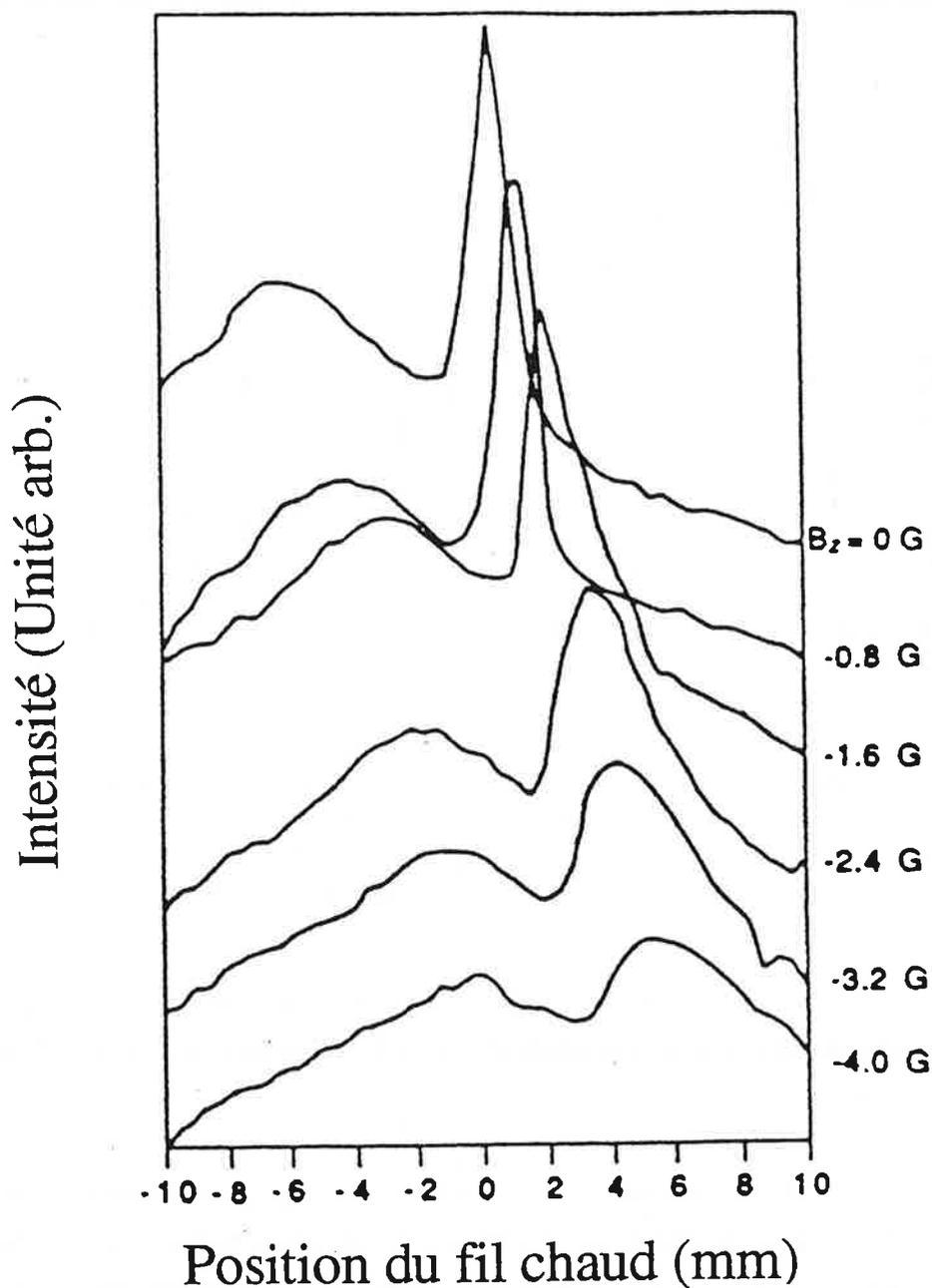


Figure II - 4 - 3 - Evolution des profils transverses du jet en fonction d'un champ magnétique B_z dans le cas de la configuration de polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$ pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ($s \sim 0,7$).

La vitesse de déplacement du centre de la mélasse est estimée à partir de la même relation qui avait été utilisée dans le paragraphe II - 3 - 2:

$$v_{\text{déplacement}} = \frac{x_{\text{déplacement}}}{L} \langle v_{\parallel} \rangle \quad \text{avec } L = 1,2 \text{ m et } \langle v_{\parallel} \rangle = 270 \text{ ms}^{-1}.$$

Nous avons porté en fonction du champ magnétique les variations de la vitesse de déplacement déduit de cette formule (cf figure II - 4 - 4) pour les deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

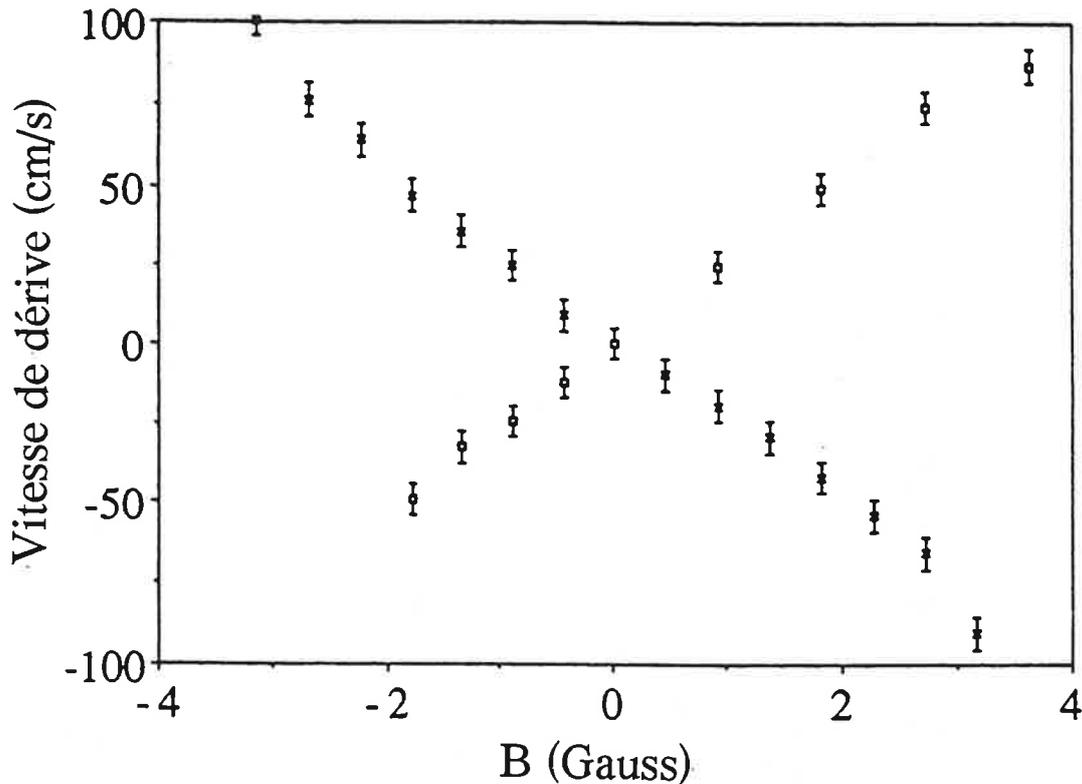


Figure II - 4 - 4 - Variation du déplacement du pic en fonction d'un champ magnétique longitudinal pour les deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (croix) et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (carrés) de la raie D_2 du césium.

Nous observons un déplacement des pics des mélasses proportionnel au champ magnétique. L'analyse des résultats expérimentaux (mesure des déplacements du pic) permet de déduire de la valeur de la pente de ces déplacements, une vitesse de dérive de la mélasse égale à $28 \pm 2 \text{ cms}^{-1}$ par Gauss en valeur absolue. Sur la figure II - 4 - 4, nous voyons que la pente est négative pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et positive pour l'autre transition. Le maximum de la mélasse Doppler se déplace également mais de manière plus importante que celui de la mélasse sub-Doppler (cf figure II - 4 - 3).

Remarque: les profils s'élargissent également lorsque la valeur du champ magnétique augmente. Cet élargissement traduit le fait que la distribution de vitesses longitudinales (cf fig II - 2 - 2) est importante. Le champ magnétique n'apporte pas de réchauffement supplémentaire.

β - Interprétation

Nous allons maintenant donner l'interprétation de nos résultats. Nous rappelons que pour la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ considérée l'atome dans son référentiel voit une onde dont la polarisation est rectiligne mais qui tourne autour de l'axe de propagation de la lumière avec la vitesse angulaire $\Omega = -k v$ où k est le nombre d'onde et v la vitesse de l'atome (cf § I - 1).

Le hamiltonien d'interaction du système avec une onde électromagnétique est donné par:

$$\mathcal{H}_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(t, z) \quad (\text{II - 4 - 1})$$

où \vec{D} est l'opérateur moment dipolaire électrique et où \vec{E} est le champ électrique correspondant au champ électromagnétique total. Plaçons-nous maintenant dans le référentiel tournant avec la polarisation. Il s'ajoute au hamiltonien un terme inertiel qui correspond à l'opérateur unitaire de rotation suivant l'axe Oz avec un angle de rotation $-k v$, dans l'expression du hamiltonien, qui se met sous la forme:

$$\mathcal{H}_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(t) + k v J_z \quad (\text{II - 4 - 2})$$

Remarque: pour simplifier le problème, nous supposons que la vitesse de l'atome est suffisamment faible de manière à négliger le terme $+k v J_z$ dans l'expression du hamiltonien (z est la projection du moment cinétique J du niveau excité). Ce terme est effectivement négligeable si le produit $k v$ reste petit devant Γ , ce qui signifie que l'atome dans l'état excité se désexcite avant de subir la précession de Larmor.

D'après la forme de ce terme, on voit qu'il est équivalent au hamiltonien d'interaction d'un atome avec un champ magnétique fictif dirigé suivant l'axe Oz:

$$\mathcal{H}_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(t) - g_f \mu_B B_{\text{fictif}} J_z \quad (\text{II - 4 - 3})$$

où g_f est le facteur de Landé du niveau fondamental et μ_B est le magnéton de Bohr électronique. Ce champ magnétique fictif est alors donné par:

$$B_{\text{fictif}} = -\frac{k v}{g_f \mu_B} \quad (\text{II - 4 - 4})$$

où $k v$ peut être considéré comme la fréquence de Larmor correspondante. Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Larmor [COH73]. Nous rappelons que le champ magnétique fictif est dirigé suivant l'axe de rotation de la polarisation (Oz) et que la fréquence de Larmor est équivalente à la vitesse angulaire de rotation.

Appliquons maintenant un champ magnétique statique B dans la direction Oz. On ajoute au hamiltonien d'interaction le terme $\Omega_B = -g_f \mu_B B / \hbar$. Le hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(t) + (k v + \Omega_B) J_z \quad (\text{II - 4 - 5})$$

La figure II - 4 - 5 résume tous les changements de repère qu'il faut opérer pour se placer dans les conditions du calcul.

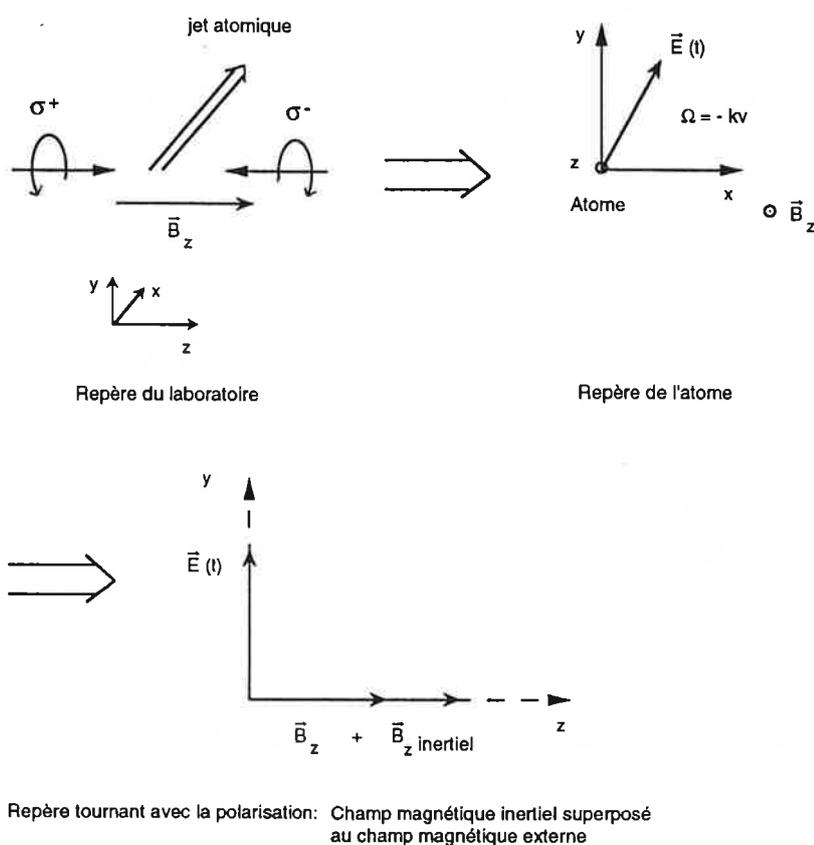


Figure II - 4 - 5 - Changements de repère.

Nous en déduisons immédiatement que ce hamiltonien donnera le même résultat qu'en absence de champ magnétique si l'on fait une translation de v_0 sur la vitesse où $v_0 = -\Omega_B / k$. La mélasse ne se forme plus autour de la vitesse nulle mais autour de la vitesse v_0 différente de zéro, qui varie donc avec le champ magnétique. On parle de mélasse en mouvement ou en dérive.

Pour la transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$, le couplage Zeeman par unité de champ magnétique est donné par $\Omega_B / B = -2\pi \times 351 \text{ kHz par Gauss}$ et pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, $\Omega_B / B = 2\pi \times 350 \text{ kHz par Gauss}$ (cf fig I - 1 - 2), ce qui donne une vitesse théorique de déplacement de $\pm 29,75 \text{ cms}^{-1}$ par Gauss. Compte-tenu de la barre d'erreur de 2 cms^{-1} par Gauss, les mesures expérimentales sont en bon accord avec les valeurs théoriques. Pour une analyse plus précise, il faudrait tenir compte aussi de l'élargissement des pics et donc connaître très précisément la distribution de vitesse longitudinale.

Nous pouvons mentionner que la mélasse de configuration de polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un champ magnétique longitudinal B_z est équivalente à la mélasse de configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ déséquilibrée en fréquence. Le décalage en fréquence dépend linéairement du champ magnétique: il est environ égal à 1,4 MHz pour un champ magnétique de 4 G dans le cas de l'atome de césium.

En ce qui concerne les déplacements des maximum des pics de la mélasse Doppler, le raisonnement est un peu différent. Pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, tout se passe comme si l'atome est pratiquement polarisé soit dans $m_F = +4$, soit dans $m_F = -4$ (deux systèmes à deux niveaux dus aux polarisation σ^+ et σ^-).

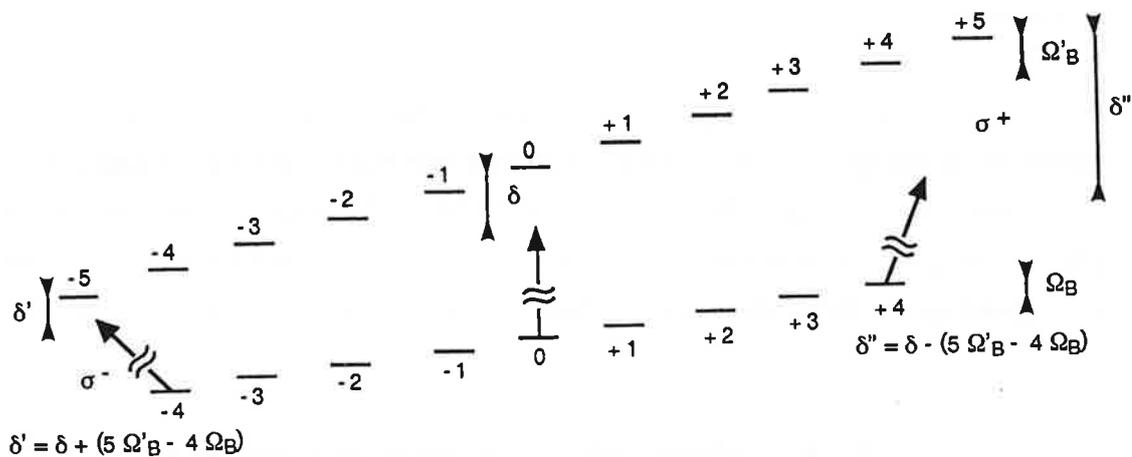


Figure II - 4 - 6 - Energie des sous-niveaux Zeeman en présence d'un champ magnétique de 1 Gauss. Le faisceau laser polarisé σ^- (se propageant suivant les z décroissants) est plus en résonance avec le système atomique que l'autre faisceau polarisé σ^+ .

Le couplage Zeeman pour $F = 4$ est égal à $\Omega_B = 2\pi \times 350 \text{ kHz par Gauss}$ et pour $F' = 5$, il est égal à $\Omega'_B = 2\pi \times 569 \text{ kHz par Gauss}$ (cf figure II - 4 - 6). Le déplacement d'énergie des deux niveaux de la transition $m_F = +4 \rightarrow m_F = +5$ ou de la transition

$m_F = -4 \rightarrow m_F = -5$ dû au champ magnétique implique donc une modification de la position des extremum des forces de pression de radiation exercées par σ^+ et σ^- (cf figure II - 4 - 7).

Force Doppler $F / \hbar k \Gamma$

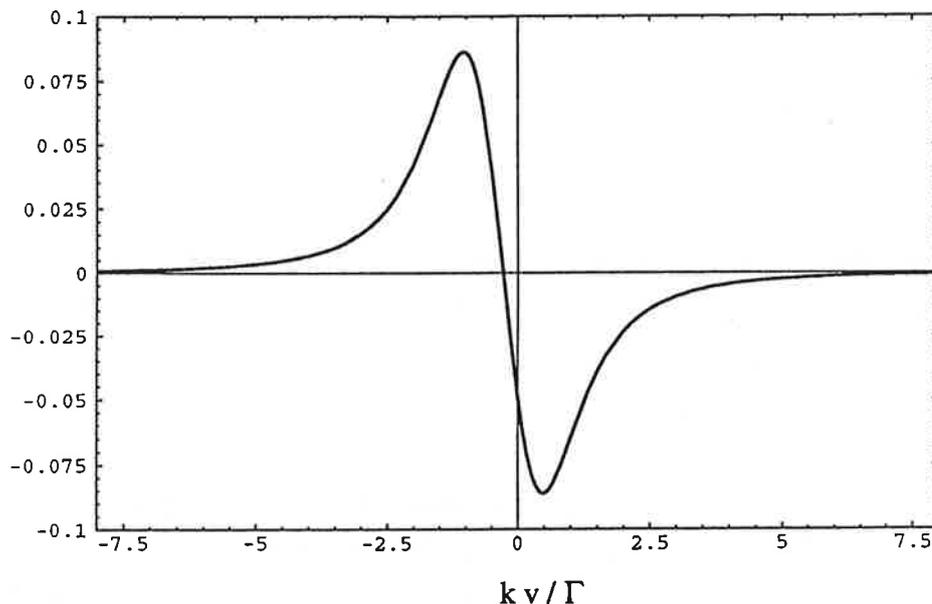


Figure II - 4 - 7 - Le maximum de la force de pression est décalé d'une valeur δ'' / k et le minimum de $-\delta' / k$.

La mélasse Doppler se forme non plus autour de la vitesse nulle mais autour de la vitesse $v'_0 = (\delta'' - \delta') / 2k$, c'est-à-dire $v'_0 = -(5 \Omega'_B - 4 \Omega_B) / k$. Ceci correspond à un décalage $k \Delta v$ égal à $-2 \pi \times 1,4 \text{ MHz / G}$, ce qui est environ quatre fois plus grand que la translation de la vitesse pour la mélasse sub-Doppler. Ce résultat correspond approximativement aux résultats expérimentaux de la figure II - 4 - 3.

1 - b - Mélasse induite par un champ magnétique

Revenons au cas d'une mélasse induite par un champ magnétique. Nous avons réalisé une étude expérimentale plus détaillée de cet effet pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ en fonction du champ magnétique dirigé suivant l'axe Ox. La figure II - 4 - 8 montre qu'après un accroissement de l'intensité du pic, on observe l'élargissement de celui-ci. A partir d'une certaine valeur du champ magnétique B_x , nous constatons finalement un dédoublement de ce pic.

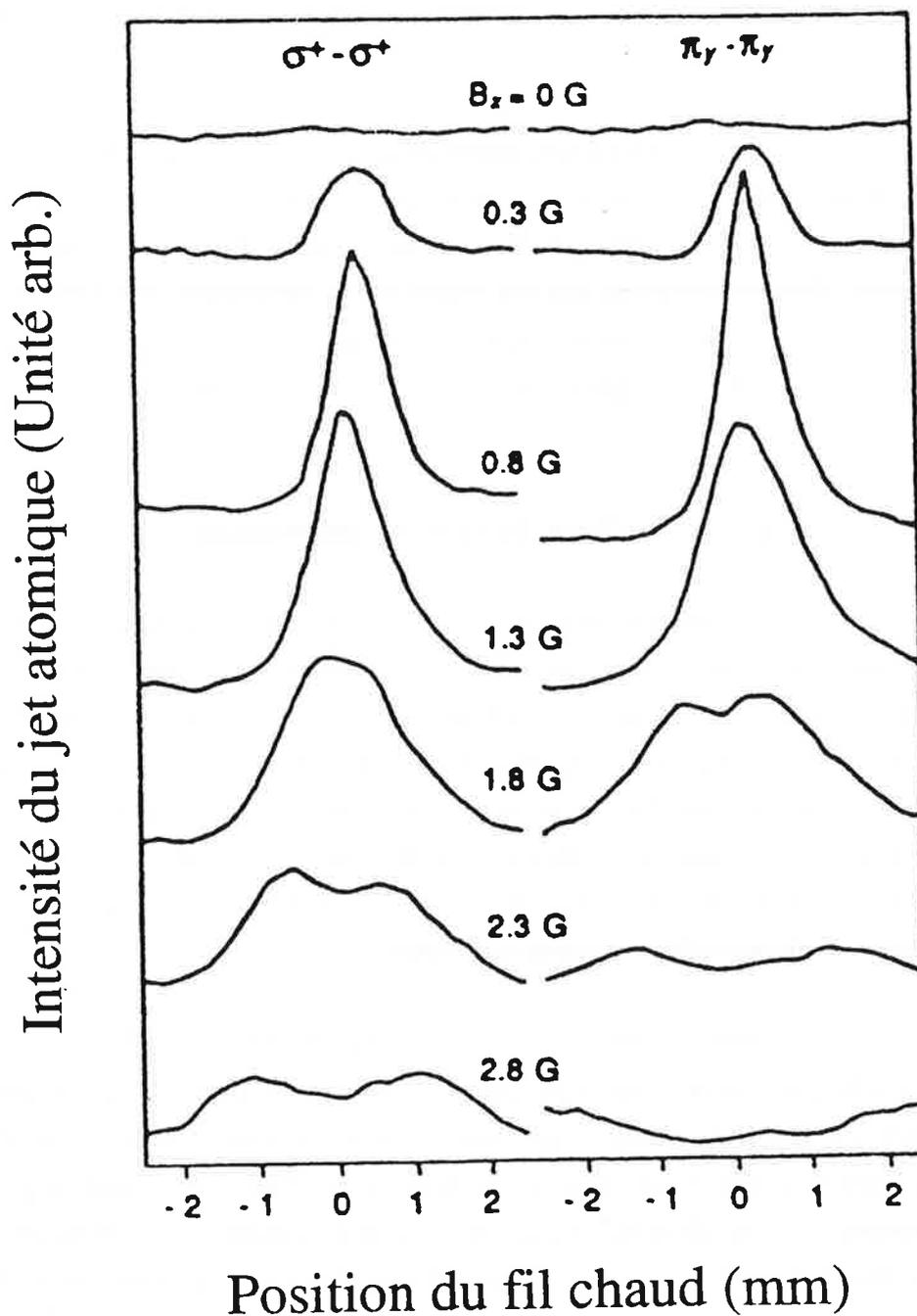


Figure II - 4 - 8 - Modification du pic de la mélasse en fonction d'un champ magnétique (B_x) pour le cas de configuration d'une onde stationnaire polarisée circulaire (a) et rectiligne (π_y) (b) pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, un désaccord de $\delta = 10$ MHz et une puissance de $P = 4$ mW/cm² (ce qui correspond à un paramètre de saturation $s = 0,23$).

On montre que l'écart entre les deux pics est pratiquement le double dans la configuration de polarisation linéaire par rapport à celui obtenu dans la configuration de polarisation circulaire. Ce type d'effet a aussi été observé par le groupe de H. Metcalf dans le cas de la transition $j \rightarrow j + 1$ [SHA90]. Ces résultats sont valables pour les deux transitions $j \rightarrow j + 1$ et $j \rightarrow j - 1$.

Nous donnerons une interprétation de ces résultats en calculant la force qui s'exerce dans la mélasse sur les atomes en fonction de la vitesse. Il est également possible de généraliser l'approche développée dans la configuration σ^+ et σ^- à l'aide du théorème de Larmor. Nous reviendrons sur ces points mais auparavant, nous allons présenter également l'effet d'un champ magnétique sur une mélasse Sisyphé en essayant de généraliser l'approche développée dans le cas de la configuration σ^+ et σ^- .

1 - c - Mélasse Sisyphé en mouvement

Nous présentons ici l'étude expérimentale d'une mélasse en dérive dans le cas de la configuration de polarisations rectilignes orthogonales en fonction d'un champ magnétique dirigé suivant l'une des polarisations (O_x par exemple). Les figures II - 4 - 9a et 9b représentant les courbes expérimentales obtenues montrent un accroissement de l'intensité du pic, puis un élargissement de ce pic. Au delà d'une valeur seuil d'environ 1 Gauss, le pic se dédouble et les deux pics se déplacent symétriquement par rapport à la vitesse nulle. Ce phénomène est visible pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, on observe cependant une dissymétrie sur l'intensité des pics.

Par contre, dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, un des pics a une intensité très faible et donc n'est pas toujours observable. Dans ce dernier cas, à partir d'une certaine valeur du champ magnétique B_x , nous observons donc essentiellement le déplacement d'un seul pic. L'existence de la valeur seuil du champ magnétique est liée à l'élargissement du pic de la mélasse avant son dédoublement ou son déplacement. Nous verrons plus loin que les plages de capture des mélasses correspondant au double pic se recouvrent trop largement pour donner deux mélasses distinctes.

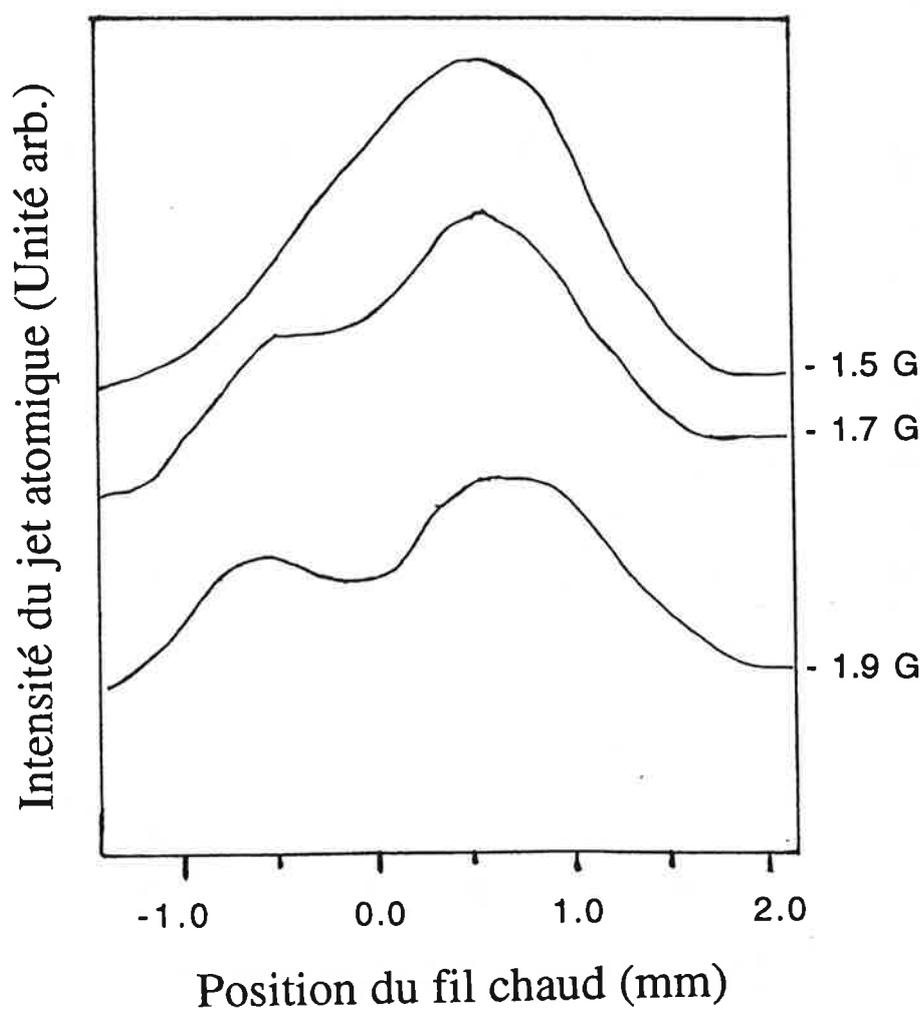


Figure II - 4 - 9a - Variation de la position du pic de la mélasse Sisyphé en fonction de B_x dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ($s \sim 0,7$).

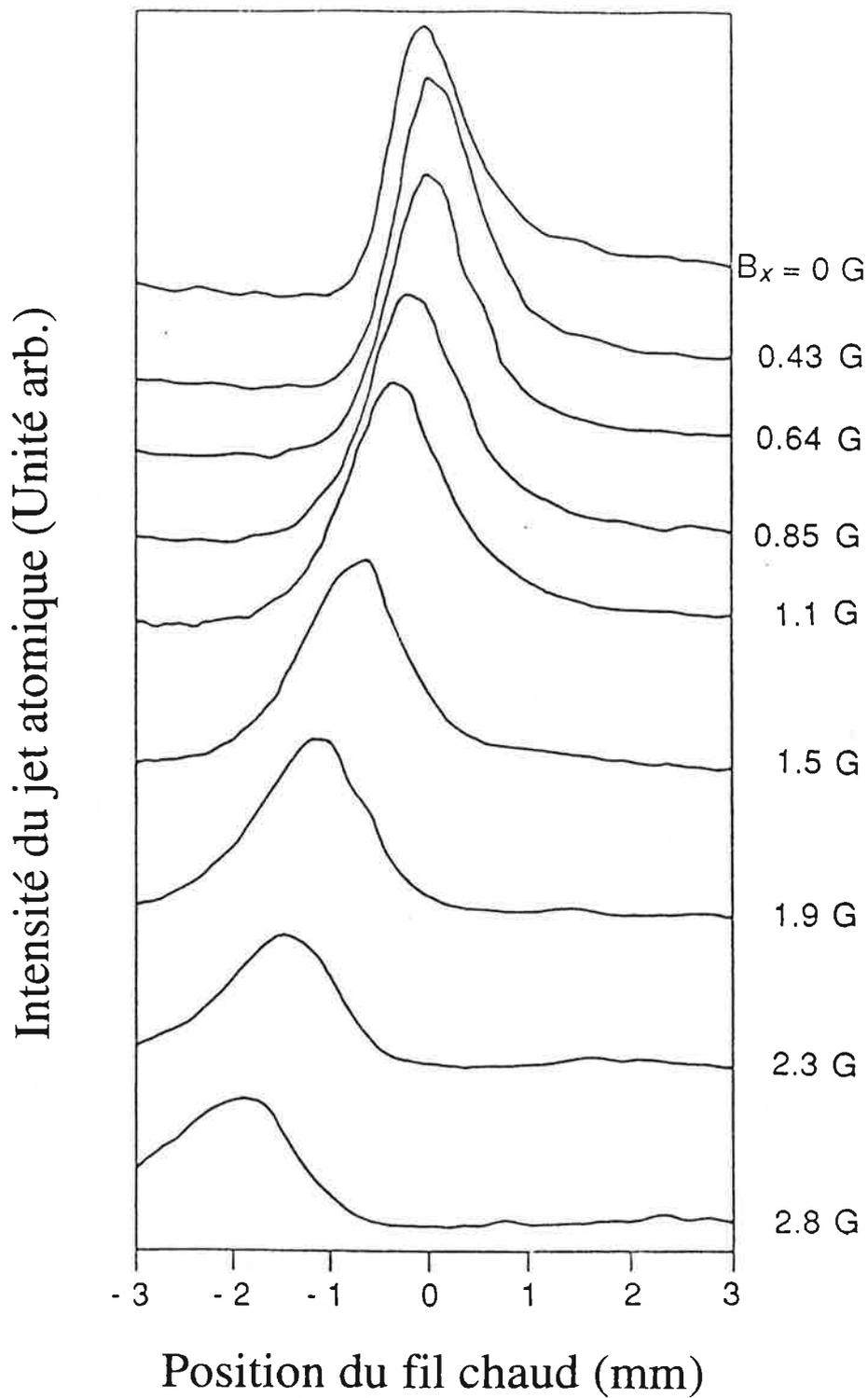


Figure II - 4 - 9b - Variation de la position du pic de la mélasse Sisyphus en fonction de B_x dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ($s \sim 0,7$).

Nous avons étudié le déplacement du pic le plus grand fonction du champ magnétique. Nous avons mesuré un déplacement d relié à la vitesse de dérive v_z de ce pic de mélasse: $v_z = d / L < v_x >$ où L est la distance entre la zone d'interaction et le fil chaud (1200 mm) et $< v_x >$ est la vitesse longitudinale moyenne des atomes.

D'après la courbe II - 4 - 10, nous voyons que la vitesse de dérive de la mélasse Sisyphé varie linéairement en fonction d'un champ magnétique lorsque celui-ci dépasse la valeur seuil. Le sens de déplacement du pic ne dépend pas du signe du champ magnétique contrairement à la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ (cf figure II - 4 - 4). En effet, le changement de signe du champ magnétique ne change rien à la symétrie du problème. Nous remarquons aussi que la vitesse de dérive ne dépend pas du désaccord entre la fréquence des lasers et la fréquence atomique. La pente de variation de la vitesse v_z en fonction de B_x est de 18 cm s^{-1} par gauss.

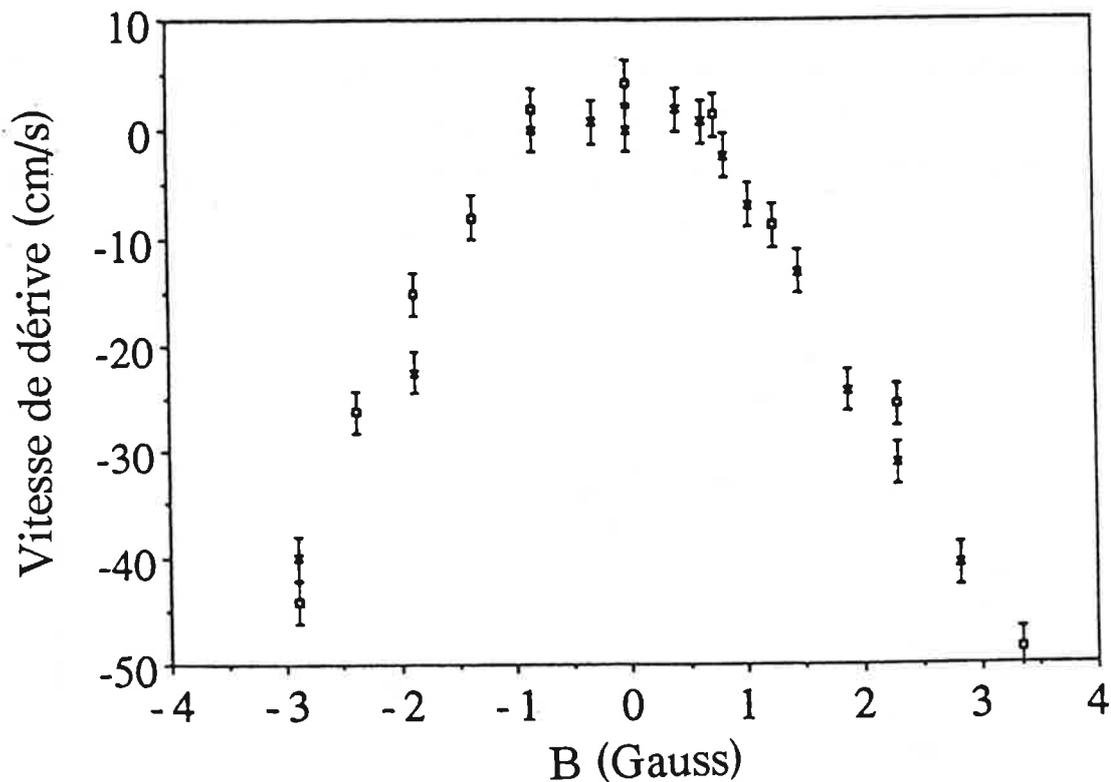


Figure II - 4 - 10 - Vitesse de dérive du pic de la mélasse en fonction du champ magnétique pour deux valeurs du désaccord: les croix correspondent à $\delta = -10 \text{ Mhz}$ ($s = 0,2$) et les carrés correspondent à $\delta = -2 \text{ Mhz}$ ($s = 2,3$) pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

Nous avons aussi étudié le comportement de la valeur seuil du champ magnétique au dessus de laquelle nous observons le dédoublement ou le déplacement du pic en fonction de la puissance des faisceaux lasers (cf figures II - 4 - 11a et 11b).

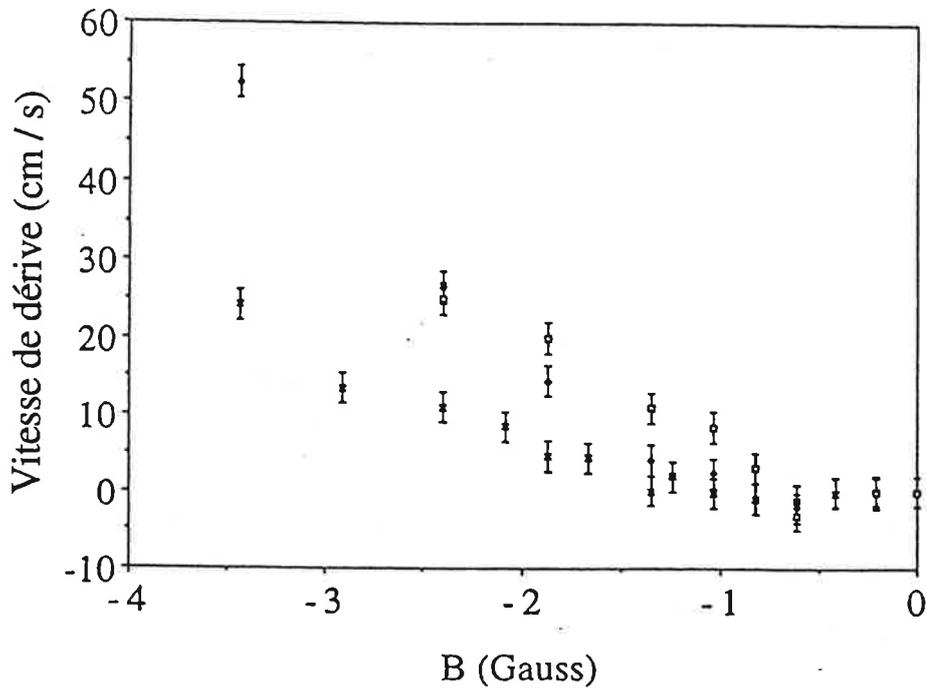


Figure II - 4 - 11a - Mesures du déplacement du pic en fonction du champ magnétique B_x pour différentes valeurs de la puissance dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ pour un désaccord $\delta \sim 2 \Gamma$ (les carrés, les points et les croix correspondent respectivement aux puissances 1.5, 3 et 6 mW / cm^2).

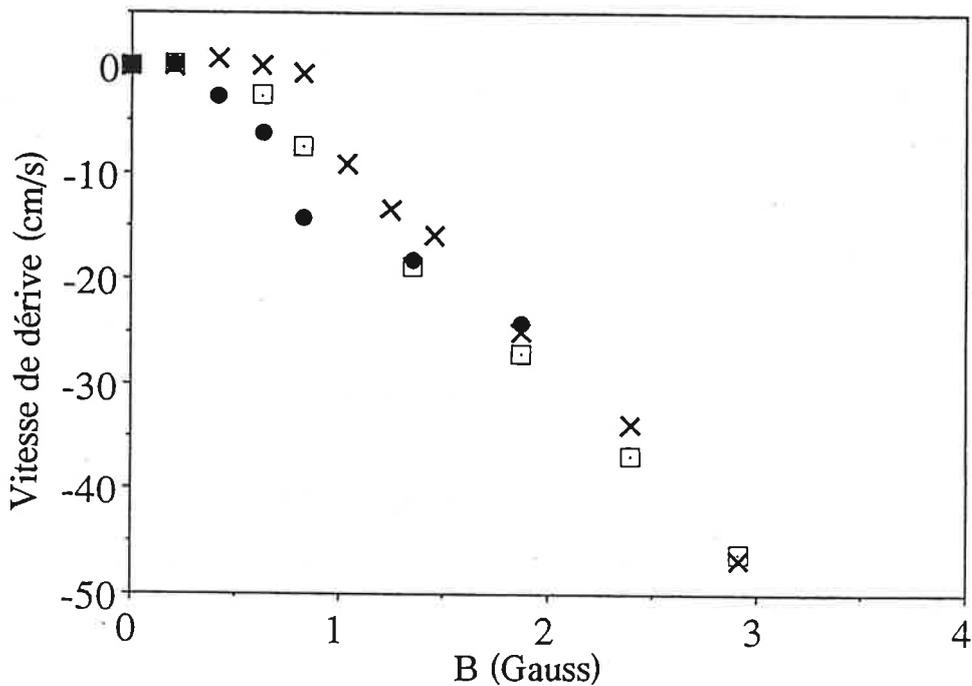


Figure II - 4 - 11b - Mesures du déplacement du pic en fonction du champ magnétique B_x pour différentes valeurs de la puissance dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour un désaccord $\delta \sim -\Gamma$ (les points, les carrés et les croix correspondent respectivement aux puissances 0.4, 1.5 et 6 mW / cm^2).

Nous observons sur ces courbes que la valeur seuil du champ magnétique diminue avec la puissance jusqu'à trouver un comportement linéaire en fonction du champ magnétique. La variation devient pratiquement linéaire pour un très faible puissance, ce qui permet de mesurer la valeur de la vitesse de déplacement du pic de la mélasse. Pour une faible puissance, la vitesse de déplacement est environ égale à 15.5 cms^{-1} par Gauss. Cette valeur est très proche de la valeur moitié de la vitesse de dérive dans le cas de la configuration $\sigma^+ - \sigma^- + Bz$ exposé au paragraphe 1 - a.

Tous ces résultats expérimentaux forment un tout cohérent et sont interprétés de façon qualitative dans les deux paragraphes suivants. Nous allons présenter dans le paragraphe qui suit deux exemples de calcul de la force de friction sub-Doppler grâce à un modèle très simple.

II - 4 - 2 - Interprétation

Nous n'avons pas au cours de cette thèse effectué de traitement théorique très approfondi des mélasses optiques, sujet déjà légèrement exploré efficacement par plusieurs groupes [NIE91, EMI93]. Le but de ce paragraphe est plutôt de faire apparaître le plus simplement possible l'origine des effets que nous avons observés.

Nous allons très rapidement interpréter les résultats exposés précédemment à l'aide d'un calcul simple. Nous calculons la force de friction sub-Doppler en fonction de la vitesse pour plusieurs valeurs d'un champ magnétique appliqué dans la zone de mélasse.

Ce paragraphe est consacré à l'exposé rapide des calculs pour deux configurations: la mélasse induite par un champ magnétique pour un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ (§ 2 - a) et la mélasse Sisyphus en présence d'un champ magnétique pour un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ (§ 2 - b).

2 - a - Mélasse induite par un champ magnétique

Considérons le système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$ en présence d'une onde stationnaire de polarisation circulaire (cf figure II - 4 - 12). Nous calculons la force en fonction de la vitesse pour différentes valeurs du champ magnétique.

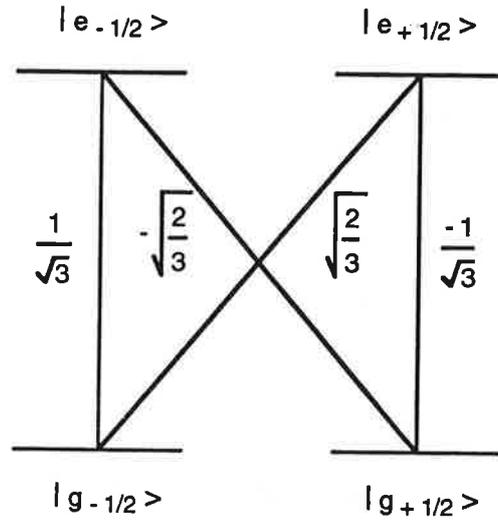


Figure II - 4 - 12 - Schéma du système atomique $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$.

Rappelons les expressions du hamiltonien de l'atome seul:

$$\mathcal{H}_0 = \hbar \omega_0 |e_{+1/2}\rangle \langle e_{+1/2}| \quad (\text{II - 4 - 6})$$

où ω_0 est la fréquence propre de la transition atomique.

Dans l'approximation du champ tournant, le hamiltonien d'interaction du système atome-champ s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \Omega(z) \left(|e_{+1/2}\rangle \langle g_{-1/2}| e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \right) \quad (\text{II - 4 - 7})$$

où la fréquence de Rabi est définie par:

$$\Omega(z) = \sqrt{\frac{2}{3}} \Omega_0 \cos kz = -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{(\vec{d} \cdot \hat{e}_+)}{\hbar} E_0 \cos kz \quad (\text{II - 4 - 8})$$

Nous avons inclus le coefficient de Clebsch-Gordan dans l'expression de la fréquence de Rabi. Dans la base des états propres de J_z , le couplage magnétique entre les sous-niveaux de l'état fondamental s'écrit:

$$\mathcal{H}_{\text{Zeeman}} = -i \frac{\hbar \omega_Z}{2} \left(|g_{-1/2}\rangle \langle g_{+1/2}| - \text{h.c.} \right) \quad (\text{II - 4 - 9})$$

Le hamiltonien total est donné par:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{\text{Zeeman}} \quad (\text{II - 4 - 10})$$

Nous allons maintenant déterminer les équations d'évolution du système.

α - Equations d'évolution du système

L'équation d'évolution de la matrice densité s'écrit:

$$i \hbar \frac{d\sigma}{dt} = [\mathcal{H}, \sigma] + i \hbar \Gamma_\sigma \quad (\text{II - 4 - 11})$$

où Γ_σ représente la matrice relaxation.

Nous posons:

$$\tilde{\sigma}(g_i, e_j) = \sigma(g_i, e_j) e^{-i\omega t} \quad (\text{II - 4 - 12})$$

Les populations des niveaux excités par rapport à ceux du fondamental sont négligées car l'intensité du champ laser est supposée faible. Nous supposons aussi que le couplage Zeeman $\omega_z \ll \Gamma, \delta$ où δ est le désaccord entre la fréquence laser (ω_L) et la fréquence atomique propre (ω_0). Ceci suppose de se limiter à un champ magnétique de l'ordre de un à quelques Gauss pour les expériences réalisées.

Nous avons écrit les équations pour les composantes d'un vecteur de Bloch:

$$\begin{aligned} u &= \tilde{\sigma}(g_{+1/2}, g_{-1/2}) + \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, g_{+1/2}) \\ v &= \frac{1}{i} \left[\tilde{\sigma}(g_{+1/2}, g_{-1/2}) - \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, g_{+1/2}) \right] \\ w &= \tilde{\sigma}(g_{+1/2}, g_{+1/2}) - \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, g_{-1/2}) \end{aligned} \quad (\text{II - 4 - 13})$$

Le détail des calculs est donné dans l'annexe AII.

Finalement, nous obtenons trois équations couplées à coefficients dépendant du temps:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{3}{2\tau_{p0}} \cos^2(k v_0 t) \left(u + \frac{2\delta}{\Gamma} v \right) - \omega_z w \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{3}{2\tau_{p0}} \cos^2(k v_0 t) \left(\frac{2\delta}{\Gamma} u - v \right) \\ \frac{dw}{dt} &= \omega_z u - \frac{1}{\tau_{p0}} \cos^2(k v_0 t) (w - 1)\end{aligned}\tag{II - 4 - 14}$$

où τ_{p0} est le temps de pompage optique donné par l'expression AII - 13. Ce temps est caractéristique de l'évolution interne du système. Il est inversement proportionnel à l'intensité des faisceaux laser: en champ électrique faible, ce temps est très long par rapport au temps de désexcitation du niveau excité.

Le paramètre de saturation s est défini par:

$$s = \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma^2 \left[1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right]}\tag{II - 4 - 15}$$

et le temps de pompage optique est donné par:

$$\tau_{p0} = \frac{3}{2\Gamma s}\tag{II - 4 - 16}$$

Les coefficients étant des fonctions sinusoïdales du temps, il est judicieux d'employer une résolution avec un développement de Floquet. Nous posons alors:

$$y = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n e^{-2inkV_z t}\tag{II - 4 - 17}$$

où y représente u , v et w . La vitesse des atomes est définie par v_T et k est le nombre d'onde du champ électromagnétique se propageant transversalement au jet atomique. La résolution des équations couplées permettra de calculer la force sub-Doppler.

β - Calcul de la force appliquée au système

Le théorème d'Ehrenfest donne l'expression de cette force:

$$\vec{F} = -\left\langle \vec{\nabla} \mathcal{H} \right\rangle = -\left\langle \vec{\nabla} \mathcal{H}_I(\vec{r}) \right\rangle \quad (\text{II - 4 - 18})$$

où \mathcal{H}_I est le hamiltonien d'interaction donné en (II - 4 - 7), le seul terme qui dépend de la position. En calculant la valeur moyenne, nous obtenons:

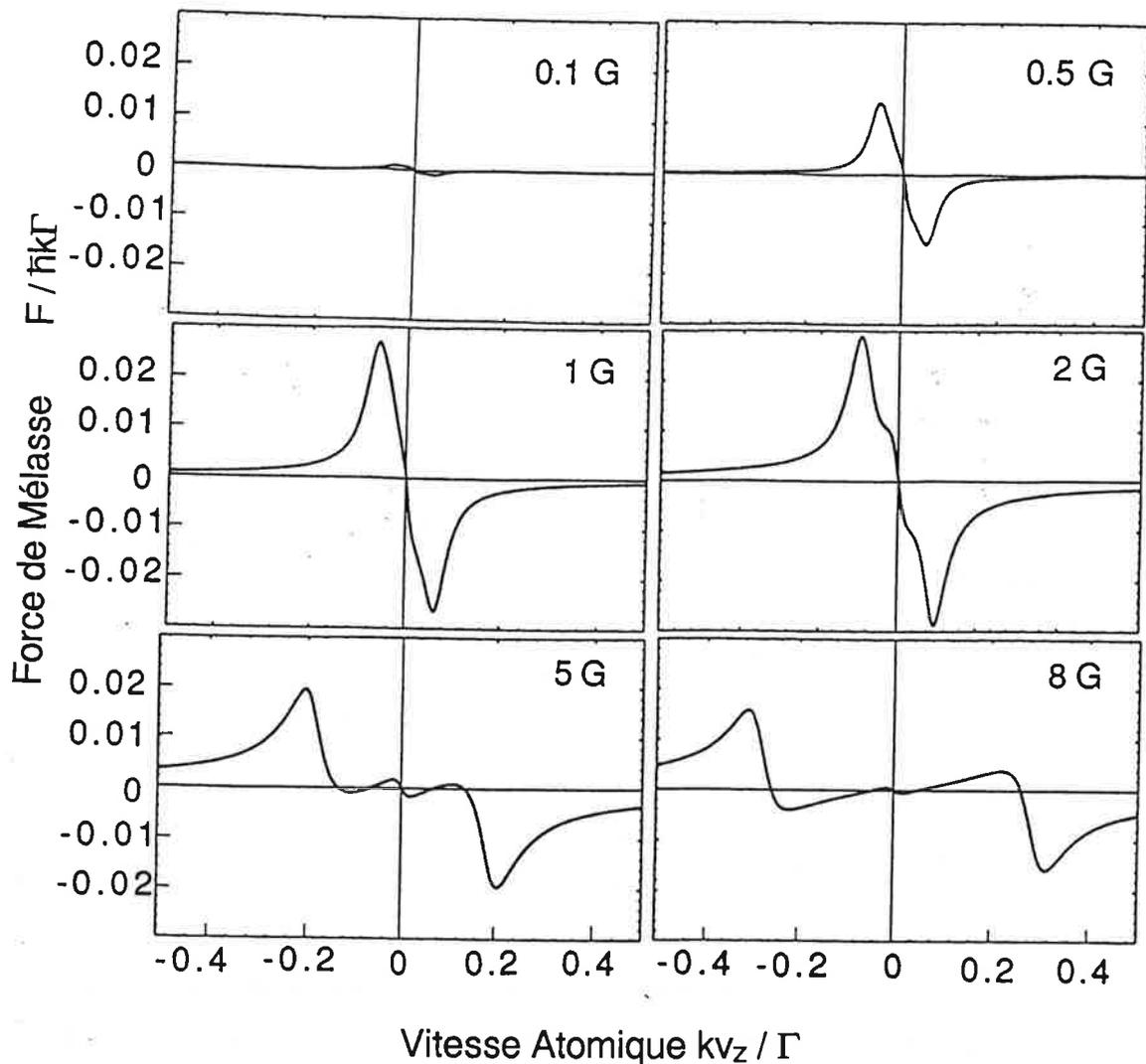
$$\vec{F} = \hbar \Omega_0 \vec{k} \sin k z \left[\tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{+1/2}) + \text{c.c.} \right] \quad (\text{II - 4 - 19})$$

L'expression finale de la force en fonction des composantes du vecteur de Bloch est donnée par (Annexe BII):

$$\vec{F} = \frac{\delta \hbar \vec{k} s_0 \sin 2 k z}{L} \left\{ L (1 - w) - \frac{\omega_z}{2 \delta} \left[\frac{4 \delta}{\Gamma} u - L' v \right] \right\} \quad (\text{II - 4 - 20})$$

avec $L = 1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2$ et $L' = 1 - \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2$

Après avoir calculé les composantes du vecteur de Bloch u , v et w à l'aide du développement de Floquet expliqué dans l'annexe BII, nous les injectons dans l'expression de la force que nous venons de calculer en fonction de ces valeurs. Nous obtenons alors la force de friction sub-Doppler en fonction des paramètres importants de l'expérience: la vitesse transverse des atomes V_z , le paramètre de saturation s_0 , le désaccord à la résonance $\delta = \omega_L - \omega_0$ et le champ magnétique B . Ensuite, la valeur de la force est moyennée dans l'espace. D'après l'expression II - 4 - 20, seuls les termes du développement de Floquet d'ordre impair vont contribuer à la force moyenne. Nous nous sommes limités à l'ordre un car les résultats du calcul suffisent alors à rendre compte du dédoublement du pic. Nous montrons sur la figure II - 4 - 13, un exemple de résultat du calcul de la force de friction en fonction de la vitesse transverse pour différentes valeurs du champ magnétique.



II - 4 - 13 - Variation de la force de friction en fonction de la vitesse pour différentes valeurs du champ magnétique pour $\delta = \Gamma$ et $s_0 = 0,7$ ($s = 0.14$).

Lorsque le champ magnétique est faible ($\sim 0,1$ G), la force de friction est très faible. En effet, la mélasse induite par un champ magnétique n'existe pas lorsque le champ est nul. Puis, lorsque le champ magnétique augmente, l'intensité de la force augmente jusqu'à ce que B soit égal à environ 2 Gauss. En même temps, les extremums se déplacent symétriquement autour de la vitesse nulle. Expérimentalement, nous avons observé en parallèle l'augmentation du signal du pic et l'élargissement de ce même pic. Cet élargissement correspond au fait que les plages de capture pour les mélasses se recouvrent. Puis, à partir d'une valeur du champ magnétique de ~ 5 G, nous voyons qu'il se forme deux forces de friction pour deux vitesses symétriques par rapport à la vitesse nulle. Ceci correspond bien à l'apparition du dédoublement des pics et du

déplacement en fonction du champ magnétique. La plage de capture des deux forces augmentent avec le champ magnétique. L'évolution de ces figures des forces de mélasse correspond bien qualitativement à ce que nous avons observé expérimentalement (cf figure II - 4 - 8). En particulier, dès l'ordre 1, le calcul fait apparaître que la position approximative des deux pics est autour de $\pm \Omega_B / 2k$ dans le cas de la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$.

2 - b - Mélasse Sisyphé en présence d'un champ magnétique transverse

Nous pouvons effectuer le même type de calculs pour une autre configuration de polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$, la mélasse Sisyphé en présence d'un champ magnétique transverse (perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux lasers).

α - Hamiltonien du système

La transition atomique utilisée est maintenant $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ comme représenté sur la figure II - 4 - 14.

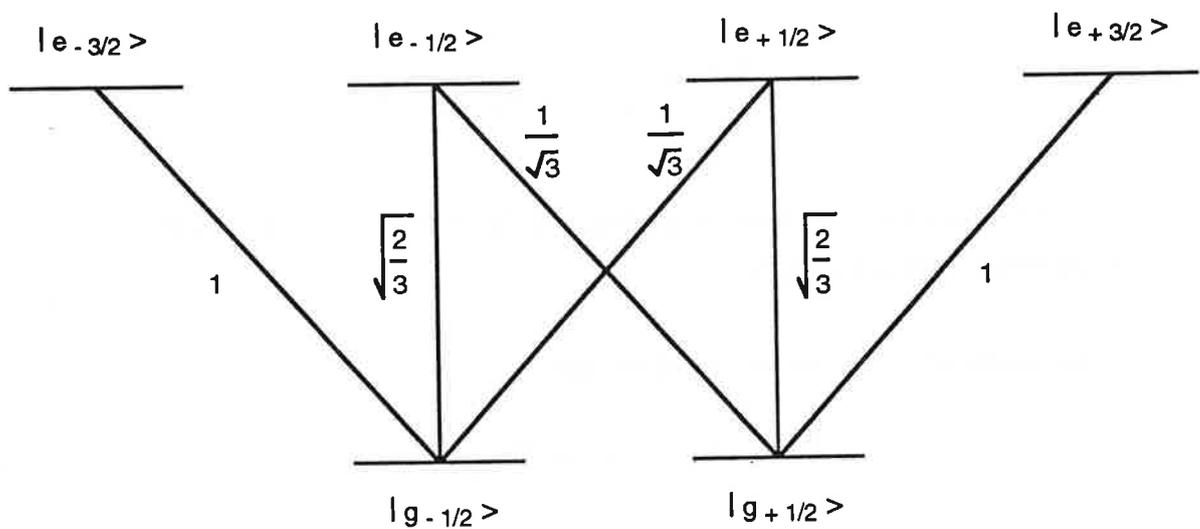


Figure II - 4 - 14 - Système atomique $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$.

Le hamiltonien propre est donné par:

$$\mathcal{H}_0 = \hbar \omega_0 (|e_{-1/2}\rangle \langle e_{-1/2}| + |e_{+1/2}\rangle \langle e_{+1/2}|) \quad (\text{II - 4 - 21})$$

Dans l'approximation du champ tournant, le hamiltonien d'interaction atome-laser s'écrit:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I = & \hbar \Omega \left[|e_{+3/2}\rangle \langle g_{+1/2}| + \frac{1}{\sqrt{3}} |e_{+1/2}\rangle \langle g_{-1/2}| \right] (1 - i) f_+(z) e^{-i\omega t} + \\ & + \hbar \Omega \left[\frac{1}{\sqrt{3}} |e_{-1/2}\rangle \langle g_{+1/2}| + |e_{-3/2}\rangle \langle g_{-1/2}| \right] (1 + i) f_-(z) e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (\text{II - 4 - 22})$$

avec:

$$f_+(z) = \sin kz - \cos kz \quad \text{et} \quad f_-(z) = \sin kz + \cos kz \quad (\text{II - 4 - 23})$$

où la fréquence de Rabi Ω est définie par:

$$\Omega = - \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_0}{\hbar} \quad (\text{II - 4 - 24})$$

Le couplage Zeeman pour un champ magnétique dirigé suivant Oy dans la base des états propres de J_Z est donné par:

$$\mathcal{H}_Z = -i \frac{\hbar \omega_Z}{2} (|g_{-1/2}\rangle \langle g_{+1/2}| - \text{h.c.}) \quad (\text{II - 4 - 25})$$

Il faut remarquer qu'un champ magnétique dirigé suivant l'autre polarisation ne change évidemment rien au problème.

le hamiltonien total du système est donné par:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{\text{Zeeman}} \quad (\text{II - 4 - 26})$$

Nous allons déterminer les équations d'évolution du système.

β - Equations d'évolution du système

Les mêmes notation sont utilisées:

$$i \hbar \frac{d\sigma}{dt} = [\mathcal{H}, \sigma] + i \hbar \Gamma \sigma \quad (\text{II - 4 - 27})$$

Après avoir calculer les valeurs stationnaires des populations et des cohérences Zeeman de l'état excité en fonction des cohérences optiques, nous écrivons les équations d'évolution des composantes du vecteur de Bloch défini comme précédemment:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{3}{\tau_p} \left\{ u + v \left[\frac{2\delta}{\Gamma} \sin 2kz - \frac{1}{3} \cos 2kz \right] \right\} - \omega_z w \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{3}{\tau_p} \left\{ u \left[\frac{2\delta}{\Gamma} \sin 2kz + \frac{1}{3} \cos 2kz \right] - v \right\} \end{aligned} \quad (\text{II - 4 - 28})$$

$$\frac{dw}{dt} = \omega_z u - \frac{1}{\tau_p} (w + \sin 2kz)$$

Nous définissons ensuite le temps de pompage optique par:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4\Omega^2 \Gamma / 9}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \frac{8\Gamma s_0}{9L} \quad (\text{II - 4 - 29})$$

où le paramètre de saturation s_0 est défini par $\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}$ et $L = 1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2$

Nous remarquons qu'en l'absence de champ magnétique, les équations ci-dessus se ramènent à l'équation donnée dans les références [DAL89-2] et [COH90/91]. Les valeurs stationnaires des cohérences sont nulles et la différence de population w varie spatialement.

Pour résoudre ces équations, nous utilisons le même principe de calcul que nous avons développé dans le cas de la mélasse induite par un champ magnétique. Le calcul de la force se fait toujours grâce au théorème d'Ehrenfest. Finalement, nous trouvons l'expression de la force de friction sub-Doppler en fonction des mêmes paramètres (V_z , s_0 , δ et B).

Sur la figure II - 4 - 15, sont représentés la force de friction en fonction de la vitesse transverse des atomes pour un paramètre de saturation $s_0 = 0.5$ et le désaccord $\delta = -2 \Gamma$ pour différentes valeurs du champ magnétique.

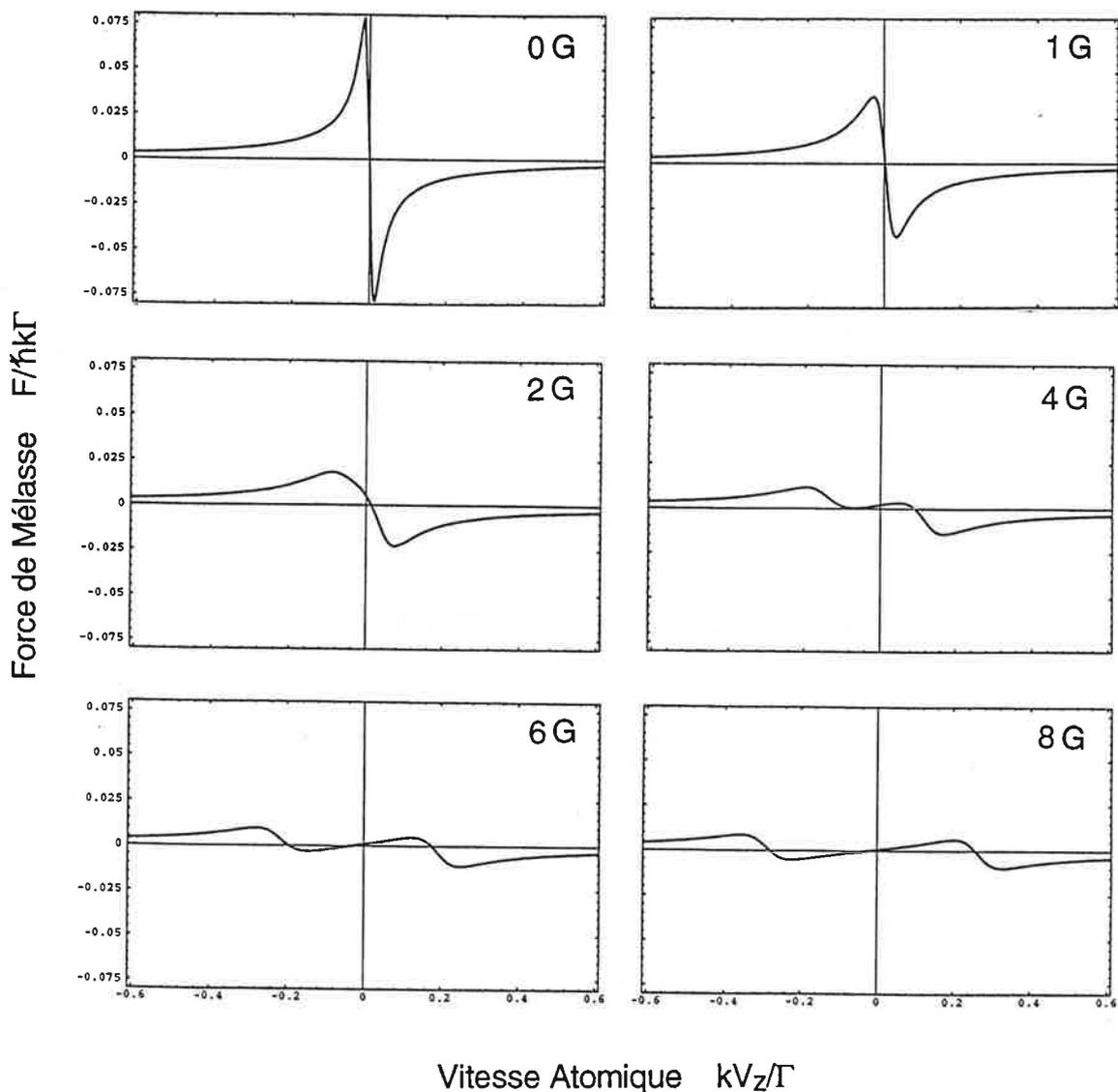


Figure II - 4 - 15 - Force de friction en fonction du champ magnétique pour un paramètre de saturation $s_0 = 0,5$ et un désaccord $\delta = -2 \Gamma$ ($s = 0.03$).

Comme pour la mélasse induite par un champ magnétique, nous n'avons pas développé plus avant ce calcul. Un développement à l'ordre un fait apparaître les principales caractéristiques de l'évolution de nos signaux: élargissement de la plage de capture de la mélasse pour $B \sim 1$ Gauss avec diminution de la force de friction, apparition de deux zones de force de mélasses ne se recouvrant pas pour $B \sim 2$ G. Qualitativement, ce comportement est en accord avec les résultats expérimentaux exposés dans le paragraphe II - 4 - 1 - c. En particulier pour la transition $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$, on trouve une position approximative des deux pics autour des vitesses $v_z = \pm \Omega_B / 2k$ en accord avec celles observées pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

Ces calculs à l'ordre 1 du développement de Floquet rendent compte des vitesses autour desquelles se forment les pics de mélasses. Les calculs développés dans la référence [NIE91] utilisant un développement de Floquet à des ordres plus élevés rendent bien compte de nos résultats expérimentaux, ainsi que ceux de H. Metcalf et al [SHA91].

Nous allons maintenant donner une interprétation pour ces dédoublements des pics de mélasse en utilisant le théorème de Larmor, comme dans le cas de la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'un champ magnétique.

II - 4 - 3 - Interprétation en terme de théorème de Larmor

Nous avons déjà utilisé une interprétation découlant du théorème de Larmor pour expliquer le déplacement du pic de la mélasse pour une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ en fonction d'un champ magnétique appliqué suivant l'axe Oz de propagation des faisceaux lasers (cf expression II - 4 - 5 et figure II - 4 - 5). Nous pouvons à nouveau utiliser ce théorème pour interpréter les résultats obtenus dans les autres cas de configurations et montrer que l'origine de ces mélasses en mouvement est bien la même pour tous ces effets.

Dans le premier paragraphe, nous étudions la mélasse induite par un champ magnétique. Dans le second paragraphe, nous étudions la mélasse Sisyphe en présence d'un champ magnétique.

3 - a - Mélasse induite par un champ magnétique

Expérimentalement, nous avons étudié deux configurations de polarisation des faisceaux lasers: onde stationnaire polarisée circulairement (α) et linéairement (β).

α - Configuration $\sigma^+ - \sigma^+$

Pour un champ magnétique dirigé suivant Ox (perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux lasers), on choisit l'axe de quantification suivant cette direction. La polarisation définie σ^+ pour un axe de quantification dirigé suivant Oz est alors une superposition de polarisation σ_x et π_x pour l'axe de quantification dirigé suivant Ox (cf figure II - 4 - 16).

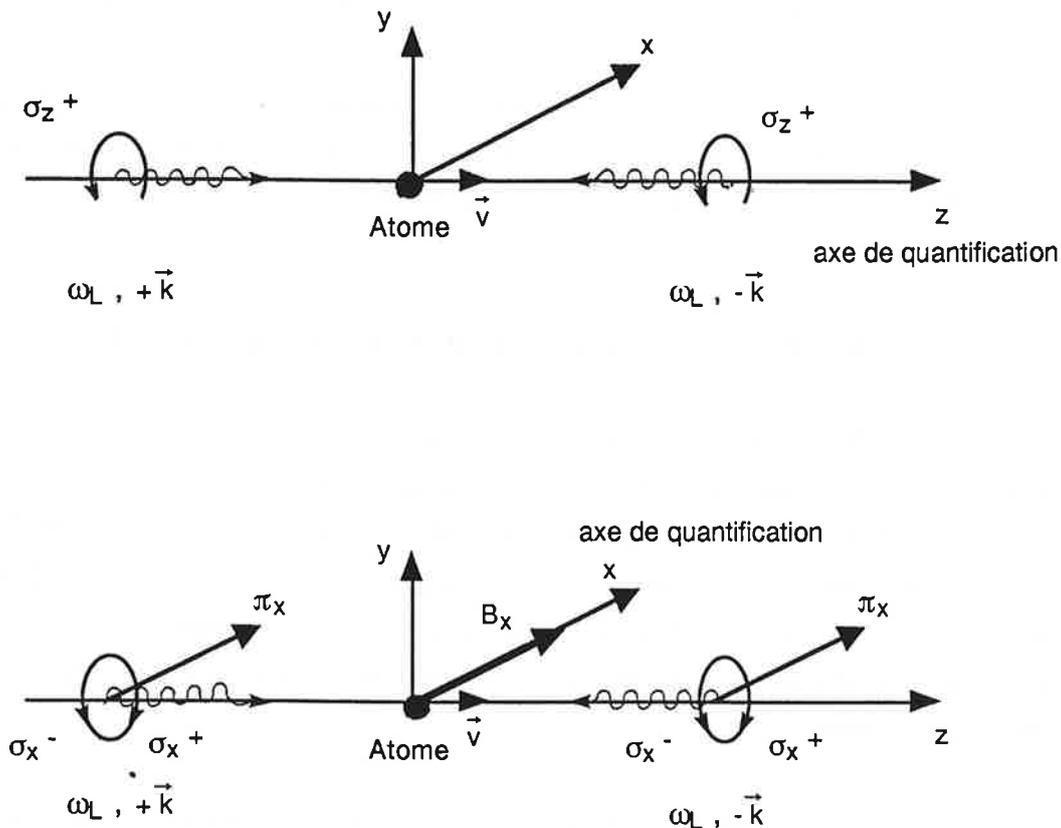


Figure II - 4 - 16 - Référentiel du laboratoire. Changement de l'axe de quantification.

Dans le référentiel de l'atome animé d'une vitesse v , les fréquences sont décalées par effet Doppler. Les deux ondes de polarisation σ_x et π_x se propageant dans le sens des z croissants possèdent une fréquence $\omega_L - k v$ et les deux autres ondes se propageant en sens inverse ont une fréquence $\omega_L + k v$ (cf figure II - 4 - 17).

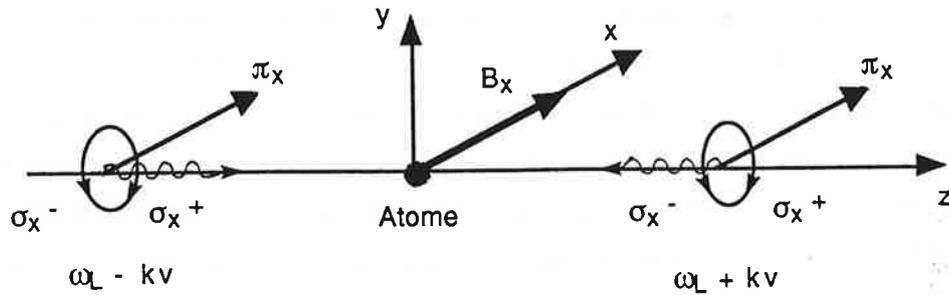


Figure II - 4 - 17 - Référentiel de l'atome.

Dans le référentiel tournant autour de Ox , la fréquence de l'onde se propageant vers les z croissants et polarisée σ_x^+ est $\omega_L - kv - \Omega_B$ (resp. $\omega_L + kv - \Omega_B$ pour celle se propageant en sens inverse), la fréquence de l'onde se propageant vers les z croissants et polarisée σ_x^- est $\omega_L - kv + \Omega_B$ (resp. $\omega_L + kv + \Omega_B$ pour celle se propageant en sens inverse) et la fréquence de l'onde se propageant vers les z croissants π_x reste $\omega_L - kv$ (resp. $\omega_L + kv$ pour celle se propageant en sens inverse).

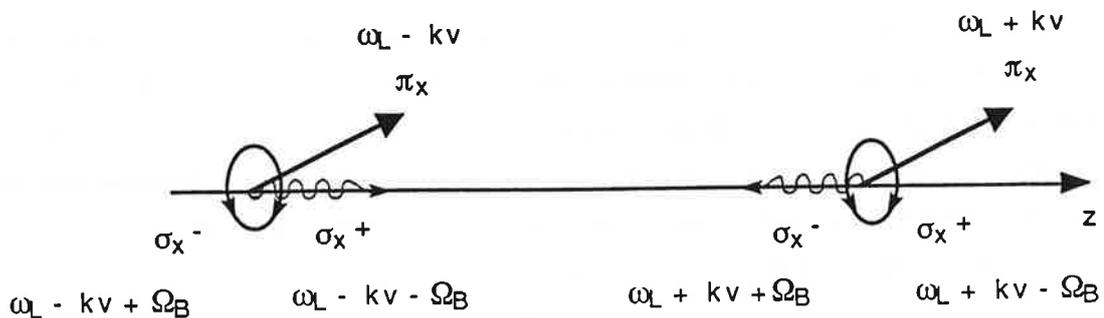


Figure II - 4 - 18 - Référentiel tournant autour de Ox .

Nous pouvons considérer différentes possibilités d'obtenir une mélasse. Une mélasse $\sigma_x^+ - \pi_x$ centrée autour de la vitesse $v_1 = \Omega_B / 2k$ et une mélasse $\sigma_x^- - \pi_x$ centrée autour de la vitesse $v_2 = -\Omega_B / 2k$. Pour les champs magnétiques les plus forts, nous avons observé expérimentalement un écart entre les deux pics correspondant à une valeur $2v_z$ proche de Ω_B / k (cf figure II - 4 - 8). Le calcul de la force de mélasse donné sur la figure II - 4 - 13 montre que les centres des forces de friction correspondent aux vitesses $\pm \Omega_B / 2k$ en accord avec le raisonnement précédent.

Par le même raisonnement, on devrait aussi obtenir des mélasses de configurations $\sigma_x^{+(-)} - \sigma_x^{-(+)}$ formées autour des vitesses $+(-) \Omega_B / k$. Dans nos expériences, nous n'avons pas mis en évidence d'autres pics que ceux obtenus pour les vitesses $\pm \Omega_B / 2k$. Comme nous l'avons observé dans nos expériences (cf figure II - 3 - 2), les effets de mélasse pour la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ et dans le cas d'une transition $j \rightarrow j - 1$ sont très faibles. Les résultats expérimentaux obtenus avec l'atome de rubidium et les calculs avec un système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$ de H Metcalf et al [SHA91] ne montrent pas d'effets de mélasse formée autour de ces vitesses. Nous verrons aussi que, dans le cas de la configuration de polarisations linéaires croisées, il existe un effet de brouillage de certains effets de mélasse correspondant à certaines associations des polarisations de l'onde électromagnétique par la modification des déplacements lumineux par les autres polarisations présentes. Cet argument peut ici permettre de comprendre l'absence de ces pics de mélasse: en effet $\sigma_x^{+(-)} - \sigma_x^{-(+)}$ se produisent en présence de la polarisation π_x . Seul un calcul complet pourrait ici permettre de s'assurer que c'est bien ce qui se passe. Le théorème de Larmor nous dit juste autour de quelles vitesses peuvent apparaître les effets de mélasse.

β - Configuration lin // lin

Nous avons aussi considéré la mélasse formée à partir d'une onde stationnaire polarisée rectilignement. En présence d'un champ magnétique dirigé suivant Ox, nous choisissons l'axe de quantification suivant cet axe. L'axe de polarisation est parallèle à l'axe Oy, c'est à dire qu'elle est perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Dans ce cas la polarisation π_y est une superposition des polarisations σ_x^+ et σ_x^- (cf figure II - 4 - 19).

Nous employons le même raisonnement que précédemment. Dans le référentiel tournant, la fréquence de l'onde se propageant vers les z croissants et polarisée σ_x^+ est égale à $\omega_L - k v - \Omega_B$ ($\omega_L + k v - \Omega_B$ pour celle se propageant en sens inverse), la fréquence de l'onde se propageant vers les z croissants et polarisée σ_x^- est égale à $\omega_L - k v + \Omega_B$ ($\omega_L + k v + \Omega_B$ pour celle se propageant en sens inverse) (cf figure II - 4 - 19). Nous voyons qu'il se forme alors deux pics de mélasse autour des vitesses $v_1 = + \Omega_B / k$ et $v_2 = - \Omega_B / k$. Nous observons sur la figure II - 4 - 8 que dans le cas de la configuration de polarisation rectiligne, l'écart entre les deux pics est deux fois plus grand que dans celui de la configuration de polarisation circulaire σ^+ et correspond approximativement à $2 v_z = 2 \Omega_B / k$ [SHA91].

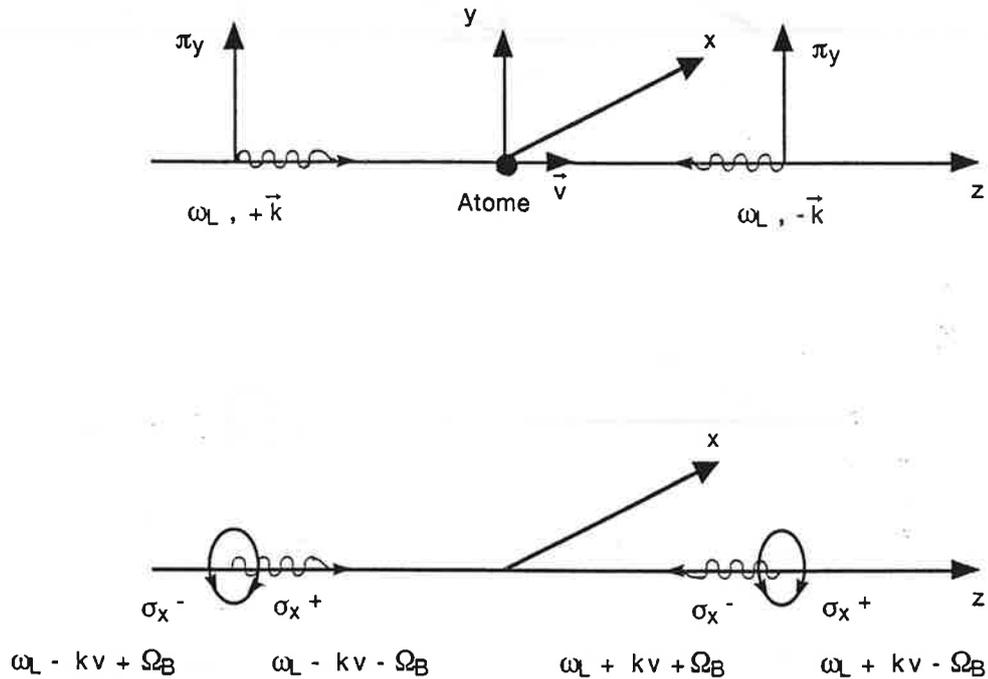


Figure II - 4 - 19 - La configuration lin // lin suivant l'axe Oz est équivalente aux configurations $\sigma_x^+ - \sigma_x^-$ et $\sigma_x^- - \sigma_x^+$ suivant l'axe Ox. Nous indiquons les fréquences dans le référentiel tournant.

3 - b - Mélasse Sisyphe en présence d'un champ magnétique

On considère là configuration lin \perp lin avec un champ magnétique parallèle à l'axe d'une des deux polarisations. Nous supposons toujours que le champ magnétique est dirigé suivant l'axe Ox, qui est choisi comme axe de quantification. La polarisation parallèle à l'axe Ox est π_x . Par contre, la polarisation linéaire parallèle à l'axe vertical Oy est une combinaison linéaire des polarisations σ_x^+ et σ_x^- (cf figure II - 4 - 20).

Dans le référentiel de l'atome animé d'une vitesse v , la fréquence de l'onde π_x est $\omega_L - kv$ et la fréquence des ondes σ_x^+ et σ_x^- est $\omega_L + kv$. Dans le référentiel tournant à la vitesse angulaire $\Omega_B = -g_f \mu_B B_x / \hbar$, la fréquence de l'onde σ_x^+ est $\omega_L + kv - \Omega_B$ et celle de l'onde σ_x^- est $\omega_L + kv + \Omega_B$ (cf figure II - 4 - 20). En définitive, on peut concevoir deux mélasses dues aux champs électromagnétiques $\pi_x - \sigma_x^+$ et $\pi_x - \sigma_x^-$ se formant respectivement autour des vitesses $v_1 = \Omega_B / 2k$ et $v_2 = -\Omega_B / 2k$. Ces valeurs correspondent aux vitesses de dérive $\pm 14.5 \text{ cms}^{-1}$ par Gauss pour le césium.

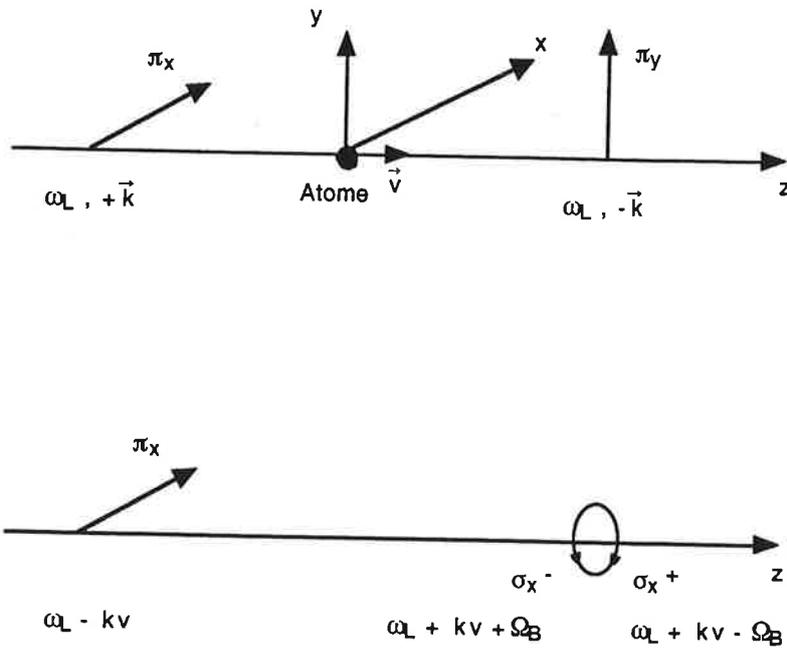


Figure II - 4 - 20 - Représentation dans le repère tournant.

Expérimentalement, nous observons deux pics qui se déplacent avec des vitesses symétriques par rapport à la vitesse nulle et linéaires en fonction de B pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (cf figure II - 4 - 9a). Les valeurs des vitesses (de l'ordre de $15.5 \text{ cms}^{-1} / G$) autour desquelles se forment les pics de mélasse correspondent bien aux valeurs théoriques (de l'ordre de $14.5 \text{ cms}^{-1} / G$) du moins pour des faibles intensités des lasers et aussi au delà d'une certaine valeur du champ magnétique. Mais cette explication ne rend qu'approximativement compte des résultats expérimentaux pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ où essentiellement un seul pic apparaît (cf figure II - 4 - 9b). On peut comprendre l'origine de cette dissymétrie dans le maximum des pics. Si on admet que chaque pic de mélasse est dû aux champs électromagnétiques de polarisation $\pi_x - \sigma_x^-$ (resp. $\pi_x - \sigma_x^+$), l'effet de mélasse est cependant perturbé par la présence du champ électromagnétique de polarisation σ_x^+ (resp. σ_x^-). Dans le cas de la configuration $\pi_x - \sigma_x^-$ (resp. $\pi_x - \sigma_x^+$), les atomes de vitesses proches de $v_1 = \Omega_B / 2k$ (resp. $v_2 = -\Omega_B / 2k$) voient une fréquence $\omega_L + \Omega_B / 2k$ (resp. $\omega_L - \Omega_B / 2k$), mais aussi la polarisation σ_x^+ (resp. σ_x^-) à la fréquence $\omega_L - 3\Omega_B / 2k$ (resp. $\omega_L + 3\Omega_B / 2k$). On voit tout de suite que les deux systèmes ne seront pas équivalents et qu'en particulier l'onde polarisée σ_x^+ pour la mélasse $\pi_x - \sigma_x^-$ va perturber les déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de façon différente que l'onde polarisée σ_x^- pour la mélasse $\pi_x - \sigma_x^+$.

Ces configurations montrent que finalement tous ces effets de dérive des mélasses ont la même origine qui apparaît naturellement lorsque l'on applique le théorème de Larmor.

II - 5 - CONCLUSION

Les expériences réalisées contiennent une revue de plusieurs effets de mélasse mettant en jeu des effets de refroidissement sub-Doppler pour différentes configurations des faisceaux lasers dans la mélasse. Le cas des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ont pu être comparé. L'étude en fonction d'un champ magnétique a mis en évidence le déplacement ou le dédoublement des pics des profils de mélasses. Les vitesses possibles de ces mélasses en dérive peuvent être données par l'utilisation du théorème de Larmor.

Ces effets peuvent présenter des applications potentielles pour manipuler un jet atomique. Des effets de mélasses dans les dimensions transverses peuvent permettre de "collimater" ce jet en amortissant les vitesses transverses. On obtient de plus une augmentation de la densité du jet d'atomes. Ce dispositif offre une possibilité de réaliser un miroir à atomes, mais, comme nous l'avons déjà mentionné, il s'agit d'un miroir non-cohérent. Pour une valeur de 4 Gauss pour le champ magnétique, on obtient une déviation d'environ 5 mrad. De la même manière, le dédoublement du pic de mélasse peut fournir une lame semi-réfléchissante mais toujours non-cohérente. On peut atteindre une dizaine de mrad pour la séparation des deux pics.

Une application directe des mélasses en dérive est le lancement d'un paquet d'atomes préalablement piégés dans une mélasse tri-dimensionnelle dans une fontaine atomique en balayant le champ magnétique. Le champ magnétique n'apporte pas de réchauffement supplémentaire des atomes, comme celle utilisée dans la référence [CLA91] en déséquilibrant les fréquences des lasers dans le bras vertical de la mélasse. On peut aussi utiliser cette technique pour alimenter un piège magnéto-optique à trois dimensions sans perdre trop d'atomes. Les deux dispositifs sont conceptuellement complètement équivalents. Celui que nous proposons pourrait dans certaines circonstances être plus facilement mis en œuvre.

D'une manière générale, le balayage du champ magnétique peut permettre le balayage transverse d'un jet atomique. On obtiendrait un genre de modulateur du jet atomique et la fréquence de balayage est de l'ordre de 1,4 MHz pour un champ magnétique de 4 Gauss.

Références bibliographiques du chapitre II

- [ASP86] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1688 (1993)
- [BER93] K. Berg-Sørensen, Y. Castin, K. Mølmer and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **22**, 663 (1993)
- [CAS91] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14**, 761 (1991)
- [CAS92] Y. Castin, thèse de doctorat, Université Paris VI (1992)
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
- [CHU89] S. Chu, D. S. Weiss, Y. Shevy and P. J. Ungar, in *Atomic Physics II*, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds., World Scientific, Singapore (1989)
- [CLA91] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991)
- [COH73] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique*, Collection enseignement des sciences, editeur Hermann (1973)
- [COH88] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupond-Roc et G. Grynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes", InterEditions (1988)
- [COH91] C. Cohen-Tannoudji, "Atomic Motion in Laser Light", J. Dalibard, J.M. Raymond and J. Zinn-Justin, eds. *Les Houches, Session LIII* (1990), Elsevier Science Publisher B. V. (1991)
- [COU93] J. -Y. Courtois, thèse de doctorat, Université Paris VI (1993)
- [DAL86] J. Dalibard, thèse d'état, (1986)
- [DAL89] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, in *Atomic Physics II*, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds., World Scientific, Singapore (1989)
- [DAL89-2] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2023 (1989)
- [DOY91] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesan, D. Kleppner and T. J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 603 (1991)
- [EMI92] article dans la thèse de O. Emile
- [EMI93] O. Emile, thèse de doctorat, Université Paris XI (1993)
- [GRI92] R. Grimm, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov and A. I. Sidorov, *J. Phys. II* **2**, 593 (1992)
- [GUE92] S. Guellati, thèse de doctorat, Université Paris XI (1992)
- [HAN75] T. Hänsch and A. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)

- [JUL90] P. S. Julienne, R. Heater and J. Vigué, in Atomic Physics 12, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds., World Scientific, Singapore (1990)
- [KAI90] R. Kaiser, thèse de doctorat, Université Paris VI (1990)
- [KAS89] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. de Voe, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989)
- [LAU90] P. Laurent, thèse de doctorat, Université Paris VI (1990)
- [LET88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [LET89-2] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. Rolston, C. Tanner R. Watts and C. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2084 (1989)
- [NIE91] G. Nienhuis, P. Van der Straten, and S. Q. Shang, Phys. Rev. A **44**, 462 (1991)
- [NEL90] J. Nellessen, J. Werner and W. Ertmer, Optics Comm. **78**, 300 (1990)
- [PRE89] M. Prentiss, A. Cable, Phys. Rev. Lett. **62**, 1354 (1989)
- [RAA87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [RAM85] N. F. Ramsey, Molecular Beams, Oxford University Press, Oxford (1985)
- [RII90] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler, and Steven Chu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1658 (1990)
- [SAL90] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, Europhys. Lett. **12**, 683 (1990)
- [SES89] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961(1989)
- [SHA91] S. Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. van der Straten and G. Nienhuis, Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991)
- [SHE89] Y. Shevy, D. S. Weiss, P. J. Ungar and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **62**, 1118 (1989)
- [SHE90] B. Sheehy, S.-Q. Shang, P. van des Straten, S. Hatamian, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **64**, 858 (1990)
- [SMI91] A. M. Smith and K. Burnett, J. Opt. Soc. Am. **B8**, 1592 (1991)
- [STE92] A. M. Steane, G. Hillenbrand, and C. J. Foot, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, 4721 (1992)
- [UNG89] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2058 (1989)

- [VAL92] C. Valentin, M. -C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992)
- [VIA82] F. Viala, thèse de troisième cycle, Université Paris XI (1982)
- [WAL92] M. Walhout, J. Dalibard, S. L. Rolsten, W. D. Phillips, *J.O.S.A.* **B9** 1997 (1992)
- [WIN75] D. W. Wineland and H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975)
- [WIN79] D. Wineland and W. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979)
- [YU92] J. Yu, M. -C. Gagné, C. Valentin, R. -L. Yuan and P. Pillet, *J. Phys. III* **2**, 1615 (1992)
- [YU93] Jin Yu, Marie-Claude Gagné, Constance Valentin, Saida Guellati, Jouda Djemaa, Ruling Yuan, and Pierre Pillet, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **42**, 109 (1993)

Annexe AII - Calcul des équations d'évolution

Nous écrivons les équations d'évolution du niveau excité:

$$\frac{d\Pi'_+}{dt} = -\Gamma \Pi_+ + \frac{\omega'_z}{2} (\Pi'_{+,-} + \Pi'_{-,+}) - i \Omega(z) [\tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.}]$$

(AII - 1)

$$\frac{d\Pi'_-}{dt} = -\Gamma \Pi_- - \frac{\omega'_z}{2} (\Pi'_{+,-} + \Pi'_{-,+})$$

Si nous négligeons le couplage par le champ magnétique \mathcal{H}'_z , nous voyons bien que la population du niveau $e_{-1/2}$ est nulle. Donc, il est inutile d'écrire l'équation d'évolution de la cohérence Zeeman des niveaux excités.

Nous écrivons ensuite les équations d'évolution des cohérences optiques où les populations et la cohérence Zeeman des sous-niveaux de l'état excité sont négligées:

$$\frac{d\tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2})}{dt} = -i \left(\delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) - \frac{\omega_z}{2} \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + i \Omega(z) \Pi_-$$

$$\frac{d\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2})}{dt} = -i \left(\delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + \frac{\omega_z}{2} \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) + i \Omega(z) \Pi_+$$

(AII - 2)

$$\frac{d\tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{-1/2})}{dt} = -i \left(\delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{-1/2}) - \frac{\omega_z}{2} \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{-1/2})$$

$$\frac{d\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{-1/2})}{dt} = -i \left(\delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{-1/2}) + \frac{\omega_z}{2} \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{-1/2})$$

D'après l'approximation adiabatique, nous pouvons calculer les solutions stationnaires des cohérences optiques et de la population de $e_{-1/2}$ en fonction des populations et de la cohérence Zeeman des sous-niveaux de l'état fondamental.

A_{II} - 1 - Calcul des valeurs stationnaires des cohérences optiques

Nous obtenons deux systèmes à deux inconnues:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) &= \frac{\Omega(z)}{\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - \frac{\omega_z}{4}} \left[\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right) \Pi_- + i\frac{\omega_z}{2} \Pi_{+} \right] \\ \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) &= \frac{\Omega(z)}{\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - \frac{\omega_z}{4}} \left[\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right) \Pi_{+} - i\frac{\omega_z}{2} \Pi_- \right] \end{aligned} \quad (\text{A}_{II} - 3)$$

Les autres cohérences sont évidemment nulles.

Puisque le couplage Zeeman est faible par rapport au désaccord δ et par rapport à Γ , nous négligeons ω_z dans le dénominateur pour le calcul de la force (Annexe C_{II}) et nous le négligeons complètement dans les équations de l'état fondamental.

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) &= \frac{\Omega(z)}{\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right)} \Pi_- \\ \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) &= \frac{\Omega(z)}{\left(\delta - i\frac{\Gamma}{2}\right)} \Pi_{+} \end{aligned} \quad (\text{A}_{II} - 4)$$

Pour le calcul de ces équations, nous avons besoin de:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.}, \quad \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} \text{ et de } \tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + \text{C.C.} \\ \tilde{\sigma}(g_{-1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} = \frac{i\Gamma\Omega(z)}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \Pi_- \end{aligned}$$

$$\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} = \frac{i \Omega(z)}{\delta^2 + \frac{\Gamma}{4}} \left\{ \delta(\Pi_{+-} - \Pi_{-+}) + \frac{\Gamma}{2}(\Pi_{+-} + \Pi_{-+}) \right\}$$

(AII - 5)

$$\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + \text{C.C.} = \frac{\Omega(z)}{\delta^2 + \frac{\Gamma}{4}} \left\{ \delta(\Pi_{+-} + \Pi_{-+}) + \frac{\Gamma}{2}(\Pi_{+-} - \Pi_{-+}) \right\}$$

En posant:

$$u = \Pi_{+-} + \Pi_{-+}$$

(AII - 6)

$$v = \frac{1}{i}(\Pi_{+-} - \Pi_{-+})$$

nous obtenons:

$$\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} = \frac{i \Gamma \Omega(z)/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma}{4}} \left\{ u + \frac{2 \delta}{\Gamma} v \right\}$$

(AII - 7)

$$\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + \text{C.C.} = \frac{\Gamma \Omega(z)/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma}{4}} \left\{ \frac{2 \delta}{\Gamma} u - v \right\}$$

AII - 2 - Calcul de la valeur stationnaire du niveau excité

D'après l'équation suivante:

$$\frac{d\Pi'_+}{dt} = -\Gamma \Pi'_+ + \frac{\omega'_z}{2} (\Pi'_{+-} + \Pi'_{-+}) - i \Omega(z) \left[\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} \right]$$

(AII - 8)

nous calculons:

$$\Pi'_+ = -i \frac{\Omega(z)}{\Gamma} \left[\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} \right] \quad (\text{AII} - 9)$$

Puis, nous substituons la valeur stationnaire des cohérences optiques dans l'expression de Π'_+ :

$$\Pi'_+ = \frac{\Omega^2(z)/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \left\{ u + \frac{2\delta}{\Gamma} v \right\} \quad (\text{AII} - 10)$$

Nous écrivons ensuite les équations d'évolution du vecteur de Bloch défini dans le texte.

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\omega_z w + i \Omega(z) \left[\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} \right] \\ \frac{dv}{dt} &= \Omega(z) \left[\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) + \text{C.C.} \right] \end{aligned} \quad (\text{AII} - 11)$$

$$\frac{dw}{dt} = \omega_z u - \frac{\Gamma \Pi'_+}{3} - i \Omega(z) \left[\tilde{\sigma}(g_{1/2}, e_{1/2}) - \text{C.C.} \right]$$

D'où:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\omega_z w - \frac{\Gamma \Omega^2(z)/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \left\{ u + \frac{2\delta}{\Gamma} v \right\} \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\Gamma \Omega^2(z)/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \left\{ \frac{2\delta}{\Gamma} u - v \right\} \end{aligned} \quad (\text{AII} - 12)$$

$$\frac{dw}{dt} = \omega_z u - \frac{\Gamma \Omega^2(z)/3}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} (w - 1)$$

Nous posons alors:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{\Gamma \Omega^2(z)/3}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{AII} - 13)$$

où τ_p est le temps de pompe optique du sous-niveau $g_{-1/2}$ vers le sous niveau $g_{1/2}$.

Finalement, les équations d'évolution sont données par:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{3}{2\tau_p} \left\{ u + \frac{2\delta}{\Gamma} v \right\} - \omega_z w \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{3}{2\tau_p} \left\{ \frac{2\delta}{\Gamma} u - v \right\} \\ \frac{dw}{dt} &= \omega_z u - \frac{1}{\tau_p} (w - 1) \end{aligned} \quad (\text{AII} - 14)$$

A partir de ces équations, on peut traiter le problème en développement de Floquet dont la procédure est présentée dans l'annexe BII.

Annexe BII: Développement de Floquet

BII - 1- Développement à l'ordre un

Les équations pour y_1 s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 2i \text{ kv } u_1 &= -\frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(u_1 + \frac{2 \delta}{\Gamma} v_1 \right) - \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(u_0 + \frac{2 \delta}{\Gamma} v_0 \right) - \omega_z w_1 \\
 2i \text{ kv } v_1 &= \frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} u_1 - v_1 \right) + \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} u_0 - v_0 \right) \\
 2i \text{ kv } w_1 &= \omega_z u_1 - \frac{4}{8 \tau_{p0}} w_1 - \frac{2}{8 \tau_{p0}} (w_0 - 1)
 \end{aligned} \tag{B-1}$$

Les équations pour y_0 s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 0 &= -\frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(u_0 + \frac{2 \delta}{\Gamma} v_0 \right) - \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(u_1 + u_{-1} + \frac{2 \delta}{\Gamma} [v_1 + v_{-1}] \right) - \omega_z w_0 \\
 0 &= \frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} u_0 - v_0 \right) + \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} [u_1 + u_{-1}] - [v_1 + v_{-1}] \right) \\
 0 &= \omega_z u_0 - \frac{4}{8 \tau_{p0}} (w_0 - 1) - \frac{2}{8 \tau_{p0}} (w_1 + w_{-1})
 \end{aligned} \tag{B-2}$$

Les équations pour y_{-1} s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 -2i \text{ kv } u_{-1} &= -\frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(u_{-1} + \frac{2 \delta}{\Gamma} v_{-1} \right) - \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(u_0 + \frac{2 \delta}{\Gamma} v_0 \right) - \omega_z w_{-1} \\
 -2i \text{ kv } v_{-1} &= \frac{6}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} u_{-1} - v_{-1} \right) + \frac{3}{8 \tau_{p0}} \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} u_0 - v_0 \right) \\
 -2i \text{ kv } w_{-1} &= \omega_z u_{-1} - \frac{4}{8 \tau_{p0}} w_{-1} - \frac{2}{8 \tau_{p0}} (w_0 - 1)
 \end{aligned} \tag{B-3}$$

En mettant $1/8\tau_{p0}$ en facteur, nous pouvons écrire ce système d'équations sous forme matricielle:

- p_n (où l'indice n est égal à $\pm 1, 0$) est donné par:

$$\begin{pmatrix} -2(3 + 8\sin kv \tau_{p0}) & -\frac{12\delta}{\Gamma} & -8\omega_z \tau_{p0} \\ \frac{12\delta}{\Gamma} & -2(3 + 8\sin kv \tau_{p0}) & 0 \\ 8\omega_z \tau_{p0} & 0 & -4(1 + 4\sin kv \tau_{p0}) \end{pmatrix} \quad (\text{B-4})$$

- Nous appelons la matrice m et les matrices a_n :

$$\begin{pmatrix} -3 & -\frac{6\delta}{\Gamma} & 0 \\ \frac{6\delta}{\Gamma} & -3 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad a_1 = a_{-1} = -2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad a_0 = -2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 2 \end{pmatrix} \quad (\text{B-5})$$

D'où, nous écrivons le système suivant:

$$\begin{pmatrix} p_1 & m & 0 \\ m & p_0 & m \\ 0 & m & p_{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_0 \\ y_{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_0 \\ a_{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{B-6})$$

A présent, nous pouvons soit traiter cette matrice 9×9 , soit ramener le système à six équations à six inconnues y_1 et y_{-1} . Dans le premier cas, il suffit d'inverser la matrice grâce au logiciel de calcul formel. Le deuxième traitement permettrait de calculer les solutions en tenant compte des termes d'ordres supérieurs du développement de Floquet. Pour cela, nous donnons les y_n en fonction de y_1 et y_{-1} ; ces solutions sont ensuite substituées dans les équations de y_1 et y_{-1} .

$$\begin{aligned}
p_0 \cdot y_0 &= a_0 - m \cdot (y_1 + y_{-1}) \\
p_1 \cdot y_1 + m \cdot p_0^{-1} \cdot (a_0 - m \cdot (y_1 + y_{-1})) &= a_1 \\
p_{-1} \cdot y_{-1} + m \cdot p_0^{-1} \cdot (a_0 - m \cdot (y_1 + y_{-1})) &= a_{-1}
\end{aligned} \tag{B-7}$$

Soient les deux équations:

$$\begin{aligned}
(p_1 - m \cdot p_0^{-1} \cdot m) \cdot y_1 &= a_1 - m \cdot p_0^{-1} \cdot (a_0 - m \cdot y_{-1}) \\
(p_{-1} - m \cdot p_0^{-1} \cdot m) \cdot y_{-1} &= a_{-1} - m \cdot p_0^{-1} \cdot (a_0 - m \cdot y_1)
\end{aligned} \tag{B-8}$$

Vu que a_1 est égal à a_{-1} , on a:

$$\begin{aligned}
p_{-1} \cdot y_{-1} &= p_1 \cdot y_1 \\
\text{Or } p_{-1} &= p_1^* \quad \text{on peut montrer que} \quad y_{-1} = y_1^*
\end{aligned}$$

BII - 2 - Développement aux ordres supérieurs

A l'ordre n , on doit considérer une matrice $3(2n + 1) \times 3(2n + 1)$: l'inversion de cette matrice demande beaucoup de mémoire. On se ramène donc à une matrice 6×6 ne faisant intervenir que les valeurs à l'ordre un. On remarque que les solutions d'ordre pair ne contribueront pas au calcul de la force moyenne.

Nous pouvons montrer qu'à l'ordre n , les équations s'écrivent:

$$\left\{ p_1 - m \cdot \left\{ p_0^{-1} + \left(p_2 - m \cdot \left(\left(p_{n-1} - m \cdot p_n^{-1} \cdot m \right)^{-1} \right)^{-1} \cdot m \right)^{-1} \right\} \right\} \cdot y_1 = a_1 - m \cdot p_0^{-1} \cdot (a_0 - m \cdot y_{-1}) \tag{B-9}$$

Les équations pour y_{-1} se déduisent de celle-ci en prenant les valeurs conjuguées.

Annexe CII: Calcul de la force

Nous rappelle que la force est donnée par:

$$\vec{F} = h \Omega_0 \vec{k} \sin kz \left[\tilde{\sigma}(g-1/2, e1/2) + \text{c.c.} \right] \quad (\text{C-1})$$

On se propose alors de calculer $\tilde{\sigma}(g-1/2, e1/2) + \text{c.c.}$.

D'après l'expression (A-5), nous obtenons:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(g-1/2, e1/2) + \text{c.c.} &= \frac{4 \delta \Omega(z)}{\Gamma^2} \times \\ &\left(1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) \\ &\times \left\{ \left(1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) (1 - w) - \frac{\omega_z}{2 \delta} \left[\frac{4 \delta}{\Gamma} u - \left(1 - \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) v \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{C-2})$$

La force est alors donnée par:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \frac{2 \delta h \vec{k} \Omega_0^2 \sin 2kz}{\Gamma^2} \times \\ &\left(1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) \\ &\times \left\{ \left(1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) (1 - w) - \frac{\omega_z}{2 \delta} \left[\frac{4 \delta}{\Gamma} u - \left(1 - \left(\frac{2 \delta}{\Gamma} \right)^2 \right) v \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{C-3})$$

Nous définissons le paramètre de saturation par:

$$s_0 = \frac{2 \Omega_0^2}{\Gamma^2}$$

par ailleurs, on pose $L = 1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma}\right)^2$ et $L' = 1 - \left(\frac{2 \delta}{\Gamma}\right)^2$.

Finalement, la force est donnée par:

$$\vec{F} = \frac{\delta h \vec{k} s_0 \sin 2kz}{L^2} \left\{ L (1 - w) - \frac{\omega_z}{2 \delta} \left[\frac{4 \delta}{\Gamma} u - L' v \right] \right\} \quad (C-4)$$

Si nous normalisons toutes les énergies par rapport à $\hbar \Gamma$ et les forces à $\hbar k \Gamma$, nous obtenons la forme de la force utilisée dans les calculs:

$$\vec{F}_n = \frac{\delta_n s_0 \sin 2kz}{L^2} \left\{ L (1 - w) - \frac{\omega_n}{2 \delta_n} \left[4 \delta_n u - L' v \right] \right\} \vec{e}_z \quad (C-5)$$

Nous ne calculons que la force moyennée dans l'espace sur une longueur d'onde: seule la solution en u , v et w impliquant un $\sin 2kz$ contribuera à cette force moyenne. La force moyenne à l'ordre zéro du développement de Floquet est donc nulle. A l'ordre un, il suffit de calculer $yd_1 = (y_1 - y_{-1}) / i$ qui est forcément égal à $2 \operatorname{Im} y_1$. Donc la force moyenne normalisée est donnée par:

$$\vec{F}_{n\text{moy}} = \frac{\delta_n s_0}{L^2} \left\{ L w d_1 + \frac{\omega_n}{2 \delta_n} \left[4 \delta_n u d_1 - L' v d_1 \right] \right\} \vec{e}_z \quad (C-6)$$

Les résultats de ce calcul sont montrées sur les courbes des figures II - 4 - 13 et 15.

chapitre III

**Transfert de population et de quantité de mouvement
dans des systèmes multi-niveau.**

Le chapitre précédent est une revue des résultats que nous avons obtenus dans les expériences de mélasses optiques suivant une dimension pour différentes configurations de polarisation des faisceaux lasers. Le sujet de ce nouveau chapitre est tout autre. La spécificité du transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement est de pouvoir manipuler les atomes de façon cohérente à l'aide de faisceaux lasers. Le transfert adiabatique de population a été mis en évidence par K. Bergmann et al [GAU90] entre deux niveaux vibrationnels de la molécule dimère de sodium (Na_2). Le système utilisé était un système à trois niveaux disposés en Λ . Dans ce chapitre, nous allons étendre les résultats du système à trois niveaux aux systèmes à plusieurs niveaux ou multi- Λ que l'on rencontre pour des transitions $j \rightarrow j$.

La première partie traite de façon complète le cas du transfert adiabatique de population pour un système à trois niveaux. Dans une deuxième partie, nous généralisons ces résultats aux systèmes multi- Λ , en particulier nous traitons les cas à cinq, sept et neuf niveaux. La troisième partie présente les résultats expérimentaux de transfert adiabatique de population obtenus pour l'atome de césium. La quatrième partie interprète les résultats expérimentaux obtenus pour un système quatre- Λ en traitant le système réel de l'atome de césium. Dans la cinquième et dernière partie, nous présentons une mise en évidence expérimentale indirecte du transfert adiabatique de quantité de mouvement entre la lumière et les atomes de césium et nous concluons sur les applications possibles de ces dispositifs.

III - 1 - TRANSFERT ADIABATIQUE DE POPULATION DANS UN SYSTEME A TROIS NIVEAUX EN Λ

Au chapitre I - 3, nous avons très brièvement introduit le mécanisme de transfert adiabatique de population pour un système à trois niveaux en Λ . Nous allons maintenant l'exposer plus en détail.

Le premier paragraphe définit ce système dit Λ . Dans le deuxième paragraphe, nous présentons l'approche théorique d'un tel système en présence de deux champs électromagnétiques de polarisations circulaires orthogonales σ^+ et σ^- . Le troisième paragraphe est consacré à la résolution analytique des équations d'évolution de ce système pour un cas bien précis de forme d'impulsions des champs électromagnétiques. Dans le quatrième paragraphe, nous donnons le traitement numérique d'un tel système en fonction de différents paramètres.

III - 1 - 1 - Définition du système

Un système que l'on dit Λ est défini comme un système à trois niveaux d'énergies propres différentes. Il est schématisé sur la figure III - 1 - 1. Nous définissons les fréquences atomiques des deux transitions ω_{01} et ω_{02} , les fréquences des deux champs électromagnétiques ω_{L1} et ω_{L2} , les fréquences de Rabi associées à ces deux champs Ω_1 et Ω_2 et les désaccords $\delta_1 = \omega_{L1} - \omega_{01}$ et $\delta_2 = \omega_{L2} - \omega_{02}$.

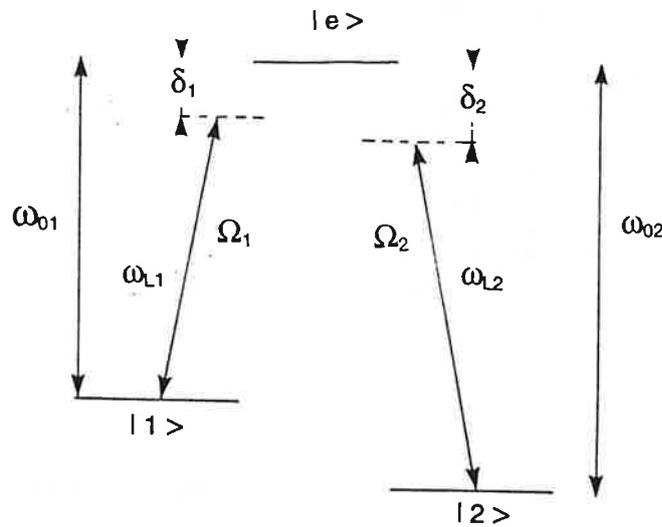


Figure III - 1 - 1 - Schéma du système Λ dans le cas général.

Nous rappelons comme mentionné au chapitre I, que l'exemple type d'un système Λ où les fréquences correspondantes aux deux transitions sont égales peut être obtenu pour une transition $j = 1 \rightarrow j' = 1$ en configuration de champs électromagnétiques σ^+ et σ^- . Nous allons maintenant traiter ce système surtout lorsque l'on se trouve en condition de résonance Raman, c'est à dire $\delta_1 = \delta_2$.

III - 1 - 2 - Approche théorique

Dans ce paragraphe, nous déterminons les équations d'évolution pour un tel système en utilisant le formalisme de la fonction d'onde. En effet, l'intérêt du transfert adiabatique est l'inhibition du processus d'émission spontanée. Dès qu'un atome a émis spontanément un photon, il est perdu pour le transfert adiabatique. Nous considérons l'émission spontanée comme une "fuite" d'atomes. Ce qui se traduit par l'introduction d'un terme d'énergie imaginaire pour le niveau excité dans l'expression du hamiltonien. L'intérêt de cette méthode est de diminuer considérablement le nombre des équations couplées.

Remarque: Certains auteurs utilisent le formalisme de la matrice densité [KUK89, HE90], d'autres la représentation par un vecteur de Bloch dans la symétrie SU(2) [CAR88] pour traiter le problème.

Dans le premier paragraphe, nous établissons les équations d'évolution de la fonction d'onde. Dans le deuxième paragraphe, nous traitons le cas du transfert adiabatique de population.

2 - a - Traitement général

Le système Λ est schématisé par la figure III - 1 - 1. Nous allons définir les différents paramètres caractéristiques du problème. Les fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 sont définies par :

$$\Omega_{1,2} = - \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_{1,2}}{\hbar} \quad (\text{III - 1 - 1})$$

où \vec{d} est le dipôle électrique de l'atome considéré et \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont les champs électriques associés aux champs électromagnétiques provenant des faisceaux lasers 1 et 2 respectivement. Les fréquences de Rabi dépendent donc de la racine carrée de la puissance des faisceaux lasers 1 et 2. Les désaccords δ_1 et δ_2 sont définis par:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \omega_{L1} - \omega_{01} \\ \delta_2 &= \omega_{L2} - \omega_{02} \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 2})$$

Nous allons maintenant établir le hamiltonien total du système afin de déterminer les équations d'évolution.

α - Hamiltonien du système

L'origine des énergies est choisie comme l'énergie du niveau excité $|e\rangle$. Le hamiltonien du système est la somme du hamiltonien propre \mathcal{H}_0 et du hamiltonien d'interaction entre les atomes et les faisceaux laser noté \mathcal{H}_I . Le hamiltonien propre représente la somme des énergies de tous les sous-niveaux. Pour l'instant, nous avons laissé de côté l'état externe de l'atome, c'est à dire le mouvement du centre de masse car nous nous intéressons seulement au transfert de population.

Le hamiltonien propre est donné par:

$$\mathcal{H}_0 = - \hbar \omega_{01} |1\rangle \langle 1| - \hbar \omega_{02} |2\rangle \langle 2| \quad (\text{III - 1 - 3})$$

Dans l'approximation du champ tournant, le hamiltonien d'interaction s'écrit simplement par:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \left(\Omega_1 |1\rangle \langle e| + \Omega_2 |2\rangle \langle e| \right) e^{i(\omega t - kz)} + \text{h.c.} \quad (\text{III - 1 - 4})$$

Dans un premier temps, il ne sera considéré que des faisceaux laser se propageant dans le même sens.

L'émission spontanée est introduite par le hamiltonien \mathcal{H}_{sp} qui s'écrit:

$$\mathcal{H}_{sp} = -i \frac{\Gamma}{2} |e\rangle \langle e| \quad (\text{III - 1 - 5})$$

Dans la base des états propres de \mathcal{H}_0 ($|1\rangle$, $|e\rangle$, $|2\rangle$), le hamiltonien total noté $\mathcal{H}' = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{sp}$ peut être représenté sous forme matricielle:

$$\mathcal{H}' = \hbar \begin{pmatrix} -\omega_{01} & \Omega_1 e^{i(\omega t - kz)} & 0 \\ \Omega_1 e^{-i(\omega t - kz)} & -i \frac{\Gamma}{2} & \Omega_2 e^{-i(\omega t - kz)} \\ 0 & \Omega_2 e^{i(\omega t - kz)} & -\omega_{02} \end{pmatrix} \quad (\text{III - 1 - 6})$$

On suppose que les fréquences de Rabi sont réelles.

Soit $|\psi\rangle$ l'état qui décrit le système:

$$|\psi\rangle = \alpha_1 |1\rangle + \alpha_e |e\rangle + \alpha_2 |2\rangle \quad (\text{III - 1 - 7})$$

où les coefficients α_i sont les amplitudes de probabilité données par:

$$|\alpha_i\rangle = \langle i | \psi \rangle \text{ avec } i = 1, e \text{ et } 2.$$

Cet état évolue dans le temps et vérifie l'équation de Schrödinger:

$$i \hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = \mathcal{H}' |\psi\rangle \quad (\text{III - 1 - 8})$$

Nous nous intéressons seulement aux processus cohérents. Si l'état excité peut se dépeupler par émission spontanée, les états fondamentaux ne peuvent être peuplés par ce processus incohérent. Lorsque nous étudierons les systèmes multi-niveau, nous verrons que ce formalisme de la fonction d'onde est très bien adapté au problème.

En projetant sur les différents états, il apparaît un système d'équations linéaires couplées pour les coefficients:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= i \omega_{01} \alpha_1 - i \Omega_1 e^{i(\omega t - kz)} \alpha_e \\ \dot{\alpha}_e &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_e - i \Omega_1 e^{-i(\omega t - kz)} \alpha_1 - i \Omega_2 e^{-i(\omega t - kz)} \alpha_2 \\ \dot{\alpha}_2 &= i \omega_{02} \alpha_2 - i \Omega_2 e^{i(\omega t - kz)} \alpha_e \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 9})$$

On élimine les dépendances temporelles et spatiales en se plaçant dans la représentation d'interaction:

$$\tilde{\alpha}_{1,2} = \alpha_{1,2} e^{-i(\omega t - kz)} \quad \text{et} \quad \tilde{\alpha}_e = \alpha_e \quad (\text{III - 1 - 10})$$

ainsi les équations deviennent:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\alpha}}_1 &= -i \tilde{\delta}_1 \tilde{\alpha}_1 - i \Omega_1 \tilde{\alpha}_e \\ \dot{\tilde{\alpha}}_e &= -\frac{\Gamma}{2} \tilde{\alpha}_e - i \Omega_1 \tilde{\alpha}_1 - i \Omega_2 \tilde{\alpha}_2 \\ \dot{\tilde{\alpha}}_2 &= -i \tilde{\delta}_2 \tilde{\alpha}_2 - i \Omega_2 \tilde{\alpha}_e \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 11})$$

$$\text{où } \tilde{\delta}_1 = \delta_1 - kv_z \quad \text{et} \quad \tilde{\delta}_2 = \delta_2 - kv_z$$

Remarque: Lorsque les deux faisceaux lasers se propagent dans le même sens, le transfert adiabatique n'est pas sensible à l'effet Doppler, si ce n'est par le fait que les fréquences des lasers sont plus ou moins en résonance avec l'atome.

Dans cette nouvelle base $\{ |\tilde{1}\rangle, |\tilde{e}\rangle, |\tilde{2}\rangle \}$, le Hamiltonien peut s' écrire:

$$\tilde{\mathcal{H}} = \hbar \begin{pmatrix} \delta_1 & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & -i\frac{\Gamma}{2} & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & \delta_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III - 1 - 12})$$

Après avoir établi le hamiltonien dans l'approximation du champ tournant, nous allons calculer les états propres et les valeurs propres du système.

β - Etats propres et valeurs propres

A présent, il faut rechercher les valeurs et les états propres du système, définis par:

$$\tilde{\mathcal{H}} |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (\text{III - 1 - 13})$$

$$\text{où } \tilde{\mathcal{H}} = \hbar \begin{pmatrix} \delta_1 & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & \delta_2 \end{pmatrix}$$

Soit $E = \hbar \lambda$, l'équation pour les valeurs propres λ s'écrit

$$-(\delta_1 - \lambda) \left[\lambda (\delta_2 - \lambda) + \Omega_2^2 \right] - \Omega_1^2 (\delta_2 - \lambda) = 0 \quad (\text{III - 1 - 14})$$

Les solutions de cette équation sont simples à écrire si on suppose que les désaccords δ_1 et δ_2 sont tous les deux égaux à δ ; c'est à dire que la condition de résonance Raman est vérifiée. L'équation devient alors plus facile à résoudre:

$$-(\delta - \lambda) \left[\lambda (\delta - \lambda) + \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \right] = 0 \quad (\text{III - 1 - 15})$$

Une solution évidente est $\lambda_0 = \delta$ et les deux autres vérifient l'équation du second degré:

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 4\Omega^2} \right) \text{ avec } \Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \quad (\text{III - 1 - 16})$$

Les états propres associés aux valeurs propres $\hbar \lambda_0$, $\hbar \lambda_+$ et $\hbar \lambda_-$ sont notés $|\psi_0\rangle$, $|\psi_+\rangle$ et $|\psi_-\rangle$. Il est possible de définir l'état propre $|\psi_0\rangle$ de valeur propre $\hbar \delta$ comme l'état non couplé au niveau excité par les deux lasers. Cet état propre doit donc satisfaire la condition:

$$\langle e | \mathcal{H} | \psi_0 \rangle = 0 \quad (\text{III - 1 - 17})$$

Il peut alors s'écrire:

$$|\psi_0\rangle = \frac{\Omega_2 |1\rangle - \Omega_1 |2\rangle}{\Omega} \quad (\text{III - 1 - 18})$$

et il est facile de vérifier que:

$$\langle e | \mathcal{H} | \psi_0 \rangle = \hbar \frac{\Omega_2 \Omega_1 - \Omega_1 \Omega_2}{\Omega} = 0 \quad (\text{III - 1 - 19})$$

Les deux autres états propres sont donnés par:

$$\begin{aligned} |\psi_+\rangle &= \cos \theta \frac{\Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle}{\Omega} + \sin \theta |e\rangle \\ |\psi_-\rangle &= -\sin \theta \frac{\Omega_1 |1\rangle + \Omega_2 |2\rangle}{\Omega} + \cos \theta |e\rangle \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 20})$$

Nous allons maintenant étudier le cas du transfert adiabatique de population.

2 - b - Transfert adiabatique de population

Dans cette partie, nous allons retrouver les conditions d'adiabaticité que nous avons établies dans le chapitre I en nous appuyant sur des arguments physiques.

Le système peut s'écrire sous la forme d'une combinaison linéaire des trois états propres dépendant du temps:

$$|\psi(t)\rangle = C_0(t) |\psi_0(t)\rangle + C_+(t) |\psi_+(t)\rangle + C_-(t) |\psi_-(t)\rangle \quad (\text{III - 1 - 21})$$

L'équation de Schrödinger donne l'évolution de ce système en fonction du temps:

$$\dot{C}_j(t) = -\frac{i}{\hbar} E_j(t) C_j(t) - \sum_l C_l(t) \langle \dot{\psi}_1(t) | \psi_j(t) \rangle \quad (\text{III - 1 - 22})$$

où les indices j et l représentent 0, + et -.

Si l'évolution des états propres est trop rapide et si les énergies des niveaux sont trop rapprochés, le système peut passer plus facilement de l'état non couplé aux états couplés au champ électromagnétique. Il faut donc minimiser la vitesse d'évolution et en même temps s'assurer que l'écart d'énergie entre deux niveaux ne soit pas trop faible. On exprime ces deux conditions par l'équation suivante:

$$\left| \langle \dot{\psi}_1(t) | \psi_j(t) \rangle \right| \ll \frac{1}{\hbar} |E_j - E_l| \quad (\text{III - 1 - 23})$$

ou encore [COH91/92]:

$$\left| \langle \dot{\psi}_0(t) | \psi_+(t) \rangle \right|^2 + \left| \langle \dot{\psi}_0(t) | \psi_-(t) \rangle \right|^2 \ll \frac{1}{\hbar^2} |E_0 - E_{\pm}|^2 \quad (\text{III - 1 - 24})$$

Ce qui devient après calcul:

$$\frac{\left[\dot{\Omega}_1 \Omega_2 - \dot{\Omega}_2 \Omega_1 \right]^2}{\Omega^4} \ll \frac{1}{\hbar^2} |E_0 - E_{\pm}|^2$$

avec $E_0 - E_{\pm} = \frac{\hbar}{2} \left(\delta \mp \sqrt{\delta^2 + 4\Omega^2} \right)$

(III - 1 - 25)

Pour la forme des impulsions donnée sur la figure III - 1 - 2, les valeurs propres des trois états propres sont représentées pour un désaccord $\delta = 0,5 \Gamma$ sur la figure III - 1 - 3.

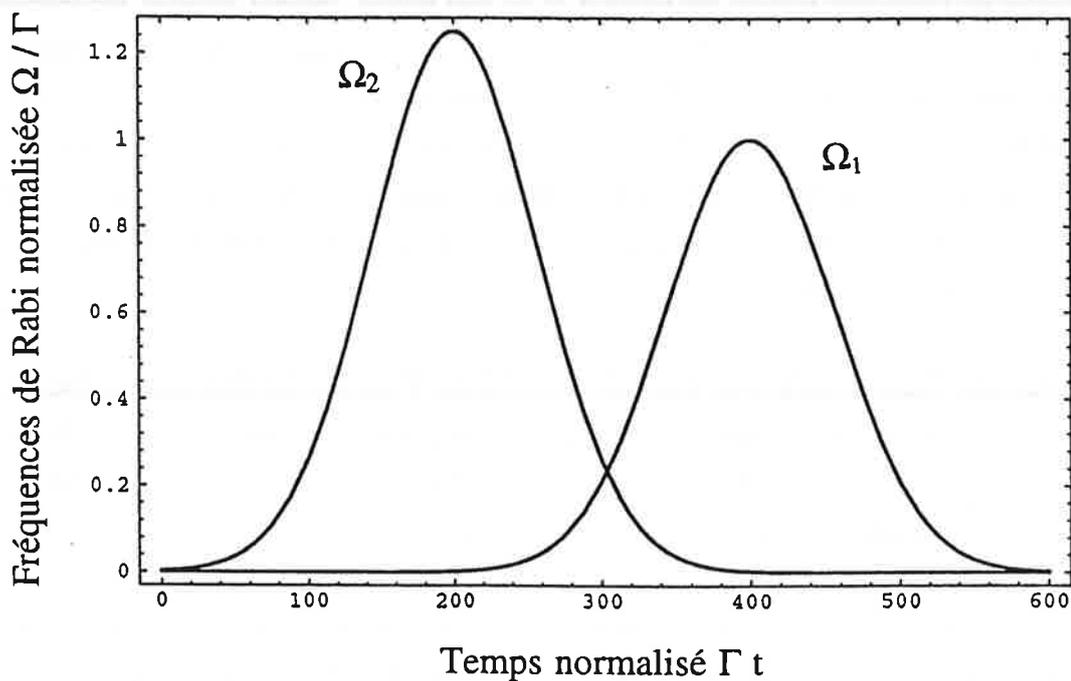


Figure III - 1 - 2 - Exemple d'impulsions associées aux deux champs électromagnétique polarisées σ^+ et σ^- en fonction du temps normalisé par rapport au temps d'émission spontanée.

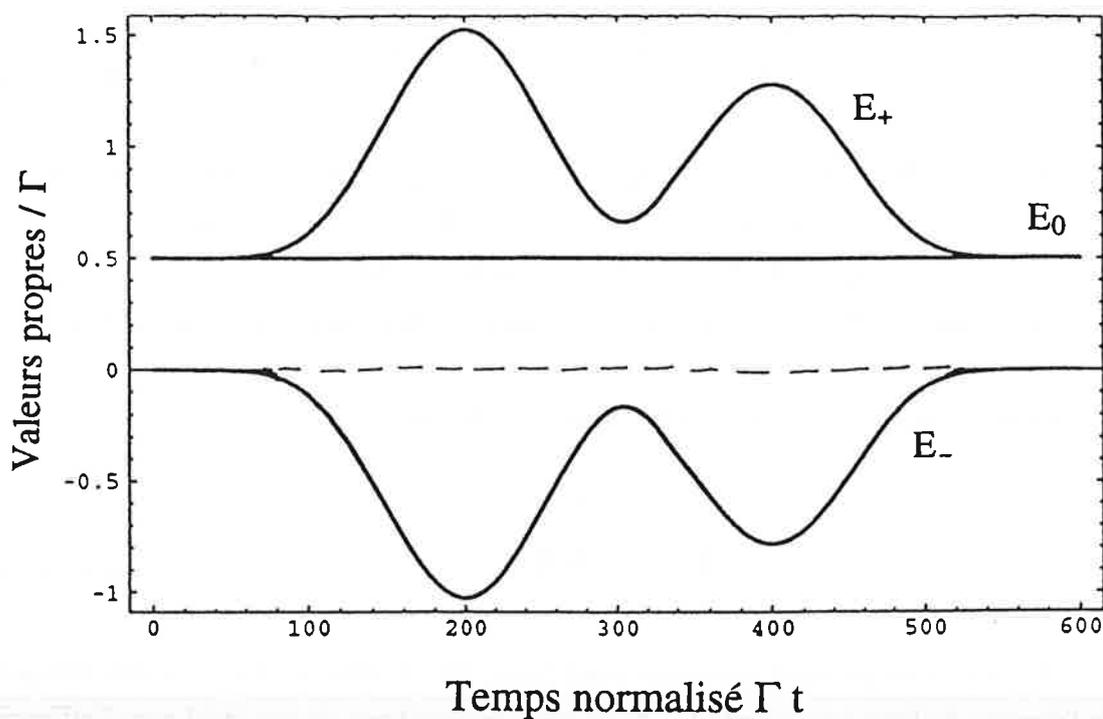


Figure III - 1 - 3 - Evolution temporelle des valeurs propres pour un désaccord $\delta = 0.5 \Gamma$.

Nous avons vu par le calcul que pour un désaccord δ non nul, la valeur propre de l'état non couplé est égale à $\hbar \delta$. Les autres valeurs propres dépendent du temps et suivent l'évolution des impulsions. Mais ces valeurs ne sont pas symétriques par rapport à la valeur propre λ_0 . Nous voyons sur la figure III - 1 - 3 que la valeur propre λ_+ est plus rapprochée de λ_0 . Le système a donc la possibilité de passer de l'état non couplé à un état couplé aux champs électromagnétiques. Nous en déduisons, comme nous le verrons plus loin, que le processus de transfert adiabatique est plus efficace lorsque le désaccord δ est nul.

Remarque: Dans le traitement usuel de ce problème, l'origine des énergies est donnée par l'énergie des deux niveaux qui sont dégénérés. Si on cherche les valeurs propres de ce système, on s'aperçoit que la valeur propre associée à l'état non couplé est nulle quelque soit le désaccord.

Afin de définir les conditions d'adiabaticité, plaçons-nous dans les deux cas extrêmes où le désaccord est très grand ou très faible par rapport à la fréquence de Rabi.

Pour $|\delta| \gg \Omega$, les énergies deviennent:

$$E_+ = \hbar \left(\delta + \frac{\Omega^2}{\delta} \right) \quad \text{et} \quad E_- = -\hbar \frac{\Omega^2}{\delta} \quad (\text{III - 1 - 26})$$

E_+ est très proche de l'énergie de l'état non couplé $E_0 = \hbar \delta$ (cf figure III - 1 - 4a). Par couplage, il peut facilement y avoir couplage entre les états $|\psi_+ \rangle$ et $|\psi_0 \rangle$. Il faut donc que la variation temporelle des impulsions soit très faible pour satisfaire la condition précédente III - 1 - 25. Les conditions d'adiabaticité sont alors très difficiles à réaliser.

Par contre, pour $|\delta| \ll \Omega$, le calcul des énergies donne:

$$\begin{aligned} E_+ &= \hbar \Omega \\ E_- &= -\hbar \Omega \end{aligned} \quad (\text{III - 1- 27})$$

E_+ et E_- sont pratiquement symétriques (cf figure III - 1 - 4b) et nettement plus éloignées de l'énergie de l'état non couplé E_0 . Nous nous rapprochons du cas idéal pour l'efficacité du transfert adiabatique.

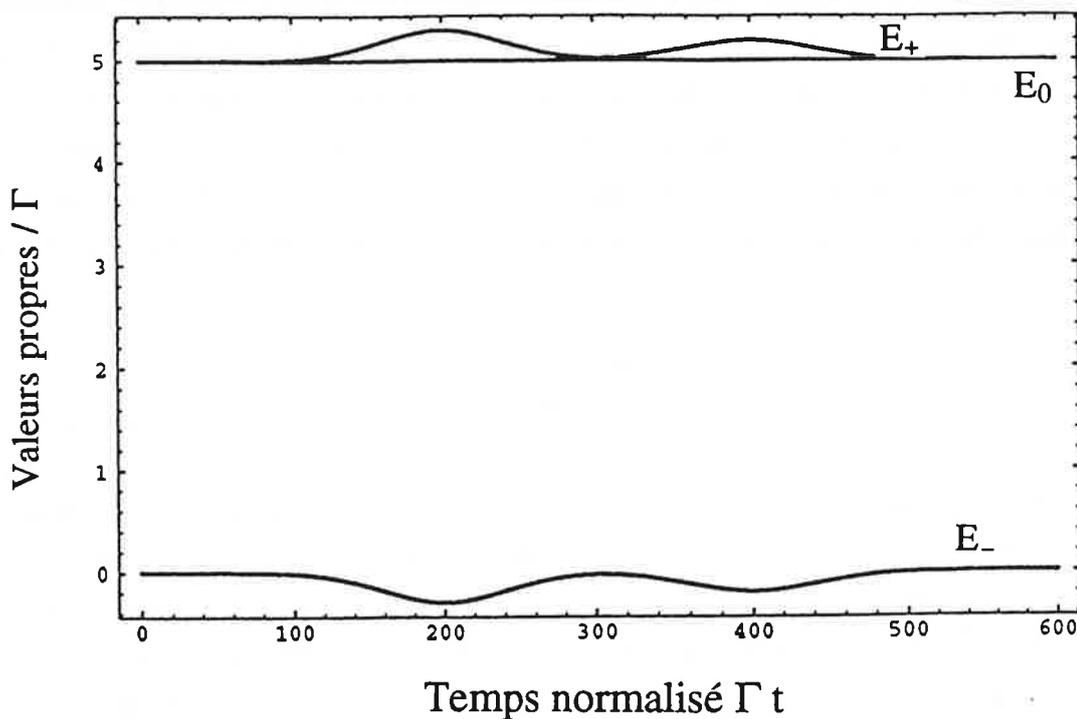


Figure III - 1 - 4a - Valeurs propres dans le cas où le désaccord est très grand par rapport à la fréquence de Rabi ($\delta = 5 \Gamma$).

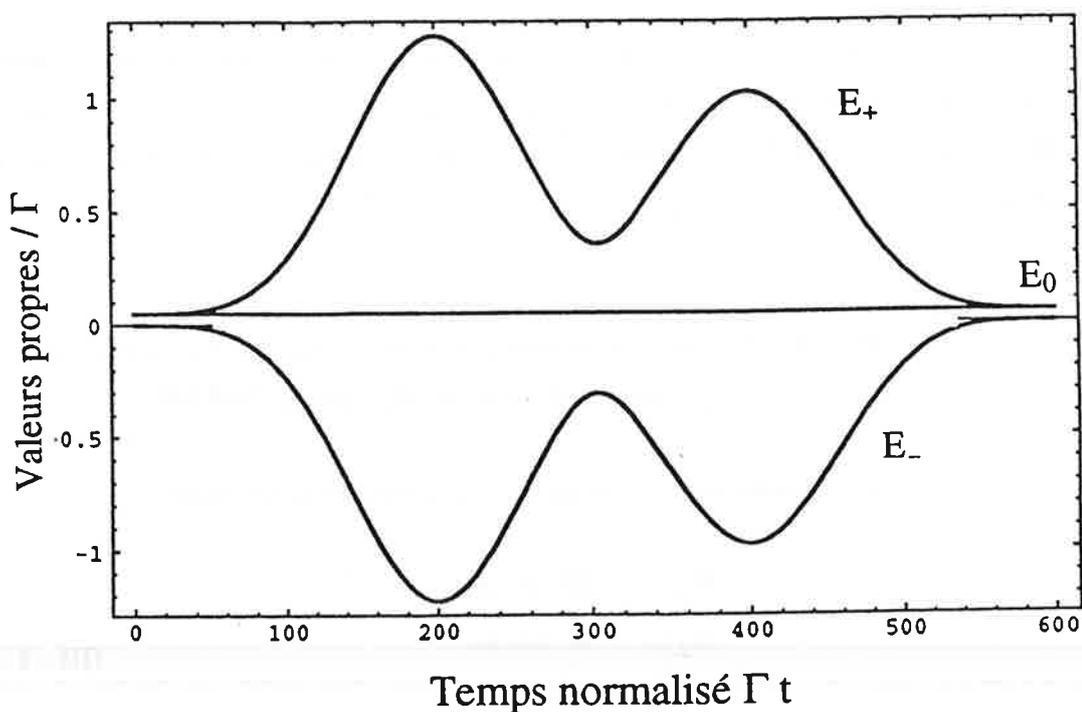


Figure III - 1 - 4b - Valeurs propres dans le cas où le désaccord est négligeable par rapport à la fréquence de Rabi ($\delta = 0.05 \Gamma$).

Ces arguments montrent qu'il est possible de remplir les conditions d'adiabaticité. Dans un premier temps, nous avons vu que le maximum des fréquences de Rabi doit être très supérieur au désaccord δ . Par la suite, nous considérerons surtout un désaccord nul. Dans un deuxième temps, il faut que le temps d'évolution τ soit très grand par rapport à l'inverse de la fréquence de Rabi. Ce qui signifie que les impulsions doivent varier lentement en fonction du temps pour que les atomes suivent adiabaticquement l'évolution temporelle des champs électromagnétiques. Nous résumons ces deux conditions par:

$$\tau \gg \Omega^{-1} \quad \text{et} \quad \delta \ll \Omega \quad (\text{III - 1 - 28})$$

En remarque, nous voyons qu'une condition du transfert adiabatique est que la fréquence de Rabi soit grande par rapport à l'inverse du temps caractéristique d'interaction. Il peut sembler intéressant d'augmenter ce temps au maximum mais il y a une limite à cela. Elle est donnée par la conservation spatiale et temporelle de la phase relative entre les lasers de transfert adiabatique. On obtient finalement une condition sur la largeur spectrale δ_ν de ces lasers et on devra avoir:

$$\tau \ll \delta_\nu^{-1} \quad (\text{III - 1 - 29})$$

Après cette étude générale du système Λ , il est intéressant de traiter de façon analytique un système à trois niveaux dans le cadre du transfert adiabatique de population pour une forme particulière des impulsions permettant ce traitement analytique.

III - 1 - 3 - Forme particulière des impulsions conduisant à une solution analytique [CAR90].

Nous considérons les impulsions ayant la forme suivante:

$$\begin{aligned} \Omega_1(t) &= \Omega \sin \omega t \\ \Omega_2(t) &= \Omega \cos \omega t \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 30})$$

Sur la figure III - 1 - 5, nous avons choisi une fréquence de Rabi maximum de 5 MHz et une pulsation $\omega = 1$ MHz, déterminant l'évolution temporelle des impulsions. Le temps d'interaction correspond au quart de la période $\Delta t = T / 4 = \pi / 2 \omega$.

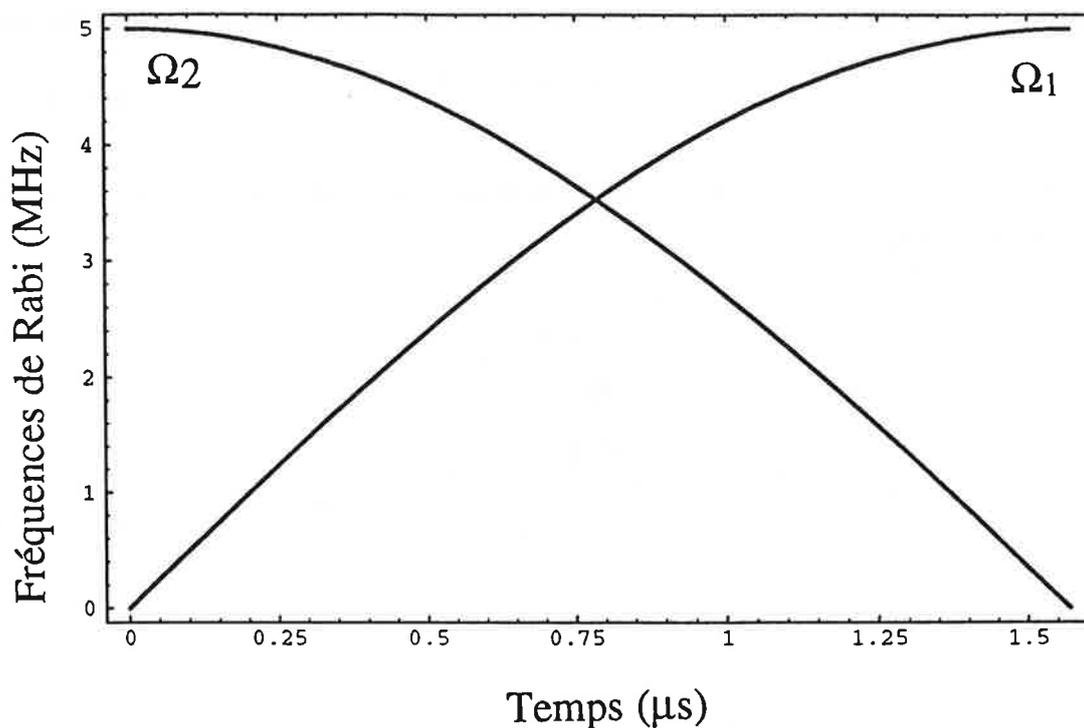


Figure III - 1 - 5 - Représentation des impulsions pour une fréquence $\Omega = 5$ MHz et $\omega = 1$ MHz.

Nous donnons l'expression analytique des solutions en négligeant l'émission spontanée. Nous allons donner plus précisément la condition sur le rapport des fréquences ω / Ω pour obtenir un transfert adiabatique de population efficace.

Pour un système à trois niveaux disposés en Λ dans les conditions précédemment décrites, nous rappelons les équations d'évolution:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= -i \Omega_1(t) \alpha_e \\ \dot{\alpha}_e &= -i \Omega_1(t) \alpha_1 - i \Omega_2(t) \alpha_2 \\ \dot{\alpha}_2 &= -i \Omega_2(t) \alpha_e \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 31})$$

avec comme conditions initiales: $\alpha_1(t=0) = 1$, $\alpha_e(t=0) = 0$ et $\alpha_2(t=0) = 0$.

Si nous posons:

$$u(t) = \frac{\Omega_1(t) \alpha_1 + \Omega_2(t) \alpha_2}{\Omega} \quad \text{avec } \Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \quad (\text{III - 1 - 32})$$

nous obtenons l'équation du second degré:

$$\ddot{u}(t) + (\Omega^2 + \omega^2) u(t) = 0 \quad (\text{III - 1 - 33})$$

Posons alors $\Omega'^2 = \Omega^2 + \omega^2$. Il suffit donc de résoudre cette équation avec les conditions initiales suivantes:

$$\begin{aligned} u(t=0) &= \frac{\Omega_1(t=0)}{\Omega} = 0 \\ \dot{u}(t=0) &= \omega \frac{\Omega_2(t=0)}{\Omega} = \omega \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 34})$$

D'où $u(t)$ est donné par:

$$u(t) = \frac{\omega}{\Omega'} \sin \Omega' t \quad (\text{III - 1 - 35})$$

Nous en déduisons les solutions suivantes pour les trois amplitudes de probabilité en fonction du temps:

$$\begin{aligned} \alpha_1(t) &= \frac{\omega}{\Omega'} \sin \omega t \sin \Omega' t + \cos \omega t \frac{\omega^2 \cos \Omega' t + \Omega^2}{\Omega'^2} \\ \alpha_e(t) &= \frac{i \omega \Omega}{\Omega'^2} [\cos \Omega' t - 1] \\ \alpha_2(t) &= \frac{\omega}{\Omega'} \cos \omega t \sin \Omega' t - \sin \omega t \frac{\omega^2 \cos \Omega' t + \Omega^2}{\Omega'^2} \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 36})$$

Les figures III - 1 - 6a, 6b, 6c et 6d représentent l'évolution temporelle des populations des trois niveaux 1, e et 2 pour différentes valeurs du rapport ω / Ω .

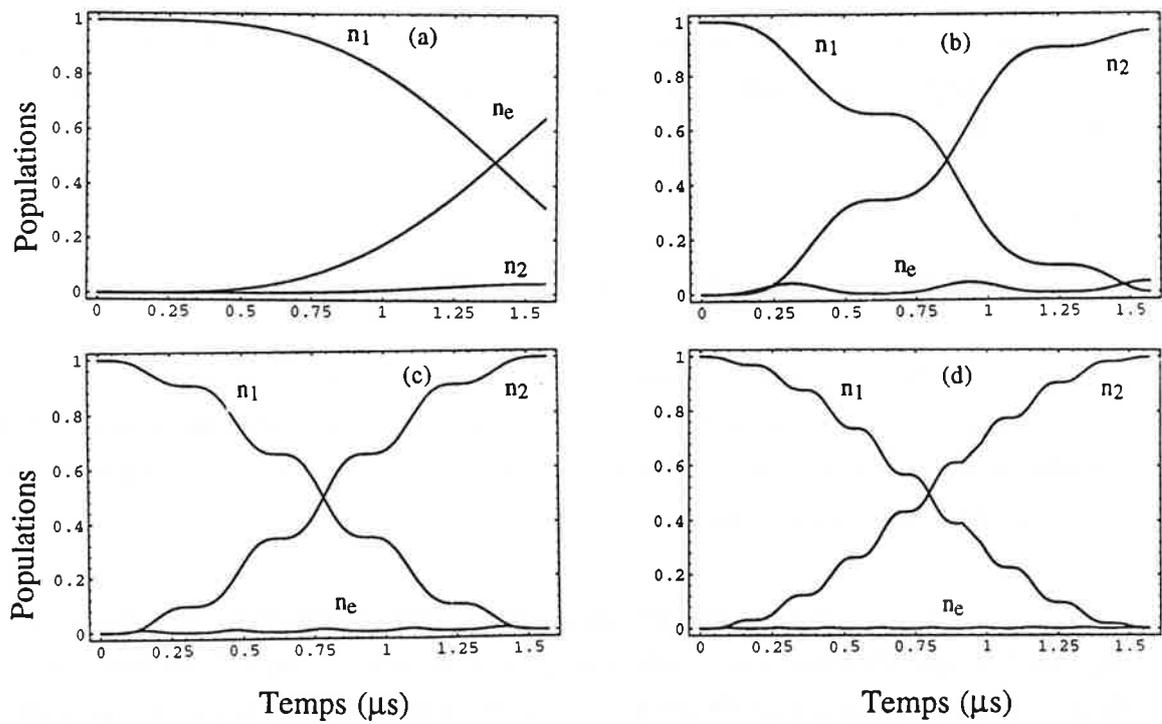


Figure III - 1 - 6 - Evolution temporelle des populations des niveaux 1, e et 2 pour: (a) $\omega / \Omega = 1$ ($s \sim 0.08$), (b) $\omega / \Omega = 1/10$ ($s \sim 8$), (c) $\omega / \Omega = 1/20$ ($s \sim 32$) et (d) $\omega / \Omega = 1/35$ ($s \sim 100$).

D'après la figure III - 1 - 6a, on voit que le processus de transfert adiabatique de population du niveau 1 vers le niveau 2 est très peu efficace et la population du niveau excité est très importante lorsque les deux fréquences ω et Ω sont du même ordre. Lorsque le rapport ω / Ω diminue ou lorsque la fréquence de Rabi Ω augmente (cf figures III - 1 - 6b, 6c et 6d), la population du niveau de départ est transférée de plus en plus sur le niveau d'arrivée sans que le niveau excité ne soit très peuplé.

Il faut minimiser la population du niveau excité pour obtenir un transfert de 1 vers 2 efficace. Cette population s'écrit simplement par:

$$\pi_e = \left(\frac{2 \omega / \Omega}{1 + (\omega / \Omega)^2} \right)^2 \left(\sin \frac{\Omega' t}{2} \right)^4 \quad (\text{III - 1 - 37})$$

La valeur du rapport ω / Ω pour laquelle la population du niveau excité est inférieure à 0.01 est environ 1/20 (cf figure III - 1 - 6c). Pour un rapport ω / Ω plus grand, les conditions d'adiabaticité ne sont pas bien remplies (cf figures III - 1 - 6a et 6b). Pour un rapport ω / Ω plus faible, nous obtenons un processus de transfert adiabatique efficace (cf figure III - 1 - 6d).

III - 1 - 4 - Traitement numérique du problème

Dans le cas où la forme des impulsions est quelconque, on ne peut pas en général calculer de solutions analytiques. Nous avons alors développé un programme de calcul numérique des populations d'un système à trois niveaux disposés en Λ à partir des équations d'évolution temporelles.

Il est supposé que les deux sous-niveaux d'énergie plus basse sont dégénérés et que les lasers ont la même fréquence $\omega_L = \omega_{L1} = \omega_{L2}$. Pour simplifier, le désaccord δ est choisi nul (cf figure III - 1 - 7). Par ailleurs, il faut aussi faire intervenir les coefficients de Clebsch-Gordan correspondant à la transition. Pour la transition $j = 1$, $m_j = 1 \rightarrow j' = 1$, $m'_j = 0$ il est égal à $-a$ et pour l'autre transition, il est égal à $+a$ (pour ce système $a = 1/\sqrt{2}$).

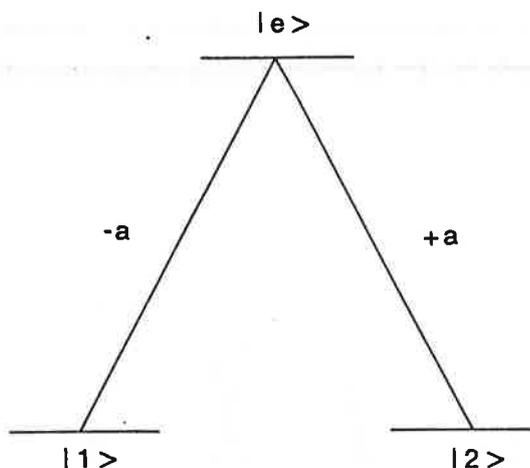


Figure III - 1 - 7 - Schéma du système à trois niveaux disposés en Λ .

Remarque: Par souci d'homogénéité, la définition des fréquences de Rabi ne tient pas compte les coefficients de Clebsch-Gordan. Cette écriture est justifiée lorsque le nombre de sous-niveaux impliqués dans le processus augmente car les coefficients de Clebsch-Gordan sont différents suivant les transitions entre ces sous niveaux.

La fonction d'onde du système atomique ainsi décrit est donnée par:

$$|\psi\rangle = \alpha_1 |1\rangle + \alpha_e |e\rangle + \alpha_2 |2\rangle \quad (\text{III - 1 - 38})$$

Sans prendre en compte l'émission spontanée, les équations d'évolution pour la fonction d'onde s'écrivent :

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= i a \Omega_1 \alpha_e \\ \dot{\alpha}_e &= i a (\Omega_1 \alpha_1 - \Omega_2 \alpha_2) \\ \dot{\alpha}_2 &= - i a \Omega_2 \alpha_e \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 39})$$

Pour le programme de calcul, nous avons défini les différents paramètres caractérisant les faisceaux lasers. Tout d'abord, la position relative des maxima de l'impulsion 2 par rapport à l'impulsion 1 (D) est normalisée par rapport à la largeur à mi-hauteur Δ supposée égale pour les deux: le paramètre correspondant est noté $D_n = D / \Delta$ (cf figure III - 1 - 8). Ces deux impulsions de champ sont de forme gaussienne. Le maximum des fréquences de Rabi est normalisé par rapport au taux d'émission spontanée du niveau excité Γ et est noté $XK1$ et $XK2$ respectivement pour chaque impulsion. Les

largeurs à mi-hauteur sont normalisées par rapport à Γ^{-1} et sont notées TL1 et TL2. Pour tous les calculs présentés ici, les largeurs à mi-hauteur normalisées sont toutes les deux égales à $66.0 \Gamma^{-1}$.

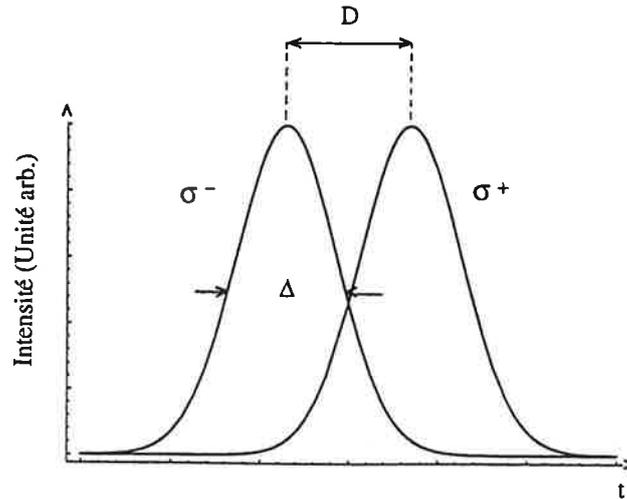


Figure III - 1 - 8 - Définition de D et Δ sur les impulsions d'intensité du champ électromagnétique.

Les figures III - 1 - 9a et 9b montrent un exemple de courbes calculées pour une valeur des paramètres XK1 et XK2 égaux à 2.0 (paramètre de saturation $s_0 = 8$).

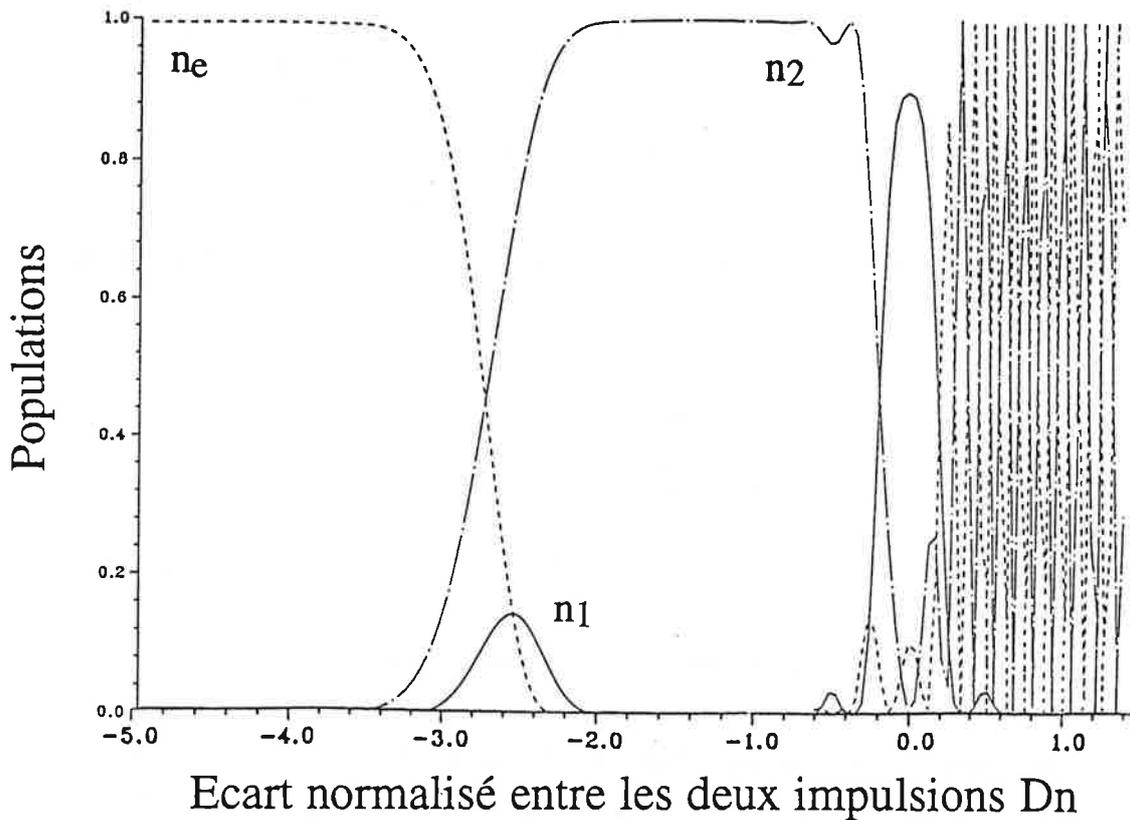


Figure III - 1 - 9a - Evolution des populations des niveaux 1, e et 2 en fonction de la position relative entre les deux impulsions dans le cas sans émission spontanée.

On suppose que tous les atomes sont initialement dans le niveau 1. Dans la cas où l'impulsion 2 devance l'impulsion 1 sans recouvrement ($Dn \leq -3.5$), les atomes n'interagissent pas avec le premier champ électromagnétique 2 (de polarisation σ^-). Par contre, ils vont interagir avec le deuxième champ électromagnétique 1 (de polarisation σ^+) et vont subir des oscillations de Rabi entre le niveau de départ 1 et le niveau excité. En absence d'émission spontanée, le niveau 2 ne peut jamais être peuplé. Les valeurs des populations des niveaux 1 et e dépendent de l'aire de l'impulsion 1 (notée K_1) sont données par:

$$\begin{aligned}\pi_1 &= \cos^2 a K_1 \\ \pi_e &= \sin^2 a K_1\end{aligned}\quad (\text{III - 1 - 40})$$

Dans le cas où $XK_1 = XK_2 = 2.0$, l'aire de l'impulsion est égale à $\pi/2$, ce qui se traduit sur la figure par le fait que le niveau excité est totalement peuplé alors que la population du niveau 1 est nulle. On obtient une valeur différente si on prend une autre valeur pour l'aire de l'impulsion.

A partir de $Dn \sim -3.5$, il y a recouvrement partiel des deux impulsions: les trois niveaux sont couplés aux champs lasers et il apparait une population sur le niveau 2. Les impulsions se recouvrent un peu mais pas assez pour assurer un transfert de population important. Lorsque le recouvrement devient plus grand ($Dn \sim -2.8$), la population du niveau 2 augmente au détriment de celle du niveau excité. On remarque que le niveau de départ reste un peu peuplé: il y a échange de population entre les niveaux 1 et 2 via le niveau excité.

C'est à partir de $Dn \sim -2.0$ que se produit le transfert adiabatique de population du niveau 1 vers le niveau 2 sans peuplement du niveau excité. La plage pour laquelle le taux de transfert est maximum (100 %) est comprise entre $Dn \sim -2.0$ et $Dn \sim -0.5$.

A $Dn = 0.0$, les deux impulsions se recouvrent totalement. Les populations s'écrivent:

$$\begin{aligned}\pi_1 &= \frac{1}{4} (1 + \cos \sqrt{2} a K) \\ \pi_e &= \frac{1}{2} \sin^2 \sqrt{2} a K \\ \pi_2 &= \frac{1}{4} (1 - \cos \sqrt{2} a K)\end{aligned}\quad (\text{III - 1 - 41})$$

où K est l'aire des impulsions (qui est égale pour les deux).

Pour cet exemple, la population du niveau de départ est proche de un, celle du niveau d'arrivée est quasiment nulle et celle du niveau excitée est faible. Dans ce cas, il y a toujours couplage entre les atomes et les champs et il n'y a plus de transfert adiabatique de population possible.

Pour $D_n > 0$, les atomes interagissent d'abord avec l'impulsion 1 seule, puis avec une combinaison des deux champs électromagnétiques, puis avec l'impulsion 2 seule. Nous observons des oscillations entre les niveaux 1 et e. Les valeurs de ces populations sont déterminées par le recouvrement des impulsions. Le calcul précédent fait apparaître la zone où le transfert de population se produit. Il omet cependant de prendre en compte l'émission spontanée qui dépeuplera très rapidement (Γ^{-1}) tout atome qui se trouve dans le niveau excité.

Si on prend en compte l'émission spontanée, les équations d'évolution sont données par:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= i a \Omega_1 \alpha_e \\ \dot{\alpha}_e &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_e + i a (\Omega_1 \alpha_1 - \Omega_2 \alpha_2) \\ \dot{\alpha}_2 &= -i a \Omega_2 \alpha_e \end{aligned} \quad (\text{III - 1 - 42})$$

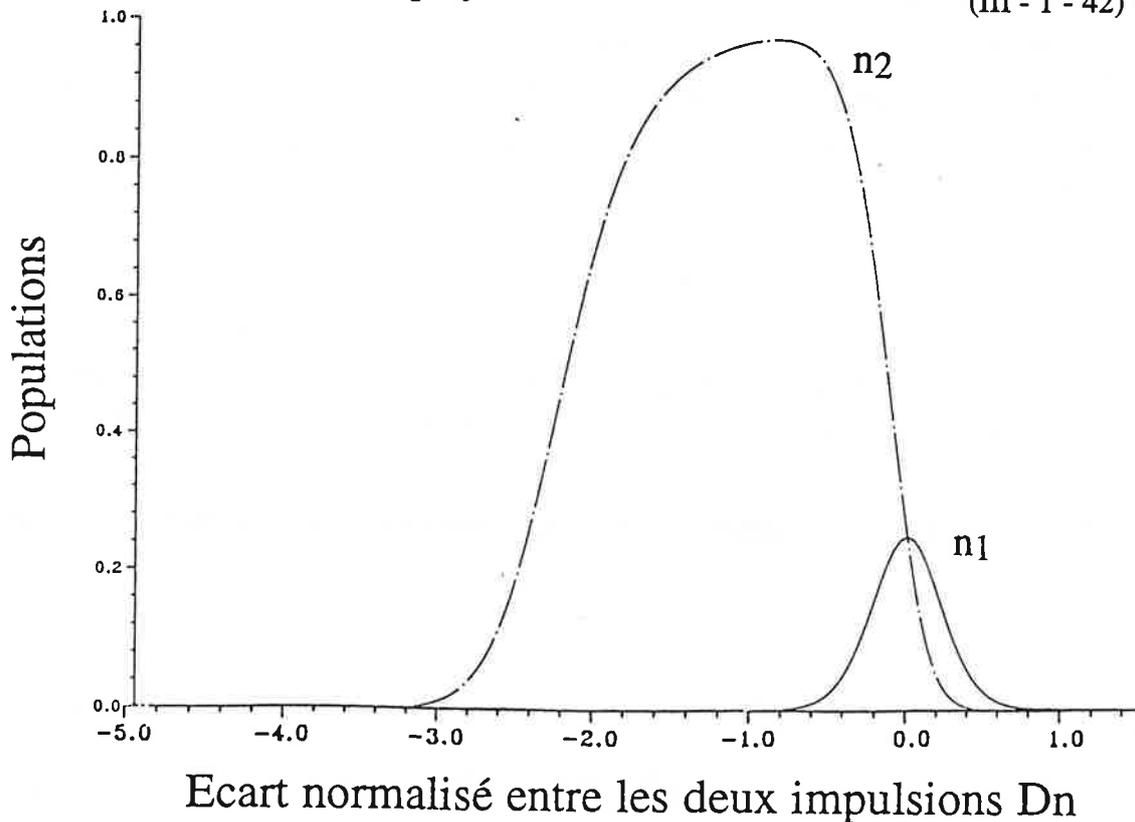


Figure III - 1 - 9b - Evolution des populations des sous-niveaux 1, e et 2 en fonction de la position relative entre les deux impulsions en présence d'émission spontanée ($s_0 = 8$).

Nous considérons donc maintenant l'émission spontanée et montrons sur la figure III - 1 - 9b, le résultat du calcul obtenu pour les mêmes conditions que pour celui de la figure III - 1 - 9a. La figure III - 1 - 9b montre que la population du niveau excité est toujours nulle. En effet, à chaque fois que ce niveau est peuplé, l'atome subit le processus d'émission spontanée entre le niveau excité et de sous-niveaux autres que ceux impliqués dans le processus de transfert adiabatique. Le niveau 2 commence à être peuplé à partir de $D_n \sim -3.2$ (au lieu de -3.5 sur la figure III - 1 - 9a). Nous observons l'effet du transfert adiabatique du niveau 1 vers le niveau 2 pour D_n compris entre ~ -1.7 et ~ -0.4 . Le taux de transfert est d'environ 90 % pour ces valeurs et approche les 100% pour $D_n \sim -1.0$. Pour $D_n = 0.0$, la valeur de la population du niveau 1 a diminué par rapport à sa valeur dans le cas où il n'y a pas d'émission spontanée car il existe un couplage entre ce niveau et le niveau excité. Pour $D_n > 0$, les oscillations sont totalement amorties par l'émission spontanée et on observe une perte importante des populations des niveaux 1 et 2. Cette courbe est plus intéressante car elle ne donne que les résultats importants pour le processus de transfert adiabatique et va nous permettre d'interpréter nos expériences.

Regardons l'évolution temporelle des populations. Nous définissons un "taux de fuite" représentant la perte par émission spontanée: 1 - la somme de toutes les populations. La figure III - 1 - 10a montre cette évolution temporelle des populations en tenant compte de l'émission spontanée pour différentes positions relatives des impulsions de champ électromagnétique (cf figure III - 1 - 10b). Pour $D_n = -2.7$, le taux de transfert adiabatique du niveau 1 vers le niveau 2 est plutôt faible, il ne dépasse pas 10 %. Le recouvrement des impulsions n'est pas assez important. Lorsque les impulsions se recouvrent plus ($D_n = -2.3$), ce taux augmente pour atteindre environ 50 %. Pour ces deux valeurs de D_n , une partie de la population transite par le niveau excité et est perdue pour le système. Lorsque l'intensité des deux impulsions au point de recouvrement atteint une certaine valeur, le transfert adiabatique est efficace. C'est cette valeur de l'intensité qui est importante pour déterminer le meilleur recouvrement et non le maximum des impulsions. Pour $D_n = -1.0$, le transfert est maximum (voir figure III - 1 - 10b) et il n'y a pas peuplement du niveau excité et donc pas de processus d'émission spontanée: le transfert adiabatique de population est un processus *cohérent*. Pour un recouvrement total des impulsions ($D_n = 0$), le taux de transfert diminue et chute à zéro pour une valeur positive de D_n .

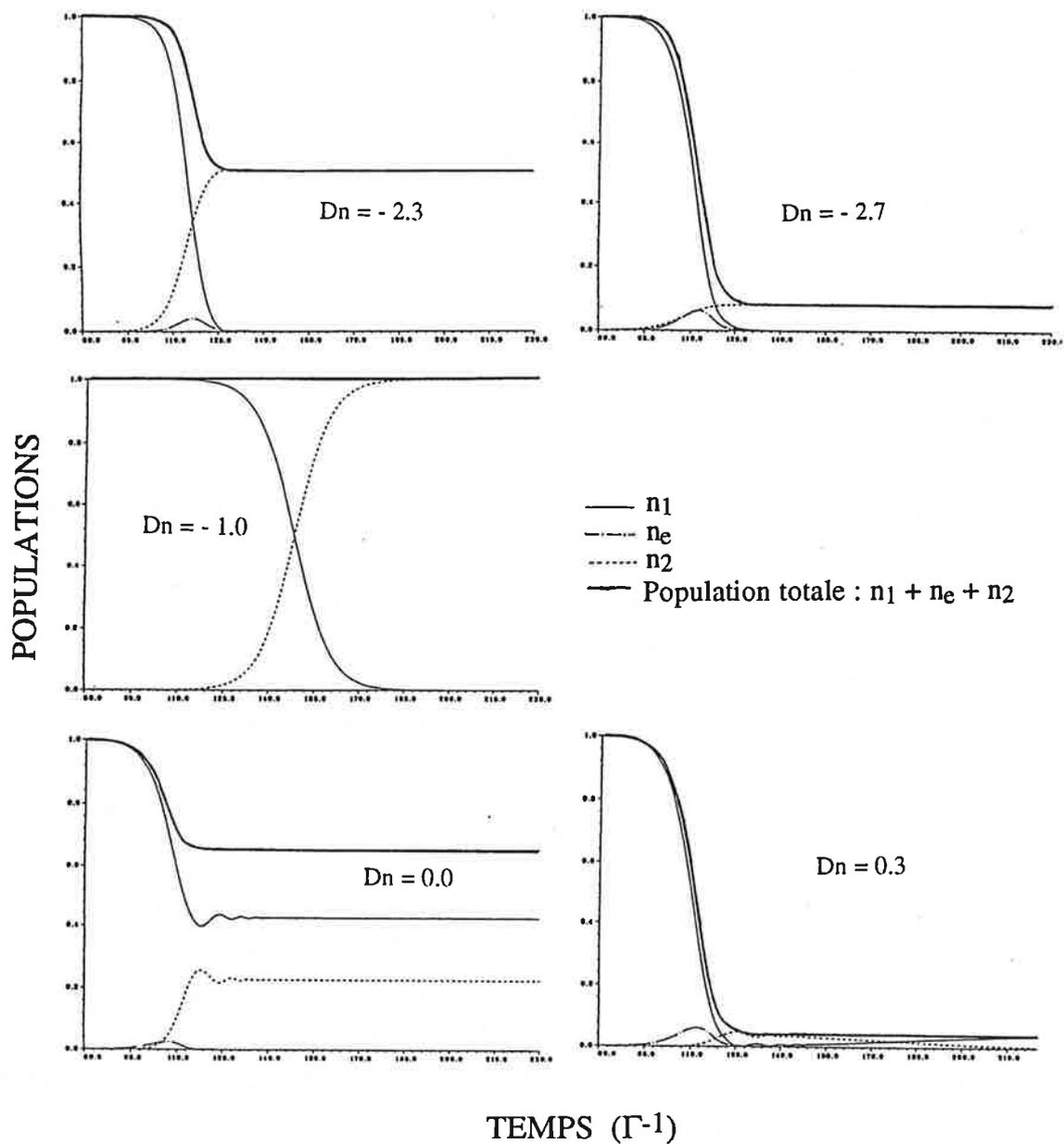


Figure III - 1 - 10a - Evolution temporelle des populations des sous-niveaux 1, e et 2, ainsi que la somme des populations pour différentes valeurs de D_n pour un paramètre de saturation de 50.

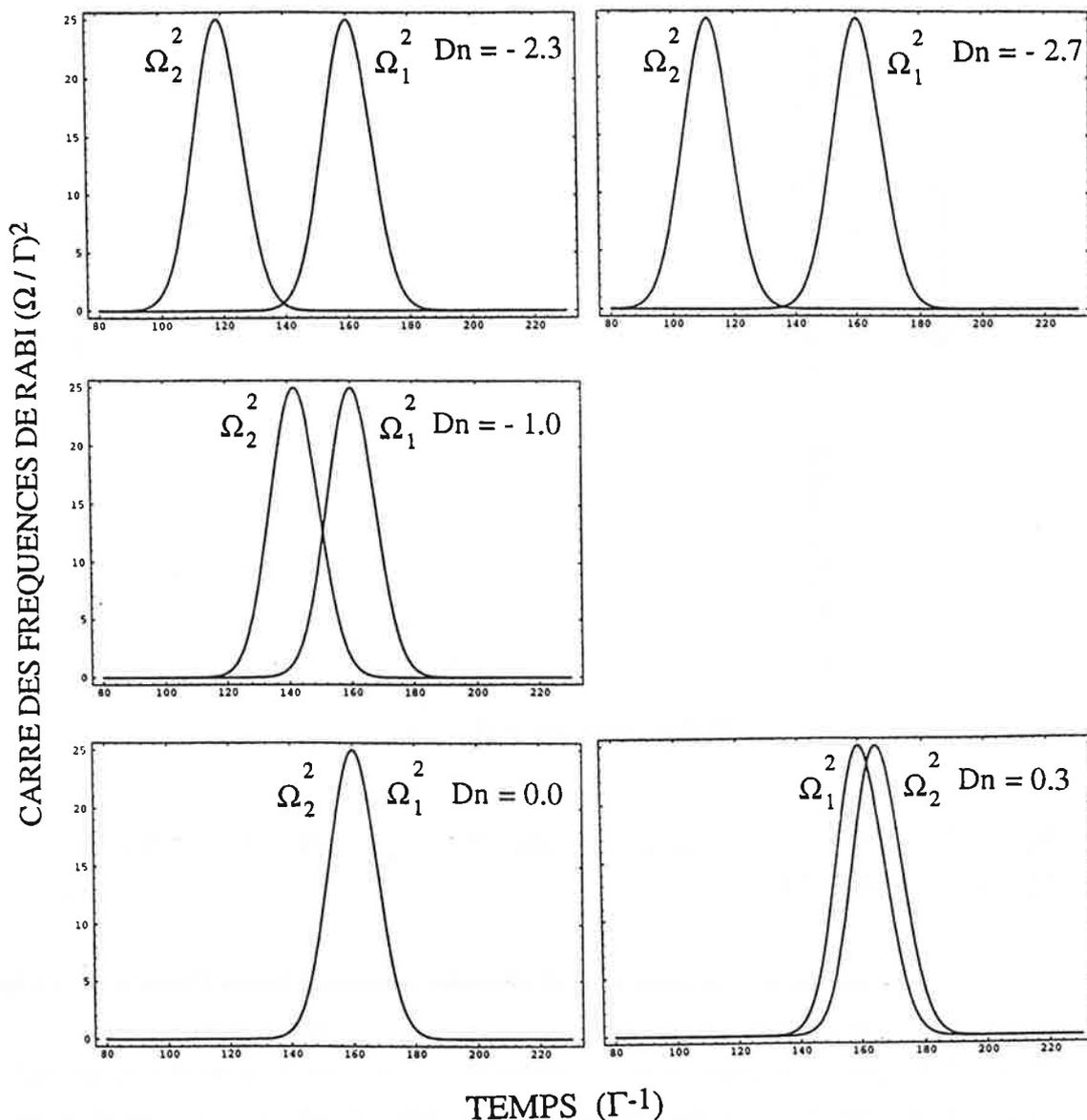


Figure III - 1 - 10b - Représentation des impulsions pour différentes valeurs de D_n .

La figure III - 1 - 11 montre que le taux de transfert augmente avec la fréquence de Rabi, c'est-à-dire avec l'intensité des faisceaux lasers. Nous avons pris pour chaque point la valeur optimum de D_n . Cependant cette valeur est très peu modifiée lorsque la fréquence de Rabi augmente: elle varie entre -1 et -2 lorsque Ω varie de 0 à 20Γ . Sur cette courbe, nous voyons que le taux de transfert est important ($\sim 90 \%$) pour une valeur de la fréquence de Rabi de l'ordre de Γ ($s_0 = 2$). Ce taux tend vers un pour des fréquences de Rabi de l'ordre de sept fois le taux d'émission spontanée, pour des paramètres de saturation de l'ordre de 100.

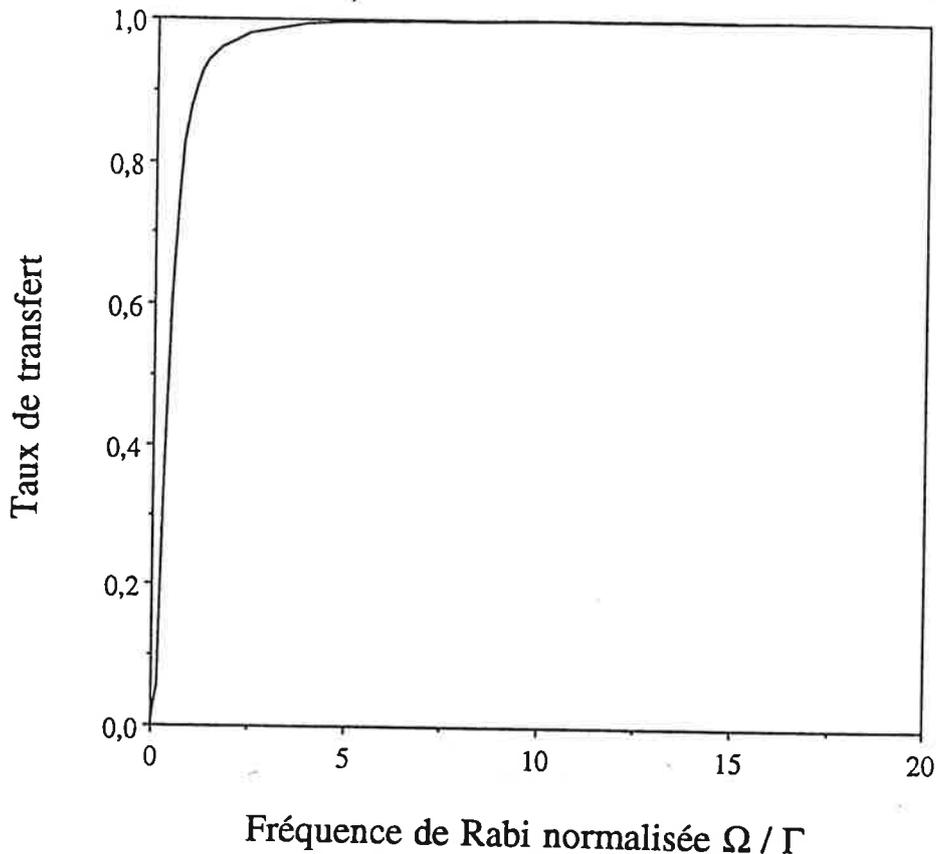


Figure III - 1 - 11 - Taux de transfert en fonction de la fréquence de Rabi normalisée par rapport à Γ ($XK1 = XK2$).

L'existence du processus d'émission spontanée limite l'efficacité du taux de transfert de population lorsque le système atomique n'est pas dans l'état non couplé car il y a des pertes de population. Le recouvrement des impulsions est un paramètre important à contrôler: il faut que l'impulsion 2 précède l'impulsion 1. Le taux de transfert adiabatique est maximum lorsque l'écart entre les maxima des deux impulsions est égal à environ la largeur à mi-hauteur des impulsions. Dans ce cas, le taux peut atteindre 100% pour de grands paramètres de saturation. Outre la condition d'adiabaticité qui impose une grande fréquence de Rabi par rapport à l'inverse du temps d'évolution des impulsions, celle-ci doit aussi être grande par rapport au taux d'émission spontanée pour assurer un taux de transfert adiabatique de population proche de 100%.

Pour comprendre l'effet de plusieurs sous-niveaux sur l'efficacité du transfert de population, nous allons étudier de façon théorique les systèmes à cinq, sept ou neuf niveaux. Le calcul suit exactement les mêmes approximations que dans le cas d'un système à trois niveaux disposés en Λ .

III - 2 - TRANSFERT ADIABATIQUE DE POPULATION DANS LES SYSTEMES MULTI - NIVEAU

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à des systèmes plus complexes composés d'un nombre impair de niveaux disposés en plusieurs Λ en présence de deux champs électromagnétiques couplant respectivement les branches de gauche et de droite des Λ : on les appellera systèmes multi- Λ . Nous allons généraliser le concept d'état piège sur lequel repose le processus de transfert adiabatique dans des systèmes multi- Λ . Nous allons montrer que l'on peut obtenir un système multi- Λ dans le cas de transition de types $j \rightarrow j$ et $j \rightarrow j - 1$ en configuration de champs électromagnétiques σ^+ et σ^- . Un exemple de résultats de calcul est donné dans la référence [SMI92] pour des systèmes multi-niveau.

Dans le premier paragraphe, nous donnons l'expression de l'état piège pour les exemples suivants: les transitions $F = 2 \rightarrow F' = 2$, $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 4$ permettant de définir des systèmes double- Λ , triple- Λ et quadruple- Λ . Dans le deuxième paragraphe, nous exposons les résultats des calculs pour les transitions de type $j \rightarrow j$ dans la configuration de champs électromagnétiques σ^+ et σ^- .

III - 2 - 1 - Existence de l'état piège dans les systèmes multi-niveau

Pour obtenir un état piège, il faut qu'il y ait des interférences destructives entre les amplitudes de transition entre sous-niveaux du niveau fondamental et du niveau excités. Il apparaît immédiatement qu'il n'est pas possible de construire un état piège pour une transition de type $j \rightarrow j + 1$. Pour fixer les idées, avant de généraliser, nous allons regarder le cas immédiatement plus simple après la transition $j = 1 \rightarrow j' = 1$ (prototype du système Λ), le cas $j = 2 \rightarrow j' = 2$ (prototype du système double- Λ).

1 - a - La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$

La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ est représentée sur la figure III - 2 - 1 avec les coefficients de Clebsch-Gordan dont le rôle est important pour la détermination de l'état piège. En absence d'émission spontanée, le système se compose de systèmes découplés en double- Λ et W . Il n'y a pas, comme dans le cas $j = 1 \rightarrow j' = 1$, de possibilité de pompage optique d'un système sur l'autre, mais ceci n'est pas réellement

nécessaire dans le cas du transfert adiabatique. Le système en W ne présente aucun état piège. En effet, n'importe quelle combinaison linéaire des sous-niveaux Zeeman $F = 2$, $m_F = +1$ et $F = 2$, $m_F = -1$ est couplée aux champs électromagnétiques en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Les sous-niveaux Zeeman $F' = 2$, $m'_F = +2$ et $F' = 2$, $m'_F = -2$ du niveau excité peuvent être peuplés. Le système double Λ est par contre très similaire au système Λ et possède un état piège. Pour simplifier, nous appelons les sous-niveaux Zeeman impliqués dans le processus de transfert adiabatique, $|g_1\rangle$, $|g_2\rangle$, $|g_3\rangle$ pour les niveaux du fondamental et $|e_1\rangle$ et $|e_2\rangle$ pour les niveaux excités (cf figure III - 2 - 1). De plus, nous notons a et b , les coefficients de Clebsch-Gordan, qui sont anti-symétriques pour toute transition de type $j \rightarrow j$.

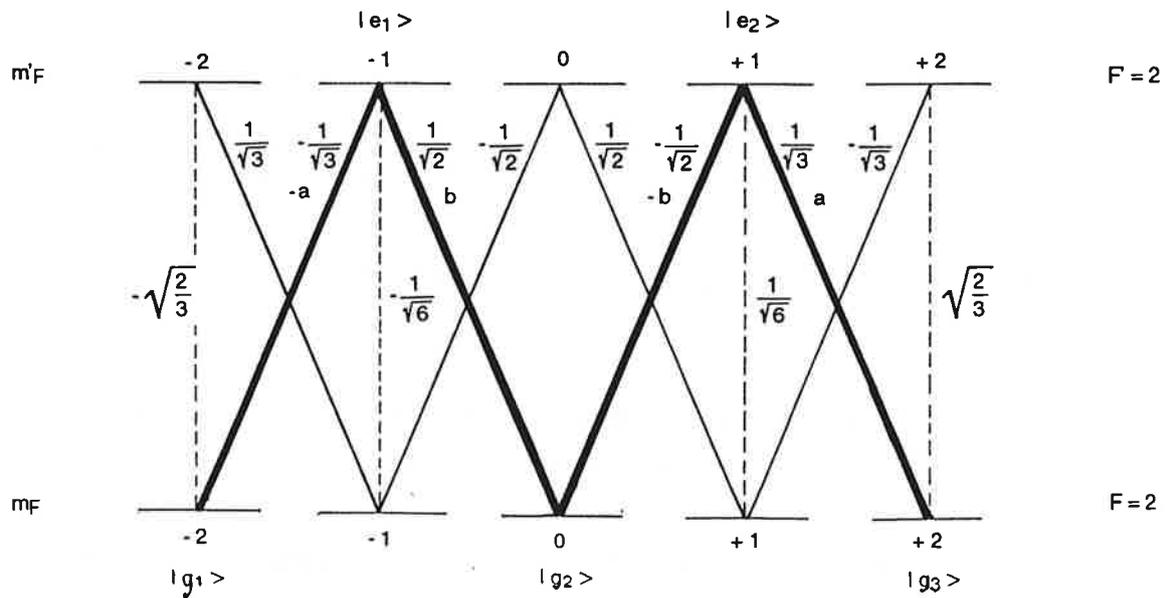


Figure III - 2 - 1 - Schéma de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ avec les coefficients de Clebsch-Gordan (les signes négatifs sont une conséquence du choix de la phase relative entre les champs électromagnétiques σ^+ et σ^-). Le trait épais correspond au système double- Λ , le trait simple, au système W et le trait pointillé, aux transitions π .

Dans l'approximation du champ tournant, le hamiltonien d'interaction du système avec deux champs électromagnétiques polarisés σ^+ et σ^- qui se propagent, dans le même sens s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \left(-a \Omega_+ |e_1\rangle \langle g_1| + b \Omega_- |e_1\rangle \langle g_2| - b \Omega_+ |e_2\rangle \langle g_2| + a \Omega_- |e_2\rangle \langle g_3| \right) \quad (\text{III - 2 - 1})$$

On peut mettre l'état piège sous la forme d'une combinaison linéaire des états du niveau fondamental, $|g_1\rangle$, $|g_2\rangle$ et $|g_3\rangle$. Il est noté $|\psi_0\rangle$ et s'écrit:

$$|\psi_0\rangle = \alpha_{g_1}|g_1\rangle + \alpha_{g_2}|g_2\rangle + \alpha_{g_3}|g_3\rangle \quad (\text{III - 2 - 2})$$

L'état piège est non couplé au champ électromagnétique. En projetant sur les deux états du niveau excité, nous obtenons les conditions suivantes:

$$\begin{aligned} \langle e_1 | \mathcal{H}_I | \psi_0 \rangle &= 0 \\ \text{et} \\ \langle e_2 | \mathcal{H}_I | \psi_0 \rangle &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III - 2 - 3})$$

et nous obtenons deux équations pour les coefficients α_{g_i} :

$$\begin{aligned} -a\Omega_+ \alpha_{g_1} + b\Omega_- \alpha_{g_2} &= 0 \\ \text{et} \\ -b\Omega_+ \alpha_{g_2} + a\Omega_- \alpha_{g_3} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III - 2 - 4})$$

La condition de normalisation de la somme des populations π_1 , π_2 et π_3 permet de résoudre entièrement le système. Après résolution, l'expression de l'état piège est donnée par:

$$|\psi_0\rangle = \frac{b\left(\Omega_-^2 |g_1\rangle + \Omega_+^2 |g_3\rangle\right) + a\Omega_+ \Omega_- |g_2\rangle}{\sqrt{b^2\left(\Omega_+^4 + \Omega_-^4\right) + a^2 \Omega_+^2 \Omega_-^2}} \quad (\text{III - 2 - 5})$$

L'énergie propre correspondant à l'état piège est $\hbar \delta$ où δ est le désaccord entre la fréquence laser ω_L et la fréquence atomique ω_0 ($\delta = \omega_L - \omega_0$), supposée la même pour toute les sous-transitions. Nous avons vu dans la partie III - 1 que l'une des conditions d'adiabaticité pour le processus de transfert de population est que le désaccord soit négligeable par rapport aux fréquence de Rabi associées aux impulsions polarisées σ^+ et σ^- . Pour se rapprocher au mieux des conditions idéales pour le transfert adiabatique de population, nous avons pris un désaccord nul dans les équations d'évolution. La condition d'adiabaticité donnée par l'expression I - 3 - 9 reste valable pour les systèmes multi-niveau.

Nous voyons que l'on va pouvoir généraliser le transfert adiabatique à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Si nous nous plaçons initialement dans un état piège et que le

système évolue adiabatiquement avec les champs électromagnétiques, nous restons dans un état piège pendant toute la durée du processus. Les états excités ne sont pas peuplés et l'on reste dans le sous-système double Λ . L'autre sous-système W ne joue aucun rôle. Il est simple spectateur et n'est jamais peuplé. Les cas triviaux d'états pièges (ce sont eux qui interviennent comme état initial et état final de l'atome dans nos expériences) sont évidemment $m_F = +2$ en présence de σ^+ et $m_F = -2$ en présence de σ^- .

Après avoir étudié cet exemple sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$, nous allons considérer quelques transitions générales à plusieurs niveaux.

1 - b - Etat piège pour les systèmes multi- Λ

Nous pouvons aisément généraliser le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ à une transition $F \rightarrow F'$ avec $F > 2$ toujours dans une configuration de champs électromagnétiques $\sigma^+ - \sigma^-$. Comme précédemment, un tel système se décompose en deux sous-systèmes découplés en l'absence d'émission spontanée $F-V$ et $F-\Lambda$. Nous allons maintenant traiter deux cas qui correspondent dans le transfert adiabatique au système triple- Λ ($F = 3 \rightarrow F' = 3$) et quadruple- Λ ($F = 4 \rightarrow F' = 4$).

α - Système triple- Λ

Soit le système triple- Λ à sept niveaux schématisé sur la figure III - 2 - 2, les coefficients de Clebsch-Gordan sont supposés symétriques (ce qui correspond à un choix de la phase relative entre les champs électromagnétiques σ^+ et σ^-).

Le hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \left(-a \Omega_+ |e_1\rangle \langle g_1| + b \Omega_- |e_1\rangle \langle g_2| - c \Omega_+ |e_2\rangle \langle g_2| + c \Omega_- |e_2\rangle \langle g_3| - b \Omega_+ |e_3\rangle \langle g_3| + a \Omega_- |e_3\rangle \langle g_4| \right) \quad (\text{III - 2 - 6})$$

et l'état piège s'écrit:

$$|\psi_0\rangle = \alpha_{g_1} |g_1\rangle + \alpha_{g_2} |g_2\rangle + \alpha_{g_3} |g_3\rangle + \alpha_{g_4} |g_4\rangle \quad (\text{III - 2 - 7})$$

Les coefficients de l'état piège doivent remplir les trois conditions suivantes:

$$\begin{aligned}
 & - a \Omega_+ \alpha_{g1} + b \Omega_- \alpha_{g2} = 0 \\
 & \text{et} \\
 & - c \Omega_+ \alpha_{g2} + c \Omega_- \alpha_{g3} = 0 \\
 & \text{et} \\
 & - b \Omega_+ \alpha_{g3} + a \Omega_- \alpha_{g4} = 0
 \end{aligned} \tag{III - 2 - 8}$$

Dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$, le coefficient de Clebsch-Gordan c est non nul et nous trouvons un seul état piège donné par:

$$|\psi_0\rangle = \frac{b \left(\Omega_-^3 |g_1\rangle + \Omega_+^3 |g_4\rangle \right) + a \Omega_+ \Omega_- \left(\Omega_- |g_2\rangle + \Omega_+ |g_3\rangle \right)}{\sqrt{b^2 \left(\Omega_+^6 + \Omega_-^6 \right) + a^2 \Omega_+^2 \Omega_-^2 \left(\Omega_+^2 + \Omega_-^2 \right)}} \tag{III - 2 - 9}$$

$$\text{avec } a = \frac{1}{2}, \quad b = \sqrt{\frac{5}{12}} \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Les deux cas triviaux sont bien l'état $|g_1\rangle$ en présence de l'onde polarisée σ^- et l'état $|g_4\rangle$ en présence de l'onde polarisée σ^+ .

On peut remarquer que si le coefficient c est nul, la deuxième condition est obsolète. Le système correspond à deux états pièges complètement découplés faisant intervenir α_{g1} et α_{g2} d'une part et α_{g3} et α_{g4} de l'autre. Si à l'instant initial seul le niveau $|g_1\rangle$ est peuplé, le transfert adiabatique de population s'arrêtera sur le niveau $|g_2\rangle$ et l'état piège correspondant est simplement donné par:

$$|\psi_{01}\rangle = \frac{b \Omega_- |g_1\rangle + a \Omega_+ |g_2\rangle}{\sqrt{a^2 \Omega_+^2 + b^2 \Omega_-^2}} \tag{III - 2 - 10}$$

L'autre état piège n'intervient que si le niveau $|g_3\rangle$ ou le niveau $|g_4\rangle$ est initialement peuplé. Il s'écrit:

$$|\psi_{02}\rangle = \frac{a \Omega_- |g_3\rangle + b \Omega_+ |g_4\rangle}{\sqrt{a^2 \Omega_-^2 + b^2 \Omega_+^2}} \tag{III - 2 - 11}$$

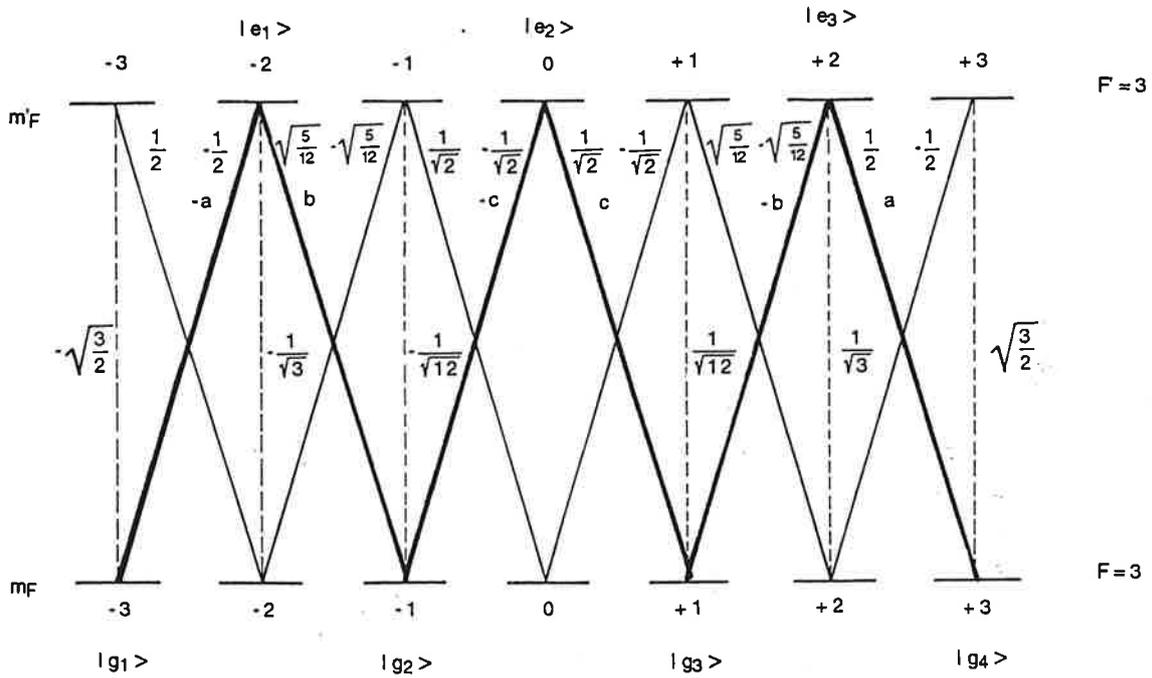


Figure III - 2 - 2 - Représentation du système triple- Λ dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ (les coefficients de Clebsch-Gordan sont portés sur la figure). Les sous-niveaux correspondant au système multi- Λ sont notés $|g_1\rangle$, $|g_2\rangle$, $|g_3\rangle$ et $|g_4\rangle$ pour le fondamental et $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$ et $|e_3\rangle$ pour les niveaux excités.

β - Système quadruple- Λ

Pour le système quadruple- Λ à neuf niveaux représentés sur la figure III - 2 - 3, le hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$\mathcal{H}_I = \hbar \left(a \Omega_+ |e_1\rangle \langle g_1| + b \Omega_- |e_1\rangle \langle g_2| + c \Omega_+ |e_2\rangle \langle g_2| + d \Omega_- |e_2\rangle \langle g_3| + d \Omega_+ |e_4\rangle \langle g_3| + c \Omega_- |e_3\rangle \langle g_4| + b \Omega_+ |e_4\rangle \langle g_4| + a \Omega_- |e_4\rangle \langle g_5| \right)$$

(III - 2 - 10)

et l'état non couplé est donné par:

$$|\psi_0\rangle = \frac{a c \left(\Omega_+^4 |g_1\rangle + \Omega_-^4 |g_5\rangle \right) - b c \Omega_+ \Omega_- \left(\Omega_+^2 |g_2\rangle + \Omega_-^2 |g_4\rangle \right) + b d \Omega_+^2 \Omega_-^2 |g_3\rangle}{\sqrt{a^2 c^2 \left(\Omega_+^8 + \Omega_-^8 \right) + b^2 c^2 \Omega_+^2 \Omega_-^2 \left(\Omega_+^2 + \Omega_-^2 \right) + b^2 d^2 \Omega_+^4 \Omega_-^4}}$$

(III - 2 - 11)

avec $a = \frac{1}{\sqrt{5}}$, $b = \sqrt{\frac{7}{20}}$, $c = \sqrt{\frac{9}{20}}$ et $d = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Les cas triviaux sont donnés par l'état $|g_1\rangle$ en présence de l'onde polarisée σ^- et l'état $|g_5\rangle$ en présence de l'onde polarisée σ^+ .

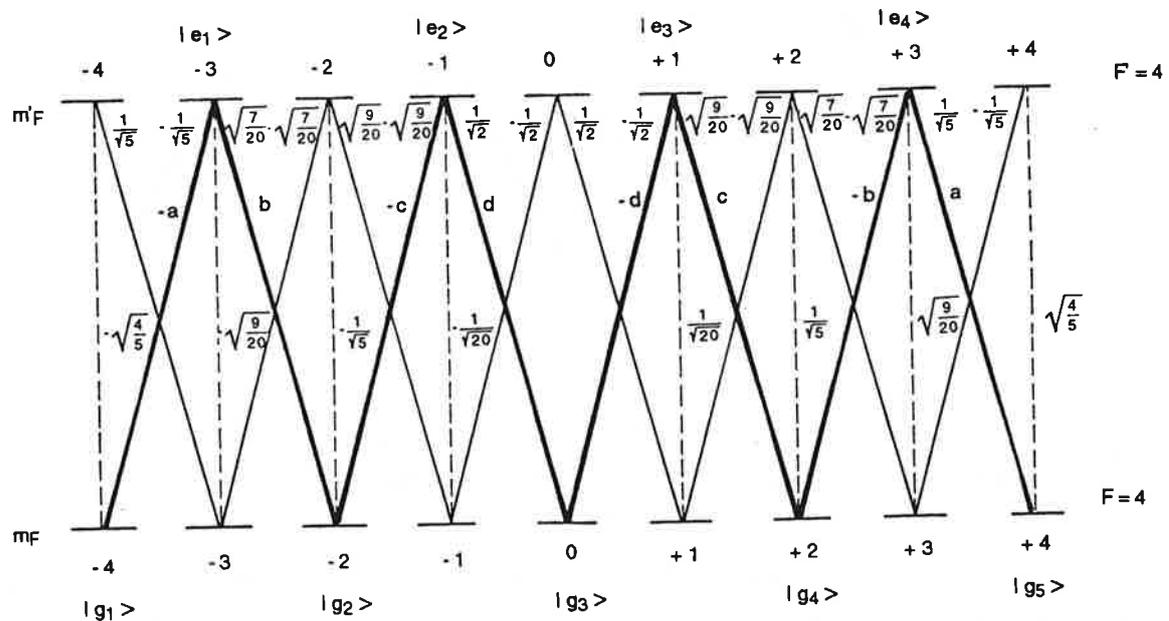


Figure III - 2 - 3 - Représentation du système quadrupole- Λ à neuf niveaux dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (les coefficients de Clebsch-Gordan sont portés sur la figure). Les états du système multi- Λ sont notés $|g_1\rangle$, $|g_2\rangle$, $|g_3\rangle$, $|g_4\rangle$ et $|g_5\rangle$ pour le fondamental et $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$, $|e_3\rangle$ et $|e_4\rangle$ pour les niveaux excités.

γ - Cas de transitions $F \rightarrow F - 1$

Si l'on considère les transitions $F \rightarrow F - 1$ dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, on voit apparaître deux sous-systèmes couplés uniquement par émission spontanée et qui sont un système $F - \Lambda$ et $(F - 1) - \Lambda$ (cf figure III - 2 - 4). On peut donc définir pour ce type de système deux états pièges différents. Un qui prend en compte les sous-niveaux Zeeman du fondamental de moment magnétique pair et l'autre ceux de moment magnétique impair. Dans le traitement de ces transitions, nous ne considérons dans la suite que l'état piège du système $F - \Lambda$ qui intervient dans l'expérience que l'on réalise.

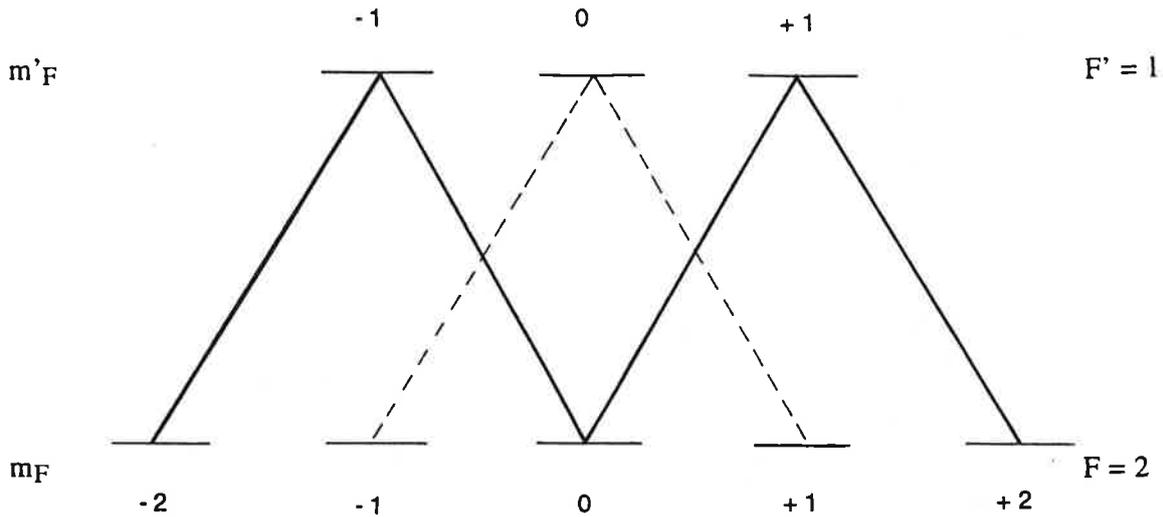


Figure III - 2 - 4 - Système atomique $F \rightarrow F - 1$ pour $F = 2$. Nous avons représenté les deux systèmes Λ possibles: un en trait plein et l'autre en trait pointillé.

D'après les paragraphes précédents, nous avons montré qu'il est possible de trouver un état piège pour une transition $j \rightarrow j$ ou $j \rightarrow j - 1$ dans une configuration de polarisation σ^+ et σ^- où il apparaît des systèmes multi- Λ . Les conditions d'adiabaticité énoncées dans la partie III - 1 pour un système à trois niveaux restent valables pour tout système multi- Λ dans une configuration de champs électromagnétiques σ^+ et σ^- . Dans le paragraphe suivant, nous détaillons les équations d'évolution temporelles afin de traiter numériquement ces systèmes.

III - 2 - 2 - Evolution temporelle des populations dans les systèmes multi- Λ

Les équations d'évolution pour les systèmes à plusieurs niveaux s'écrivent sur le même modèle que celles pour le système à trois niveaux disposés en Λ . Pour chaque transition que nous considérons, nous donnons les équations d'évolution. Puis, nous montrons les différentes courbes obtenues calculées. Nous étudions d'abord les transitions de type $j \rightarrow j$ dans le paragraphe 2 - a. Nous comparons les deux types de transition $j \rightarrow j$ et $j \rightarrow j - 1$ dans le paragraphe 2 - b.

2 - a - Les transitions de type $j \rightarrow j$

Le formalisme de la fonction d'onde utilisé prend maintenant tout son intérêt puisque le nombre d'équations devient réellement moins important qu'avec l'utilisation de la matrice densité. Nous allons étudier les transitions $F = 2 \rightarrow F' = 2$, $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 4$.

α - La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$

Considérons la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Comme nous l'avons vu pour le système à trois niveaux disposés en L, les résultats obtenus lorsque l'on ne tient pas en compte l'émission spontanée ne présentent pas beaucoup d'intérêt. On fait donc intervenir l'émission spontanée à partir des niveaux excités $|e_1\rangle$ et $|e_2\rangle$. Les équations d'évolution s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 \dot{\alpha}_{g1} &= i a \Omega_1 \alpha_{e1} \\
 \dot{\alpha}_{e1} &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e1} + i a \Omega_1 \alpha_{g1} - i b \Omega_2 \alpha_{g2} \\
 \dot{\alpha}_{g2} &= -i b (\Omega_2 \alpha_{e1} - \Omega_1 \alpha_{e2}) \\
 \dot{\alpha}_{e2} &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e2} + i b \Omega_1 \alpha_{g2} - i a \Omega_2 \alpha_{g3} \\
 \dot{\alpha}_{g3} &= -i a \Omega_2 \alpha_{e2}
 \end{aligned}
 \tag{III - 2 - 12}$$

La figure III - 2 - 5 montre le transfert adiabatique dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ en fonction du recouvrement des impulsions de champ σ^+ et σ^- (Dn) et cela pour différentes fréquences de Rabi ($XK1 = XK2 = XK$).

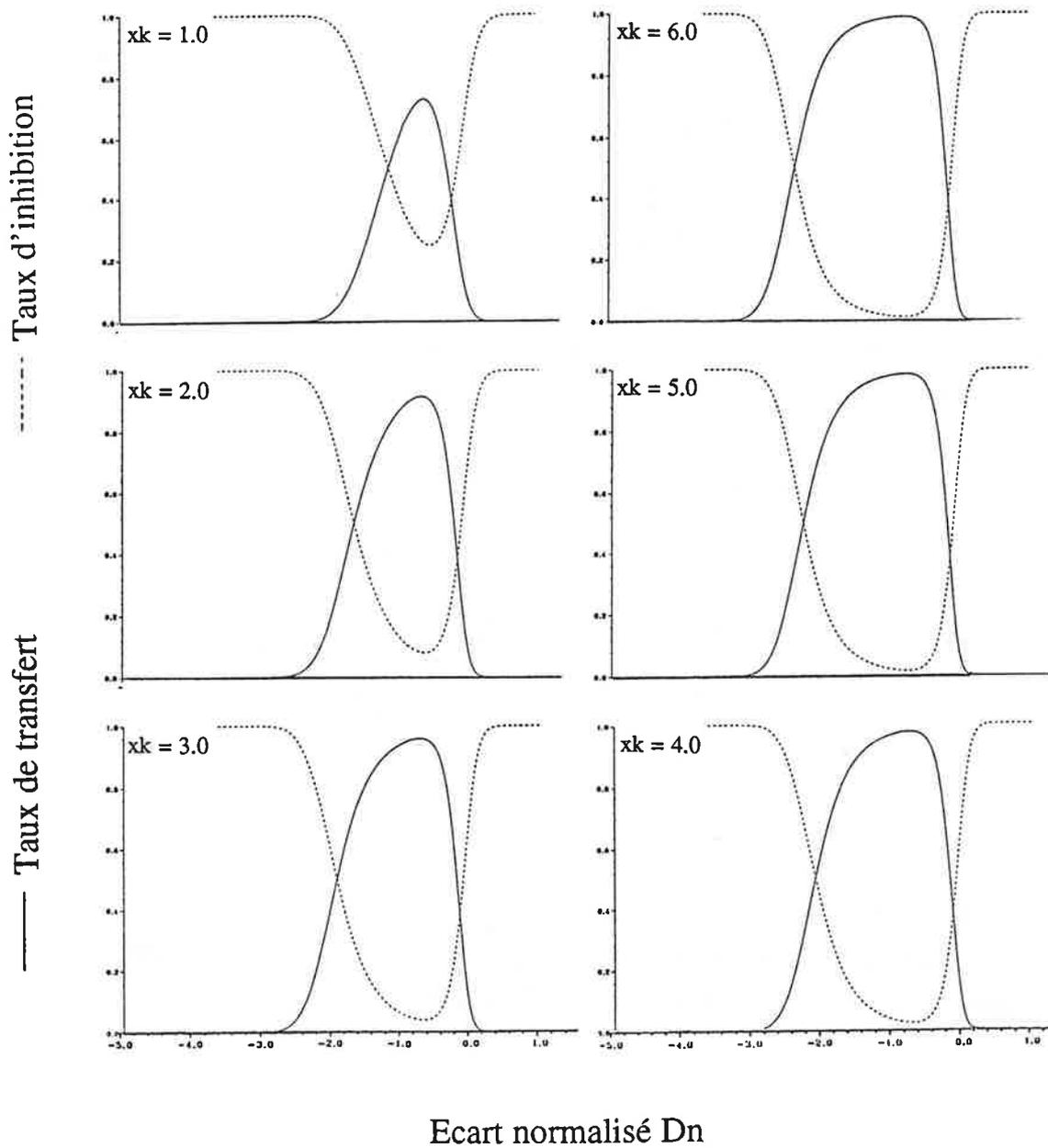


Figure III - 2 - 5 - Taux de transfert et d'inhibition en fonction de D_n pour différentes valeurs de XK pour la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ($s_0 = 2XK^2$).

On voit que le taux de transfert adiabatique est quasi-nul pour $Dn \geq 0$, il est maximum pour Dn proche de -1 pour toutes les valeurs de la fréquence de Rabi. Ce taux croit avec le paramètre de saturation et atteint son maximum pour une fréquence de Rabi $\sim 3 \Gamma$. La zone pour laquelle se produit efficacement le transfert tend alors à augmenter et l'on obtient pratiquement un transfert de 100 % pour une fréquence de Rabi de 5Γ sur une zone variant de -1.5 à -0.5 , ce qui correspond à toute la zone où le transfert adiabatique est possible. En effet, en dehors de cette zone soit l'impulsion σ^- n'arrive pas en premier ($Dn \geq 0$), soit il n'y a plus de recouvrement $Dn < -3$. On comprend l'élargissement progressif des courbes puisque c'est la fréquence de Rabi dans la zone de recouvrement qui compte et non le maximum de ces fréquences pour chacune des impulsions. Pour remplir les conditions d'adiabaticité, il faut que la zone de recouvrement des champs σ^+ et σ^- (qui correspond au temps d'extinction et d'allumage simultané des champs) ne soit pas trop petite et que les fréquences de Rabi associées au champs soient importantes dans cette zone. Donc, plus la fréquence de Rabi augmente, plus l'écart entre les deux impulsions peut être plus grand.

Nous avons réalisé les mêmes études pour les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Nous donnons juste les résultats du calcul numérique sous forme de courbes résumées sur les figures III - 2 - 6 et 7.

β - La transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$

Les équations d'évolution en présence d'émission spontanée sont données par:

$$\begin{aligned}
 \dot{\alpha}_{g1} &= i a \Omega_1 \alpha_{e1} \\
 \dot{\alpha}_{e1} &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e1} + i a \Omega_1 \alpha_{g1} - i b \Omega_2 \alpha_{g2} \\
 \dot{\alpha}_{g2} &= -i b \Omega_2 \alpha_{e1} + i c \Omega_1 \alpha_{e2} \\
 \dot{\alpha}_{e2} &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e2} + i c (\Omega_1 \alpha_{g2} - \Omega_2 \alpha_{g3}) \\
 \dot{\alpha}_{g3} &= -i c \Omega_2 \alpha_{e2} + i b \Omega_1 \alpha_{e3} \\
 \dot{\alpha}_{e3} &= -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e3} + i b \Omega_1 \alpha_{g3} - i a \Omega_2 \alpha_{g4} \\
 \dot{\alpha}_{g4} &= -i a \Omega_2 \alpha_{e3}
 \end{aligned}$$

(III - 2 - 11)

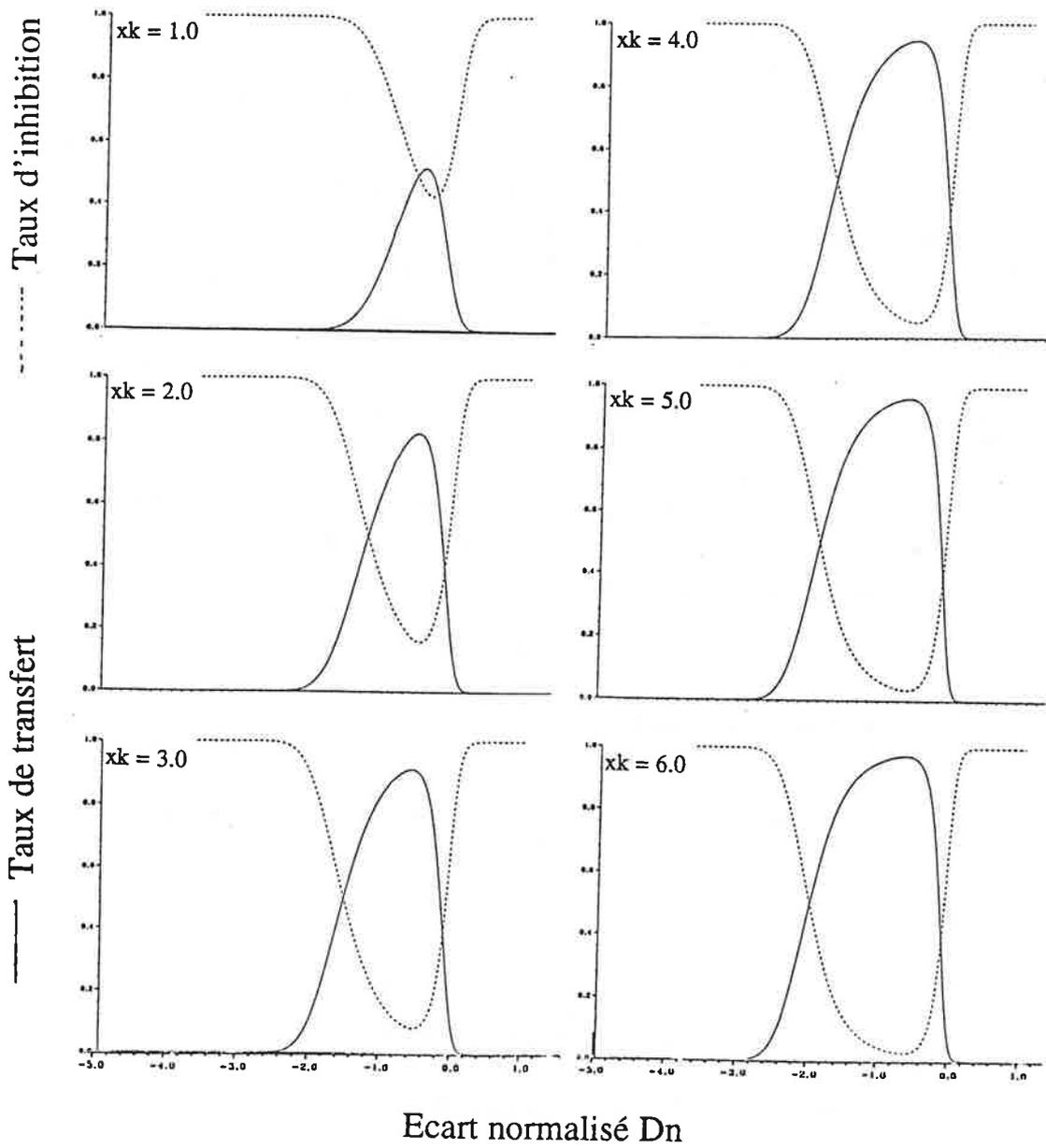


Figure III - 2 - 6 - Taux de transfert et d'inhibition en fonction de Dn pour différentes valeurs de XK pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ($s_0 = 2XK^2$).

Comme la figure III - 2 - 5, nous avons représenté l'évolution du taux de transfert et de taux de fuite en fonction de l'écart entre les maxima des deux impulsions normalisé en fonction de la largeur à mi-hauteur pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ sur la figure III - 2 - 6. Le nombre de sous-niveaux Zeeman impliqués dans le processus de transfert augmente et donc la perte de population par émission spontanée est plus importante. On comprend bien alors que le taux de transfert diminue pour une même valeur de la fréquence de Rabi. A titre de comparaison, cette valeur est égale à environ 72 % dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ et elle est égale à environ 52 % dans le cas de cette transition pour une fréquence de Rabi $\Omega = \Gamma$. Il faut donc augmenter la fréquence de Rabi jusqu'à la valeur de 3Γ pour obtenir un taux de transfert d'environ 90% alors qu'il suffisait une fréquence de 2Γ dans le cas de la transition précédente. Le taux de transfert maximum tend toujours vers la valeur de 100 % pour des grandes fréquences de Rabi. Sinon, l'évolution du taux de transfert est très similaire à celle obtenue dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$.

γ - La transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$

Les équations d'évolution dans le cas $F = 4 \rightarrow F' = 4$ en présence d'émission spontanée sont données par:

$$\dot{\alpha}_{g1} = i a \Omega_1 \alpha_{e1}$$

$$\dot{\alpha}_{e1} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e1} + i a \Omega_1 \alpha_{g1} - i b \Omega_2 \alpha_{g2}$$

$$\dot{\alpha}_{g2} = -i b \Omega_2 \alpha_{e1} + i c \Omega_1 \alpha_{e2}$$

$$\dot{\alpha}_{e2} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e2} + i c \Omega_1 \alpha_{g2} - i d \Omega_2 \alpha_{g3}$$

$$\dot{\alpha}_{g3} = -i d (\Omega_2 \alpha_{e2} - \Omega_1 \alpha_{e3})$$

$$\dot{\alpha}_{e3} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e3} + i d \Omega_1 \alpha_{g3} - i c \Omega_2 \alpha_{g4}$$

$$\dot{\alpha}_{g4} = -i c \Omega_2 \alpha_{e3} + i b \Omega_1 \alpha_{e4}$$

$$\dot{\alpha}_{e4} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e4} + i b \Omega_1 \alpha_{g4} - i a \Omega_2 \alpha_{g5}$$

$$\dot{\alpha}_{g5} = -i a \Omega_2 \alpha_{e4}$$

(III - 2 - 12)

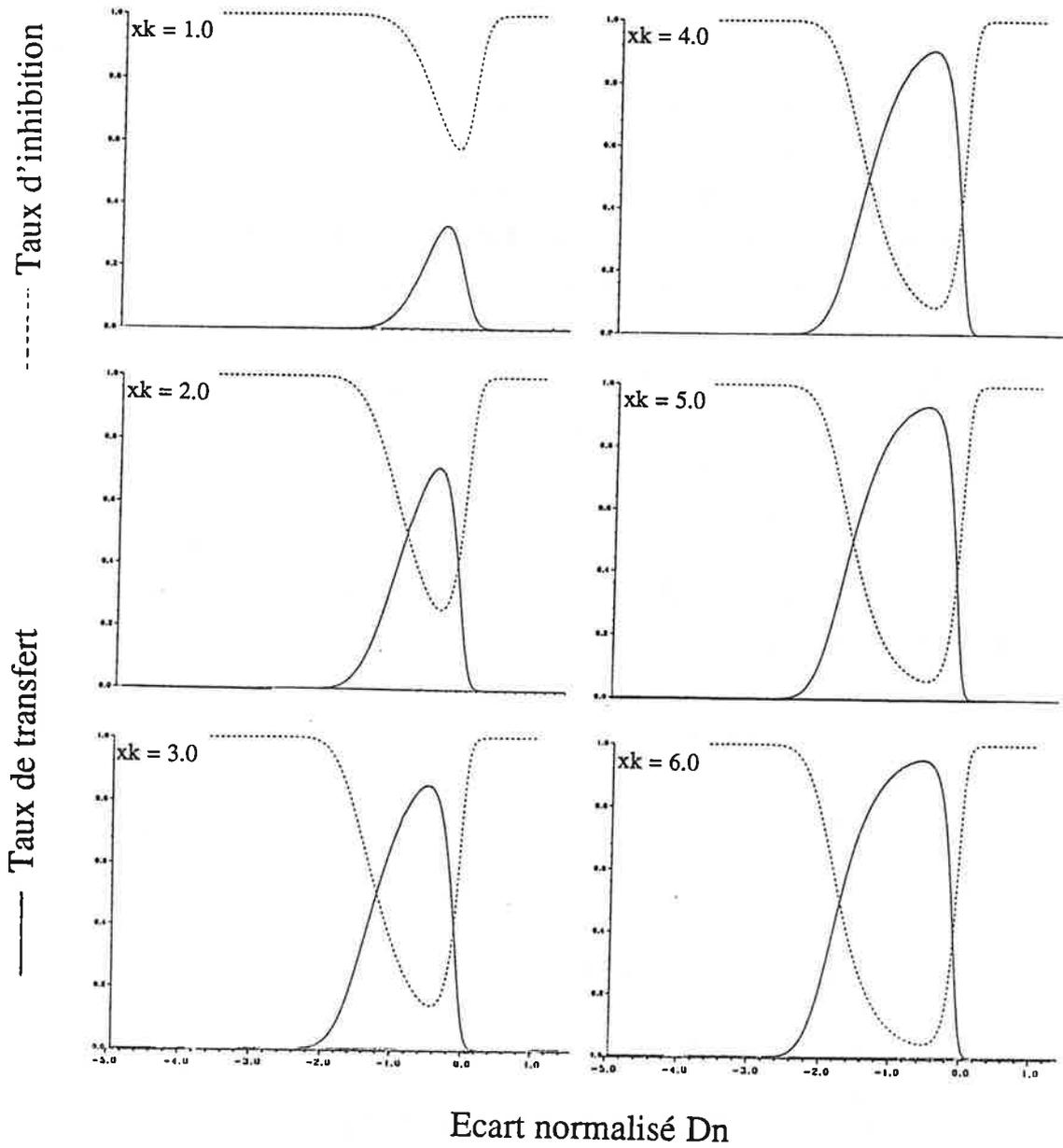


Figure III - 2 - 7 - Taux de transfert et d'inhibition en fonction de D_n pour différentes valeurs de XK pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ ($s_0 = 2XK^2$).

Les résultats sont aussi très similaires quasi-identiques à ceux présentés dans les paragraphes précédents. La tendance du taux de transfert à diminuer est toujours très rapide lorsque que le nombre de niveaux impliqués dans le processus augmente. Il chute à environ 32 % dans le cas de la transition à neuf niveaux pour une fréquence de Rabi $\Omega = \Gamma$. Il faut ici une fréquence de Rabi égale à 4Γ pour obtenir un taux de transfert de 90%.

En règle générale, le taux de transfert est voisin de 100 % lorsque la puissance laser est importante ($s_0 \sim 50$). Dans ce cas, les conditions d'adiabaticité sont mieux remplies et les pertes par émission spontanée sont moins importantes.

Le système à neuf niveaux sera plus longuement étudié par la suite car nous sommes expérimentalement intéressés à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium.

2 - b - Synthèse des résultats

En résumé, le taux de transfert est d'autant plus faible que le nombre de niveaux impliqués dans le processus est important. Cependant, pour des grandes valeurs de la fréquence de Rabi, la différence tend à s'estomper (cf figure III - 2 - 8).

Les figures II - 2 - 8 et 9, montre l'évolution du taux de transfert en fonction de la fréquence de Rabi pour des transitions $j \rightarrow j$ et $j \rightarrow j - 1$. On voit que le taux de transfert est plus important dans le cas des transitions $j \rightarrow j$ que dans celui des transitions $j \rightarrow j - 1$. Ce résultat est dû au fait que les coefficients de Clebsch-Gordan sont différents pour chaque transition et conduisent à des résultats moins favorables dans le cas $j \rightarrow j - 1$ où les conditions d'adiabaticité sont plus difficiles à remplir.

Remarque: Comme pour la figure III - 1 - 10, la valeur de D_n est optimum pour chaque point des figures III - 2 - 8 et 9.

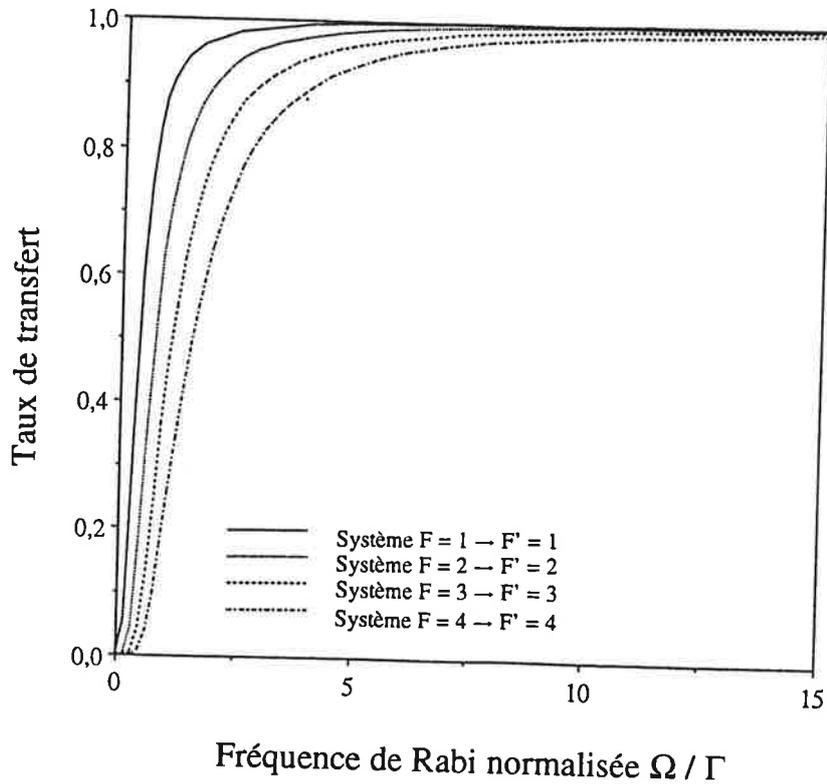


Figure III - 2 - 8 - Evolution du taux de transfert en fonction de l'intensité des impulsions, normalisée par rapport au taux d'émission spontanée pour les transitions de type $j \rightarrow j$.

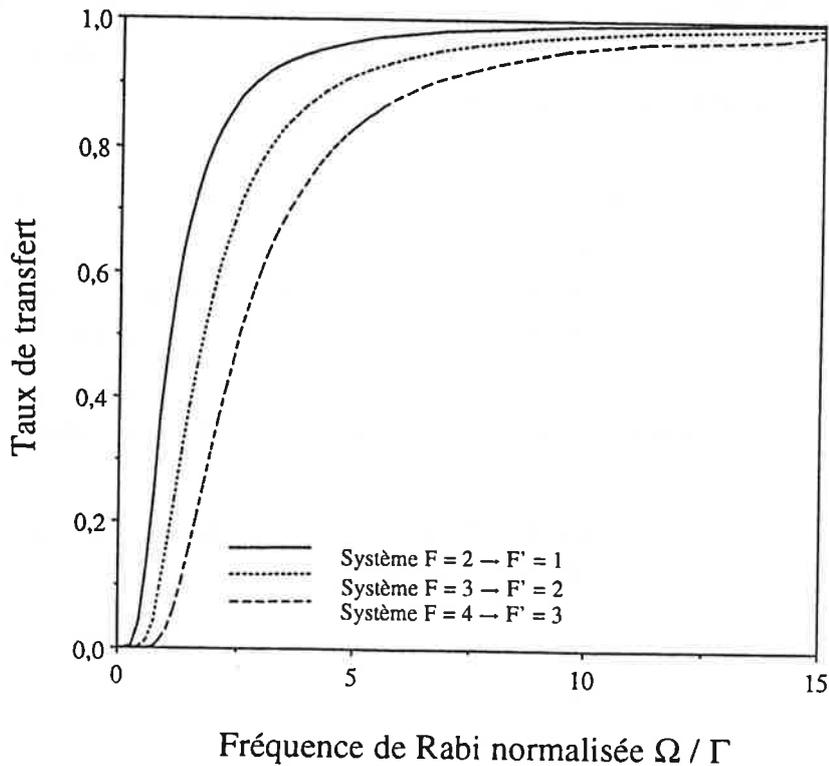


Figure III - 2 - 9 - Evolution du taux de transfert en fonction de l'intensité des impulsions, normalisée par rapport au taux d'émission spontanée pour les transitions de type $j \rightarrow j - 1$.

Nous avons montré que le transfert de population dépendait de plusieurs paramètres: le recouvrement des impulsions, l'intensité des impulsions, le nombre de niveaux et le type de transition. L'étude simultanée des deux types de transition a été motivée par l'obtention de résultats expérimentaux très différents pour les transitions entre les niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$ de la raie D_2 du césium. Dans la partie suivante, nous allons examiner les résultats expérimentaux obtenus pour ces deux transitions.

III - 3 - MISE EN EVIDENCE DU TRANSFERT ADIABATIQUE DE POPULATION

La réalisation expérimentale du transfert adiabatique de population a demandé de soigner la manière d'effectuer l'expérience. Si le principe de l'expérience est facilement compréhensible, la mise en place des différents éléments du montage afin d'être sûrs de mettre en évidence un transfert adiabatique de population est beaucoup plus délicate.

Dans le premier paragraphe, nous exposons le principe de l'expérience. Nous décrivons le montage expérimental dans le deuxième paragraphe. Le troisième paragraphe est consacré à la procédure expérimentale. Finalement, dans un quatrième et dernier paragraphe, nous donnons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus et que nous avons présentés dans la référence [PIL93].

III - 3 - 1 - Principe de l'expérience

Le but de cette expérience est la mise en évidence du transfert adiabatique de population dans les systèmes multi-niveau ou multi- Λ . La transition atomique que nous avons considérée est la transition entre les niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium, centrée autour de 852.1 nm (cf figure III - 3 - 1). Ce système multi-niveau, en présence d'un champ électromagnétique en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ correspond à un système multi- Λ .

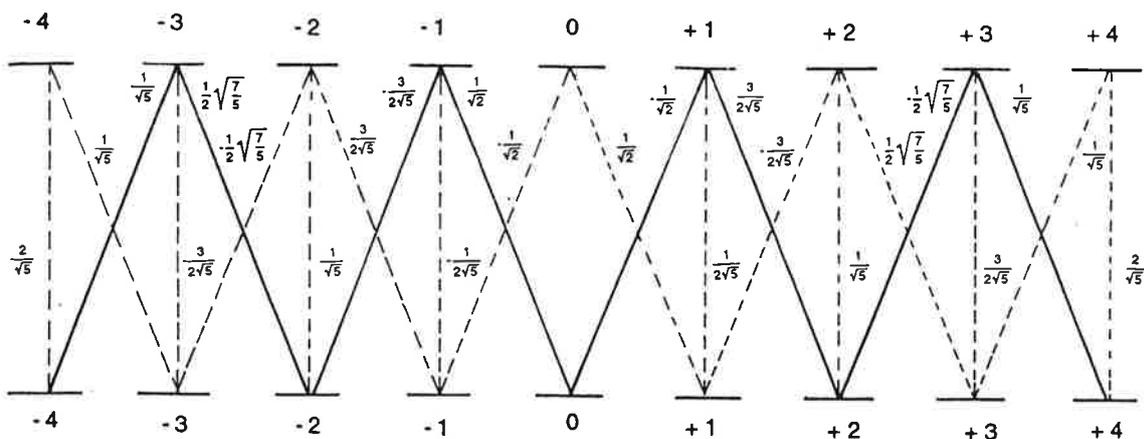


Figure III - 3 - 1 - Transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Nous avons représenté en trait plein le système multi- Λ , pouvant posséder des états pièges.

Le principe de l'expérience est simple. Deux faisceaux lasers polarisés σ^+ et σ^- , se propageant dans le même sens, interagissent perpendiculairement avec un jet atomique de césium. Un atome du jet traverse la zone des champs lasers avec une vitesse longitudinale donnée (v_x). L'atome voit l'évolution spatiale des faisceaux lasers de la même manière que s'il interagissait avec deux impulsions de polarisations σ^+ et σ^- . Les deux lasers σ^+ et σ^- ont la même fréquence et sont accordés sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Nous préparons initialement les atomes dans l'état $|F = 4, m_F = +4\rangle$ par pompage optique. Les deux faisceaux lasers sont en outre partiellement superposés. Le recouvrement des deux faisceaux est tel que l'atome voit d'abord une polarisation, puis une superposition de deux et enfin l'autre polarisation. On fait varier le degré de recouvrement dans l'étude du transfert adiabatique. Le transfert adiabatique se produit si on est initialement dans un état piège, c'est à dire que l'atome voit d'abord un champ σ^+ . Les conditions d'adiabaticité imposent que les atomes subissent plusieurs oscillations de Rabi pendant la durée de l'interaction où plus précisément la durée du recouvrement des faisceaux lasers, c'est-à-dire que l'on est en régime de champ fort. Si ces conditions sont réalisées, les atomes restent dans l'état piège pendant toute la durée de l'interaction. A la fin du processus, ils se trouvent donc dans l'état piège $|F = 4, m_F = -4\rangle$ en présence du champ laser polarisé σ^- (cf figure III - 3 - 2). Nous réalisons ainsi un transfert adiabatique de population du sous-niveau Zeeman $m_F = +4$ vers le sous-niveau Zeeman $m_F = -4$ du niveau hyperfin $F = 4$ du fondamental..

III - 3 - 2 - Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure III - 3 - 2. Il comprend un jet atomique de césium et un certain nombre de lasers. Un premier laser L_p permet la préparation des atomes dans l'état de départ $m_F = +4$. La zone de transfert adiabatique est constituée de deux lasers L_{T+} et L_{T-} , partiellement superposés. L'analyse de la population dans l'état d'arrivée $m_F = -4$ est réalisée par les lasers L_A et L_D . Une caméra CCD permet aussi d'observer la fluorescence dans la zone de transfert adiabatique.

Un bon nombre d'éléments du présent montage expérimental ont déjà été exposés au chapitre II. Nous ne reviendrons pas sur le détail de ceux-ci. Dans le premier paragraphe, nous détaillons les modifications apportées au jet atomique. Le deuxième paragraphe décrit les différents faisceaux lasers et explique leur fonction. Dans le troisième paragraphe, nous discutons les systèmes de détection utilisés.

2 - a - Le jet atomique

Le jet atomique est le même que celui utilisé pour les expériences exposées au chapitre II. Nous avons utilisé le même dispositif d'enceinte à vide que pour l'étude des mélasses optiques. Le four possède maintenant une fente de sortie est de largeur $100 \mu\text{m}$ et les atomes sont chauffés à une température d'environ 120°C (393K), ce qui correspond à une vitesse longitudinale moyenne de l'ordre de 270ms^{-1} . Ils interagissent avec plusieurs faisceaux lasers déjà mentionnés dont nous allons préciser exactement le rôle.

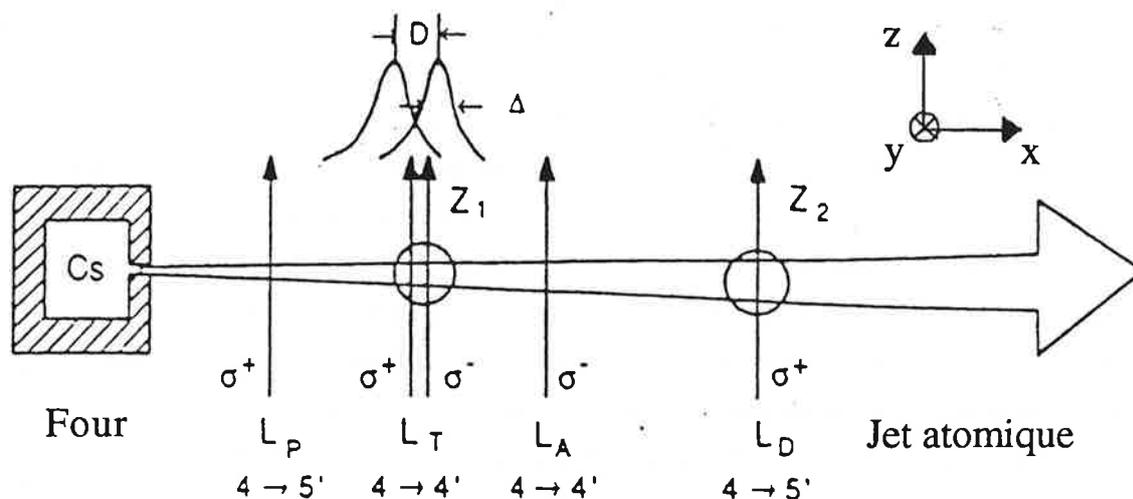


Figure III - 3 - 2 - Schéma du dispositif expérimental. Le laser de préparation L_P est polarisé σ^+ et est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Les faisceaux lasers de transfert adiabatique L_{T+} et L_{T-} sont accordés sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (et éventuellement sur $F = 4 \rightarrow F' = 3$). Le laser d'analyse L_A est polarisé σ^- et est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Le laser de détection L_D est polarisé σ^+ et est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

La réalisation du transfert adiabatique nécessite de compenser précisément le champ magnétique terrestre pour éviter que les populations entre sous-niveaux Zeeman dans l'état fondamental ne se mélangent. La figure III - 3 - 3 montre le dispositif de compensation du champ magnétique terrestre à l'aide de bobines en position de Helmholtz. Le champ magnétique terrestre est compensé suivant la direction y (direction verticale). Il est également compensé dans la direction x (propagation du jet atomique). Il est nécessaire de bien compenser le champ magnétique dans les deux zones Z_1 et Z_2 respectivement et aussi entre elles. Nous avons donc utilisé trois bobines au lieu de deux.

Elles sont disposées de telle manière qu'elles forment deux paires de bobines de Helmholtz. Finalement, il est important que dans la zone où se trouvent les lasers L_P , L_{T+} , L_{T-} et L_A , on aie un champ magnétique de direction Oz bien définie pour ne pas remélanger les sous-niveaux Zeeman dans le fondamental. Ces lasers se trouvent donc sur une zone de taille inférieure à 20 mm. Le champ magnétique terrestre suivant z (direction de propagation de tous les faisceaux lasers) est également compensé. Nous avons cependant maintenu un champ magnétique d'environ 100 mG dans la direction z, direction de propagation des lasers (choisi comme axe de quantification). Ce champ magnétique permet de stabiliser la polarisation de la population des atomes sur $F = 4$.

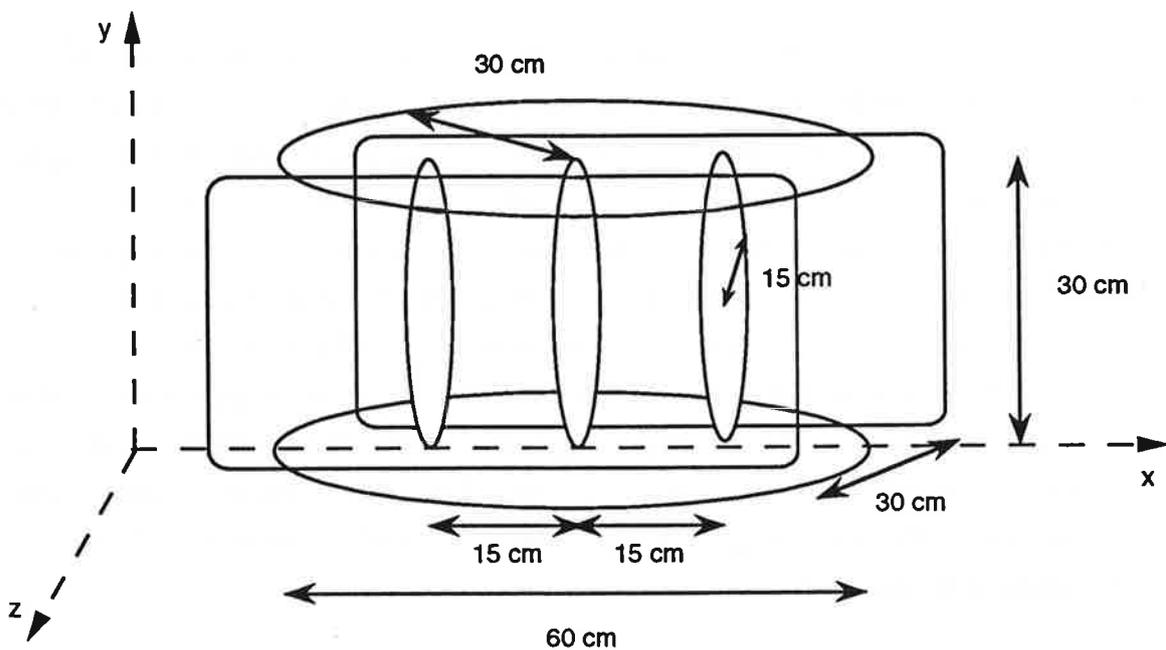


Figure III - 3 - 3 - Dispositif des bobines pour la compensation du champ terrestre dans les deux zones.

L'homogénéité du champ magnétique est assurée à environ 10% près sur les deux zones. Le champ résiduel est alors de quelques mG lors de la compensation dans chaque zone.

Nous allons maintenant décrire les différents faisceaux lasers ainsi que chacune de leur fonction.

2 - b - Les faisceaux lasers

Afin de réaliser au mieux les conditions d'adiabaticité, nous avons dû contrôler la largeur spatiale et l'intensité des faisceaux de transfert, ainsi que leur position relative. Ceci constitue la partie nouvelle du montage expérimental en ce qui concerne les faisceaux lasers. Dans ce paragraphe, nous allons cependant détailler chaque fonction des faisceaux lasers suivants: faisceau de préparation des atomes (α), faisceaux de transfert adiabatique (β), faisceau d'analyse (γ) et faisceau de détection (δ).

α - Faisceau de préparation des atomes

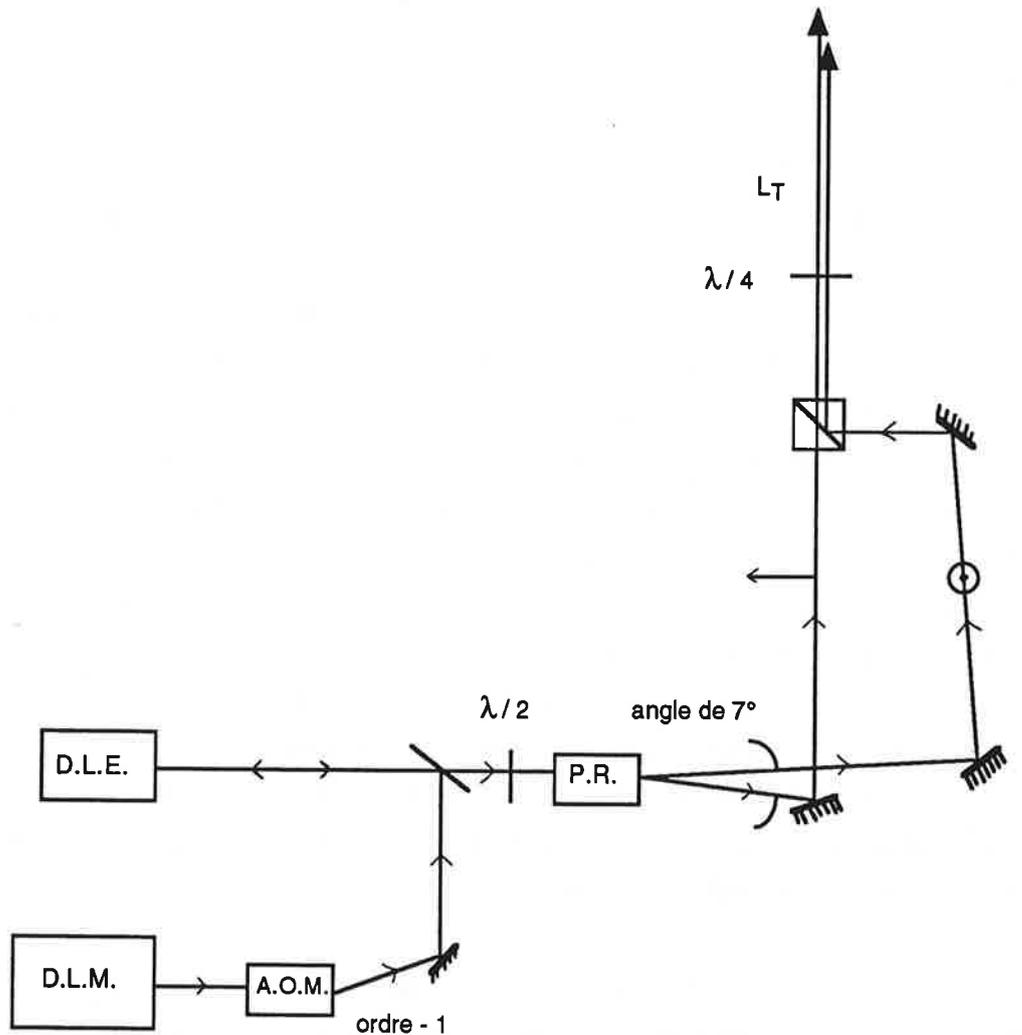
Le premier faisceau laser, de polarisation σ^+ , est accordé en fréquence sur la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Il est fourni par une diode laser (type Hitachi HLP 1400) couplée à une cavité externe Fabry-Perot confocal (système déjà décrit au chapitre II). Une puissance de 3,2 mW pour une section de $0,45 \text{ cm}^2$ est disponible. Pour ne pas multiplier le nombre de lasers et trop compliquer l'expérience, nous n'avons pas utilisé un laser repompeur pour porter tous les atomes dans le niveau hyperfin $F = 4$ du fondamental. La moitié des atomes est donc préparée dans l'état $|F = 4, m_F = +4\rangle$. L'autre moitié des atomes se trouve sur le niveau $F = 3$ et ne participe pas au transfert adiabatique. Comme nous l'avons déjà indiqué, nous appliquons un champ magnétique directeur d'intensité faible (de l'ordre de 100 mG) dans la direction de propagation des faisceaux lasers. Ce champ magnétique permet d'éviter que les sous-niveaux Zeeman de $F = 4$ puissent se mélanger.

β - Faisceaux de transfert

Les faisceaux de transfert ($L_{T\pm}$) ainsi que le laser d'analyse (L_A) sont obtenus à partir d'un même laser maître. Ce laser est constitué du même dispositif d'une diode-laser (type Hitachi 1400) couplée à une cavité Fabry-Perot et asservie ici sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Le faisceau de sortie traverse un modulateur acousto-optique (AOM). L'ordre -1 est injecté dans une diode-laser esclave STC. Le faisceau laser est accordé sur la fréquence de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (quelques expériences ont été réalisées sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$) grâce au modulateur acousto-optique. La puissance du faisceau laser ainsi obtenu est de 50 mW et sa largeur spectrale de 50 kHz [YU92].

Il s'agit maintenant d'obtenir les deux faisceaux L_{T+} et L_{T-} du transfert adiabatique (cf figure III - 3 - 4). La polarisation rectiligne du laser peut tourner grâce à une lame $\lambda / 2$, disposée devant le faisceau. Un polariseur de Rochon partage ensuite en deux le faisceau fourni par la diode esclave de type STC. Une partie du faisceau est ainsi déviée d'un angle de 7° et l'autre est transmise. Les polarisations des deux faisceaux sont rectilignes et orthogonales. La lame $\lambda / 2$ permet donc de modifier la répartition de l'intensité des deux faisceaux. Ces deux faisceaux sont ensuite recombinaés à l'aide d'un prisme de Glan, monté sur une vis micrométrique. Il permet de déplacer L_{T+} parallèlement à L_{T-} avec une résolution meilleure que $50 \mu\text{m}$. Deux télescopes cylindriques sont composés de quatre lentilles convergentes de focales 200, 125, 100 et 10 mm. A partir d'une tache laser de dimension $4 \times 8 \text{ mm}^2$, nous obtenons une tache de dimension $4 \times \sim 0.5 \text{ mm}^2$. Ce dispositif permet donc une réduction d'un facteur 16. Une cellule d'absorption saturée remplie d'atomes de césium de 100 mm de longueur est placée sur le trajet du faisceau. Son rôle est d'absorber les "ailes" transverses de celui-ci, susceptibles de perturber le transfert. Nous n'avons pas utilisé un dispositif de filtrage spatial ou une fibre optique monomode car nous n'avons pas besoin d'une forme purement gaussienne des impulsions. Une lame quart d'onde, située juste avant la zone d'interaction permet d'obtenir les polarisations circulaires σ^+ et σ^- , nécessaires pour le transfert adiabatique. Les dimensions spatiales des faisceaux de transfert ont été mesurées grâce à la caméra CCD, préalablement étalonnée.

La valeur de la largeur spectrale du laser utilisé est très importante. Lors du transfert adiabatique de population, la transition se produit entre deux sous-niveaux du fondamental. La largeur de cette transition est liée à la durée d'interaction τ_I des atomes avec les champs électromagnétiques. Pour résoudre cette transition, il faut que la largeur spectrale δ_ν des lasers soit plus faible que l'inverse du temps τ_I . Dans le cas de notre expérience, le temps d'interaction ne doit pas dépasser $3 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une zone de recouvrement inférieure à 1 mm pour des vitesses de l'ordre de 300 ms^{-1} . Cette condition remplie, on peut affirmer que la phase relative entre les deux lasers participant au transfert se conserve temporellement et spatialement pendant la durée de l'interaction. Si ce n'était pas le cas, l'atome ne resterait pas dans l'état non couplé. On peut également remarquer que le champ magnétique directeur de 100 mG maintenu dans la zone de transfert adiabatique induit un déplacement Zeeman de l'ordre de 35 kHz, négligeable devant la largeur de la transition Raman de l'ordre du mégahertz.



D.L.M. : Diode Laser Maître

A.O.M. : Modulateur Acousto-optique

D.L.E. : Diode Laser Esclave (type STC)

P.R. : Polariseur de Rochon

Figure III - 3 - 4 - Dispositif expérimental pour obtenir les deux faisceaux lasers de transfert L_{T+} et L_{T-} .

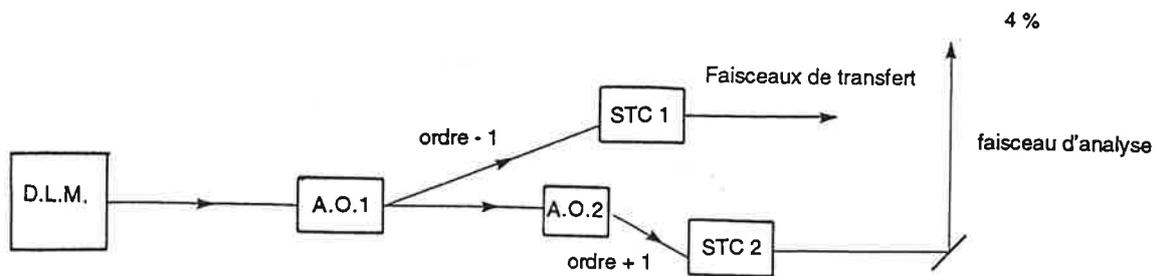
L'observation de la meilleure efficacité du transfert adiabatique a été obtenue pour une puissance totale de 1.2 mW pour L_{T+} et de 0.65 mW pour L_{T-} . Le paramètre de saturation est défini par rapport à la transition $6s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p \ ^2P_{3/2}$. Dans l'annexe A_{III}, nous avons calculé les fréquences de Rabi associées à ces puissances. Nous définissons pour cette expérience des paramètres de saturation pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ correspondant à ces puissances: $s_+ = 46$ et $s_- = 24.5$. La plupart des expériences ont été réalisées avec ce déséquilibre de puissance. Cette différence de

puissance a été utilisée car elle qui maximise expérimentalement le taux de transfert adiabatique. Elle s'explique par le fait que la forme des impulsions traversées par les atomes n'est pas tout à fait symétrique. Il semble que le taux de transfert maximum soit obtenu pour des dérivées par rapport au temps de la variation de l'intensité des champs et égales au signe près. La durée de l'interaction est d'environ $2 \mu\text{s}$, ce qui est très grand par rapport à l'inverse des fréquences de Rabi et par rapport à la durée de l'émission spontanée. Les conditions d'adiabaticité sont alors bien remplies. Cette durée est inférieure à la limite de $3 \mu\text{s}$ imposée par la résolution spectrale de notre laser.

γ - Faisceau d' analyse

A environ 10 mm de la zone de transfert, un laser d'analyse L_A est accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ avec une polarisation σ^- . Tout atome dans l'état $|F = 4\rangle$ mais qui ne se trouve pas dans le sous-état $|F = 4, m_F = -4\rangle$ est pompé optiquement. L'essentiel des atomes se retrouvent dans le niveau hyperfin $F = 3$ du fondamental et seulement une petite partie dans le niveau $m_F = -4$ de $F = 4$. Le rôle de ce laser est d'éliminer les atomes dans les sous-niveaux Zeeman de $F = 4$ autre que $m_F = -4$ après le transfert adiabatique. On peut noter qu'il est très important que cette élimination se produise avant qu'un champ magnétique parasite puisse remélanger les niveaux. Nous verrons cependant que lorsque les conditions de transfert adiabatique sont bien remplies, la présence ou l'absence de ce laser L_A ne modifie en rien les signaux de l'expérience.

De manière générale dans nos expériences, le laser L_A est obtenu en prélevant 4 % de la puissance de la diode laser esclave représentée sur la figure III - 3 - 4 grâce à une lame séparatrice. Nous rappelons que cette diode permet d'obtenir les faisceaux de transfert L_{T+} et L_{T-} . L'étude du taux de transfert adiabatique en fonction du désaccord dont le résultat sera exposé dans le paragraphe III - 3 - 4 a demandé de modifier un peu ce montage (cf figure III - 3 - 5). Nous avons utilisé un deuxième modulateur acousto-optique dont nous avons prélevé le faisceau sortant à l'ordre - 1. Cette partie du faisceau est ensuite injectée dans une deuxième diode (STC2). Nous prélevons 4 % du faisceau sortant de la diode STC2 pour le laser L_A . Ce dispositif permet d'ajuster indépendamment les fréquences des $L_{T\pm}$ et L_A . La puissance de L_A est de 2 mW pour une section du jet atomique de 0.16 cm^2 ($12.5 \text{ mW} / \text{cm}^2$).



D.L.M. : Diode Laser Maître

A.O.1 et 2: Modulateurs Acousto-optiques 1 et 2

STC 1 et 2: Diodes Lasers Esclaves de type STC 1 et 2

Figure III - 3 - 5 - Injection de deux diodes STC pour obtenir les faisceaux de transfert $L_{T\pm}$ et le faisceau d'analyse L_A .

Remarque: L'injection de deux diodes STC a également permis de réaliser les expériences de transfert avec L_{T+} fourni par STC1 et L_{T-} fourni par STC2. Cette configuration a donné des résultats moins bons. Ceci a été attribué à une mauvaise corrélation de phase des fronts d'onde des deux faisceaux dans ce cas.

δ - Faisceau de détection

Le dernier faisceau laser L_D est fourni par une diode Hitachi libre, accordée sur de la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Sa puissance totale mesurée est de 9.0 mW sur une section de 0.45 cm² et sa polarisation est σ^+ . Ce faisceau permet la détection par fluorescence induite des atomes dans le niveau $F = 4$. Couplé avec le laser d'analyse L_A , il permet donc de mesurer le nombre d'atomes dans le niveau $F = 4$, $m_F = -4$ et donc le taux de transfert adiabatique depuis $m_F = +4$ vers $m_F = -4$.

Remarque: Au cours des expériences, la présence ou non du laser L_A ne modifie en rien le résultat lorsque les conditions du transfert adiabatique sont obtenues. Ceci signifie qu'il n'y a pas, à la fin du processus de transfert adiabatique d'autre sous-niveau Zeeman de $F = 4$ peuplé autre que $m_F = -4$. Les atomes perdus se retrouvent finalement sur les sous-niveaux de $F = 3$.

Nous allons maintenant analyser les systèmes de détection pour cette expérience de transfert adiabatique de population.

2 - c - La détection

Pour mesurer la fluorescence induite par le laser de détection L_D , nous avons utilisé une photodiode Hamamatsu S1337/1010BR de surface sensible 1.0 cm^2 . Le signal est enregistré grâce à un oscilloscope numérique.

En même temps que nous analysons la population dans l'état $m_F = -4$, nous nous sommes intéressés à la fluorescence dans la zone de transfert adiabatique. Nous avons placé une caméra CCD au dessus de cette zone de transfert pour analyser cette fluorescence. Nous reviendrons sur ce point à l'exposé des résultats expérimentaux.

Remarque: La caméra CCD a aussi permis de mesurer les profils transverses des faisceaux de transfert par diffusion par un écran noir, en utilisant une lame épaisse à faces parallèles (cf figure III - 3 - 6). Sur l'écran vidéo, nous formons une image des deux taches. La distance entre les deux taches permet d'étalonner la caméra dans les conditions expérimentales.

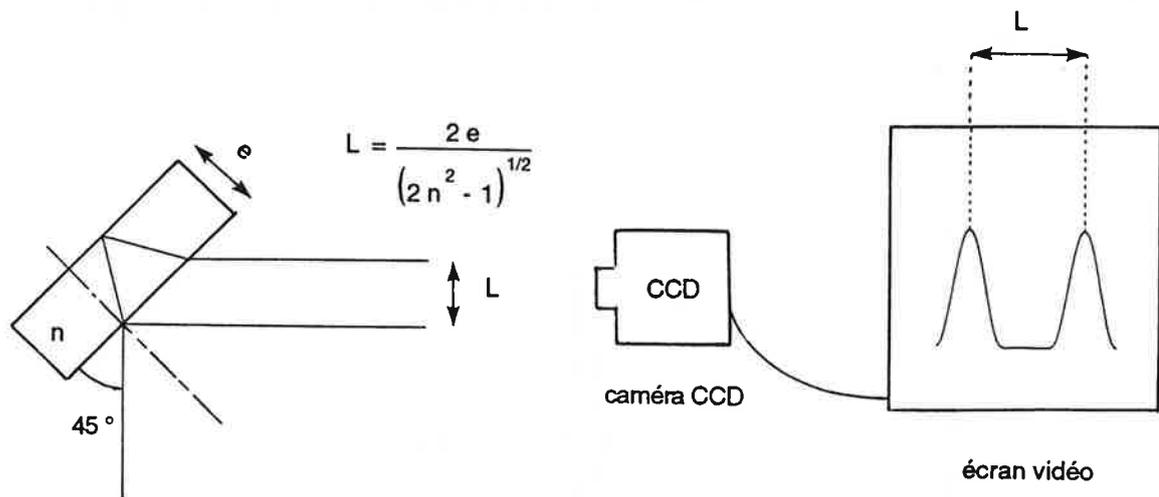


Figure III - 3 - 6 - Etalonnage de l'écran vidéo de la caméra CCD à l'aide d'une lame à faces parallèles.

Les figures III - 3 - 7a et 7b montrent l'analyse suivant x (direction de propagation du jet) de la largeur à mi-hauteur des lasers de transfert. La figure III - 3 - 7c montre le profil en hauteur (suivant y) des faisceaux obtenus de la même manière.

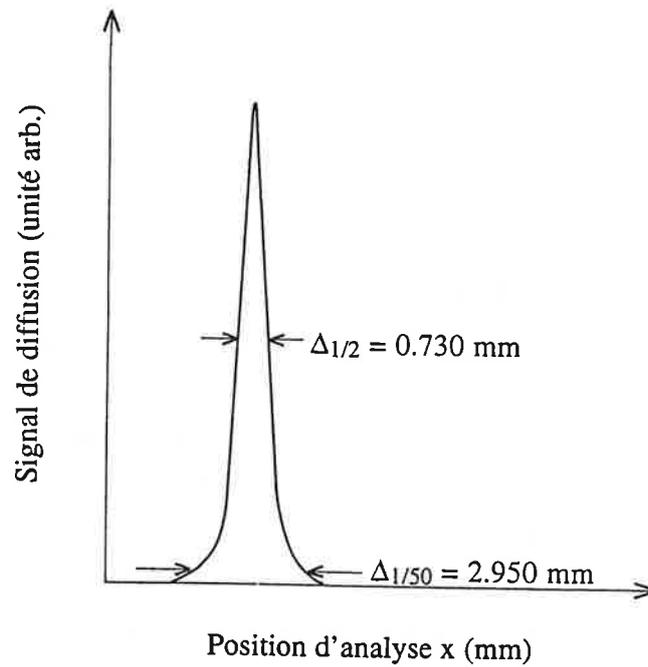


Figure III - 3 - 7a - Signal de diffusion du faisceau de transfert L_{T+} . La largeur à mi-hauteur est égale à $730 \mu\text{m}$.

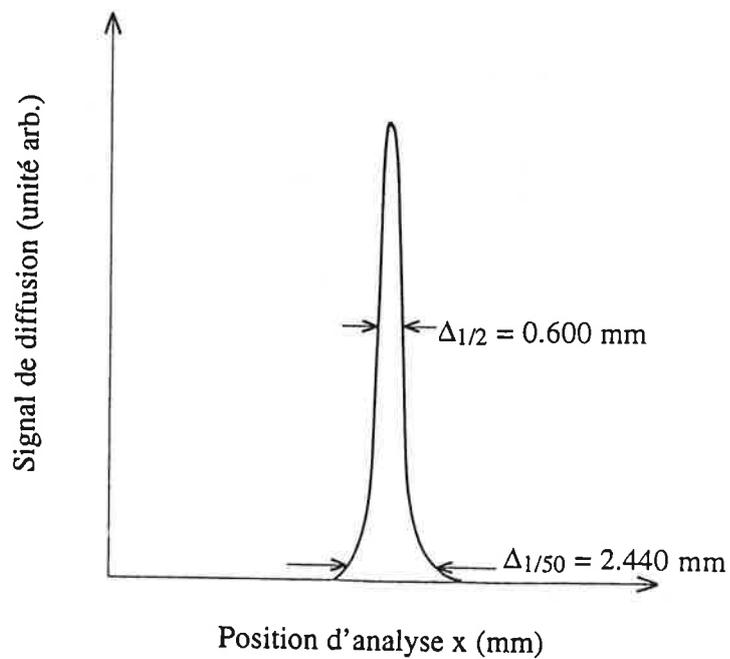


Figure III - 3 - 7b - Signal de diffusion du faisceau de transfert L_{T-} . La largeur à mi-hauteur est égale à $600 \mu\text{m}$.

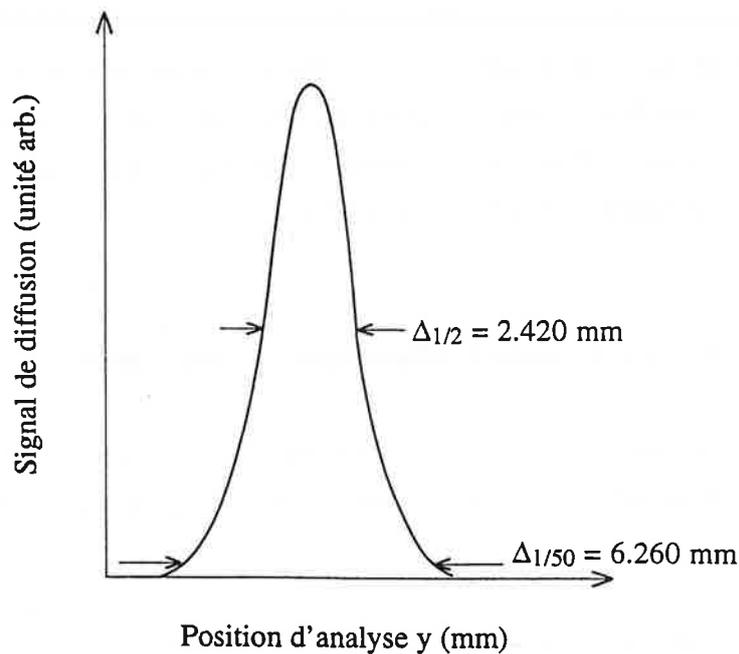


Figure III - 3 - 7c - Profil en hauteur d'un faisceau de transfert. La largeur à mi-hauteur est égale à 2.420 mm

Maintenant que nous avons défini tous les éléments du montage expérimental, nous allons expliquer la procédure expérimentale que nous avons utilisée.

III - 3 - 3 - Procédure expérimentale

Nous avons mesuré simultanément la fluorescence dans la zone de transfert et la population dans l'état $|F = 4, m_F = -4\rangle$ selon les méthodes précédemment exposées. Nous avons analysé ces signaux en fonction de la position relative des deux faisceaux lasers L_{T+} et L_{T-} polarisés σ^+ et σ^- . Pour traiter nos résultats, nous avons normalisé cette position relative par rapport à la largeur spatiale à mi-hauteur des faisceaux lasers estimée à environ $600 \mu\text{m}$. Le faisceau polarisé σ^- se déplace par rapport à celui polarisé σ^+ grâce au dispositif décrit plus haut

Nous avons aussi mesuré le taux de transfert en fonction de la fréquence des faisceaux lasers de transfert, que nous modifions grâce au modulateur acousto-optique précédemment décrit.

III - 3 - 4 - Résultats expérimentaux

Deux types de résultats ont été obtenus: la mesure du taux de transfert d'une part en fonction de la position relative des deux faisceaux de transfert (§ 4 - a) et d'autre part en fonction du désaccord de fréquence des faisceaux de transfert par rapport à la résonance avec la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (§ 4 - b).

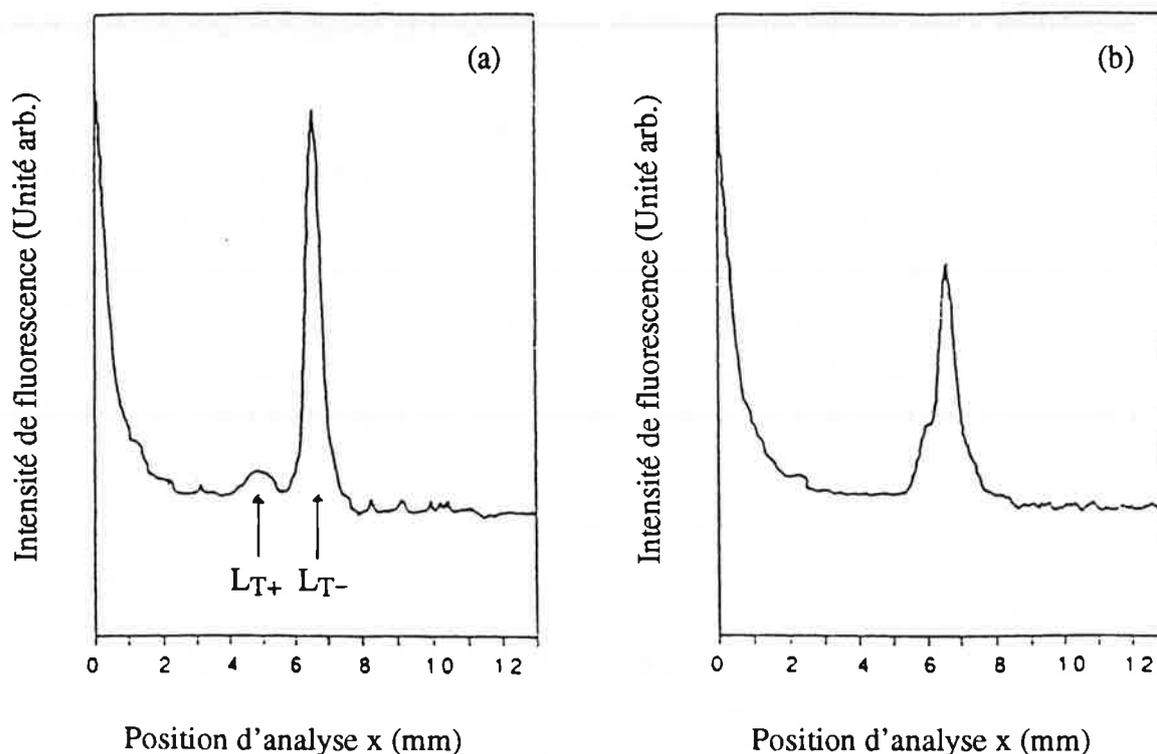
4 - a - Transfert adiabatique de population

Les figures III - 3 - 8a et 8b montrent les signaux de fluorescence mesurés dans la zone de transfert adiabatique en fonction de la position x (direction du jet atomique).

La figure III - 3 - 8a montre ce signal lorsque les deux faisceaux L_{T+} et L_{T-} ne se recouvrent pas (L_{T+} précède L_{T-}). Nous observons un très petit signal de fluorescence dû à L_{T+} à cause d'une polarisation σ^+ jamais parfaite et aussi à cause d'une puissance importante du laser permettant l'excitation du niveau hyperfin $F' = 5$. Un signal de fluorescence faible mais plus important est observé pour le laser L_{T-} . Il est dû au fait que la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ n'est pas fermée et que le sous-niveau $m_F = +4$ se dépeuple vers les sous-niveaux de $F = 3$, chaque atome n'émettant ainsi par fluorescence qu'un très petit nombre de photons.

La figure III - 3 - 8b montre une diminution importante du signal de fluorescence lorsqu'il y a recouvrement partiel (ici $Dn \sim -1.5$) par rapport au signal lorsqu'il n'y a pas recouvrement. Cette diminution est liée au fait que pour cette valeur du recouvrement un transfert adiabatique de population se produit. En effet, une partie des atomes se trouve dans un état non excitable, c'est à dire l'état piège du système atomique.

Sur ces deux figures, nous observons à gauche le signal de fluorescence correspondant à la "queue" du laser de préparation.



Figures III - 3 - 8 - Signaux de fluorescence mesurés dans la zone de transfert adiabatique en fonction de la position x : sans recouvrement (a) et avec recouvrement (b).

Nous avons mesuré le signal de fluorescence dans la zone de transfert et le signal de fluorescence dans la zone de détection (fluorescence du laser L_D) simultanément en déplaçant le laser L_{T+} par rapport au laser L_{T-}

La courbe S_1 de la figure III - 3 - 9 représente la fluorescence mesurée dans la zone de transfert adiabatique correspondant au maximum du pic de fluorescence de L_{T-} vu sur la figure III - 3 - 8 en fonction de la position relative entre L_{T+} et L_{T-} . Cette position est notée D_n et elle est normalisée par rapport à la largeur à mi-hauteur moyenne des deux faisceaux ($\Delta \sim 660 \mu\text{m}$). Le taux de 100 % représente le maximum de fluorescence de L_{T-} en absence de L_{T+} . Lorsque L_{T-} précède L_{T+} ($D_n > 0$: les atomes dans l'état $m_F = +4$ voient d'abord L_{T-}) ou lorsque les deux impulsions sont séparées ($D_n < -4.0$: les atomes voient d'abord L_{T+}), il n'y a pas d'inhibition de la fluorescence due à L_{T-} . La chute du signal S_1 jusqu'à un taux de 80 % pour $D_n = -7.0$ est due à une perte d'atomes sans doute à cause d'une polarisation σ^+ imparfaite. Le signal remonte à 100 % lorsque les pieds des signaux de fluorescence dus à L_{T+} et L_{T-} se recouvrent. Lorsque D_n est compris entre -3.0 et -0.5 , le signal de fluorescence S_1 décroît jusqu'à une inhibition de 50 %. On se trouve dans les conditions du transfert adiabatique

La courbe S_2 de la figure III - 3 - 9 montre le taux de transfert de population. Cette courbe est normalisée par rapport à la population initiale dans l'état $m_F = +4$, mesurée grâce à la fluorescence dans la deuxième zone lorsque seuls les lasers de préparation et de détection fonctionnent. En l'absence des faisceaux de transfert, nous observons l'effet du faisceau d'analyse qui devrait pomper optiquement toute la population du niveau $F = 4$ vers le niveau $F = 3$. En fait, nous mesurons une fluorescence résiduelle qui représente environ 4% de la fluorescence totale. Corrélée avec l'inhibition de la fluorescence significative lorsque D_n est compris entre -3 et -0.5 , le signal de fluorescence S_2 croît. La corrélation entre les signaux S_1 et S_2 est la preuve de l'apparition du processus de transfert adiabatique de population entre les sous-états $|m_F = +4\rangle$ et $|m_F = -4\rangle$ et de son caractère cohérent.

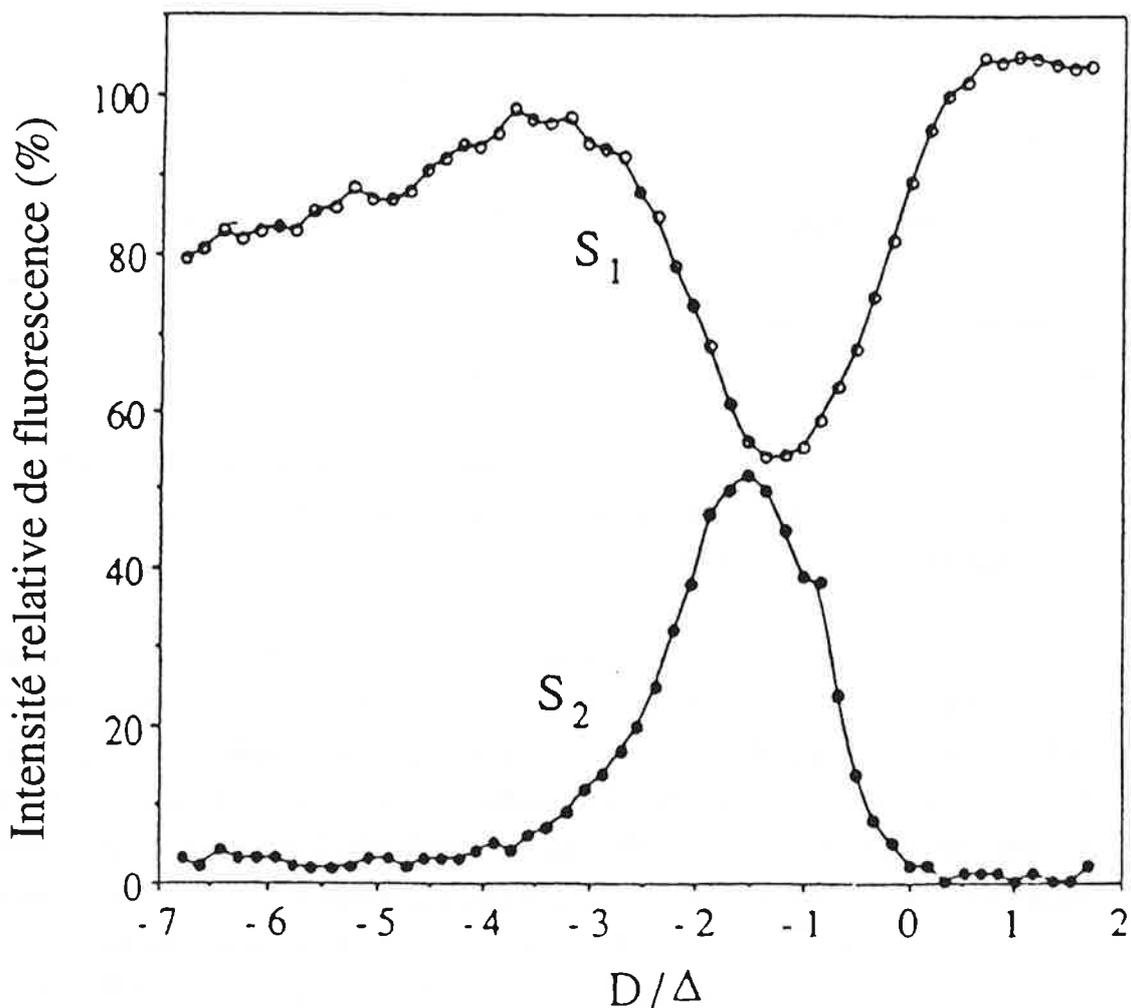


Figure III - 3 - 9 - Mesures simultanées de l'inhibition de la fluorescence dans la zone de transfert et de l'augmentation de la fluorescence dans la zone de détection en fonction de la position relatives des deux faisceaux de transfert.

Nous avons mesuré un taux de transfert pouvant aller jusqu'à 55 % pour $D_n \sim -1.5$. C'est la meilleure valeur que nous avons pu obtenir expérimentalement. La valeur théorique calculée dans les conditions expérimentales est supérieure à cette valeur (de l'ordre de 90 %). Nous allons montrer dans la partie suivante quelle est la limitation majeure au transfert adiabatique.

N.B.: Un certain nombre d'expériences ont aussi été réalisées pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$. Nous n'avons cependant pu obtenir mieux qu'un taux de transfert de l'ordre de 25% et n'avons pas développé davantage cette transition.

4 - b - Etude en fonction du désaccord

Les deux faisceaux de transfert sont désaccordés par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ simultanément: la résonance Raman est toujours vérifiée. La figure III - 3 - 10 montre l'efficacité du transfert adiabatique de population en fonction du désaccord en fréquence des lasers L_{T+} et L_{T-} par rapport à la résonance sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Nous observons que le taux de transfert diminue jusqu'à la moitié du taux mesuré à la résonance lorsque le désaccord est de 8Γ . Cette efficacité est maximum à la résonance et elle décroît lorsque l'on s'en éloigne. La diminution du taux de transfert est cependant lente en fonction du désaccord.

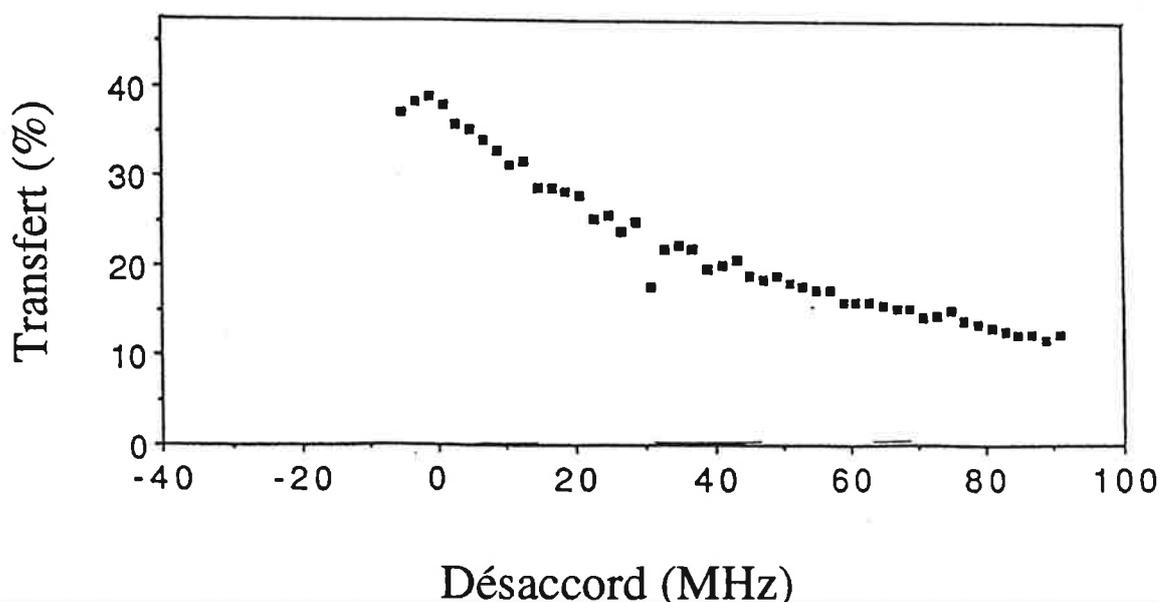


Figure III - 3 - 10 - Mesures de la fluorescence dans la zone de détection en fonction du désaccord. Les conditions expérimentales correspondent à un taux de 40 % pour le transfert adiabatique de population.

Lorsque le désaccord augmente, le paramètre de saturation diminue. Même si la puissance des lasers est importante, on est de moins en moins en régime de champ fort. Les conditions d'adiabaticité sont alors moins bien remplies.

Dans ces expériences, l'effet Doppler ne joue aucun rôle si ce n'est que les atomes sont plus ou moins en résonance avec les lasers L_T . En fait, une vitesse transverse de 1 ms^{-1} correspond à peu près à 1 MHz de désaccord. Compte tenu des faibles vitesses transverses ($< 10 \text{ ms}^{-1}$), on peut au vue de la figure III - 3 - 10 considérer que nos atomes sont en résonance avec les lasers et participent pour un taux maximum de transfert adiabatique.

Dans nos expériences, nous avons mis en évidence le transfert adiabatique de population dans des systèmes multi- Λ généralisant le cas d'un système à trois niveaux en Λ . Les difficultés rencontrées montrent que le passage d'un système Λ à un système multi- Λ n'était pas trivial. Pour mieux comprendre ce que nous avons observé et particulièrement la limitation rencontrée à 50 % du taux de transfert, nous avons fait une analyse théorique de nos expériences.

III - 4 - LIMITATION AU TRANSFERT ADIABATIQUE

D'après les résultats expérimentaux présentés dans la partie précédente, les taux de transfert de population mesurés pour les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$ sont significativement plus faibles que l'on pouvait le souhaiter. Dans cette partie, nous allons déterminer les facteurs qui limitent le taux de transfert en étudiant de façon plus approfondie le système à neuf niveaux, déjà abordé dans la partie III - 2.

Pour rendre compte de ces taux de transfert, nous allons montrer qu'il faut prendre en compte dans les calculs les niveaux voisins qui perturbent le système, en créant une perte supplémentaire de population par du pompage optique. Si l'on prend le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, celle-ci n'est pas totalement isolée puisque d'autres niveaux hyperfins sont présents. En particulier les niveaux $F' = 3$ et $F' = 5$ de $6p \ ^2P_{3/2}$ sont distants en énergie respectivement de 200 MHz et 250 MHz (cf figure III - 4 - 1). Ces écarts peuvent paraître grands, en particulier comparés à la largeur naturelle des niveaux excités. Mais attention, nous sommes ici en régime de champ fort ($s \gg 1$) et les temps d'interaction sont longs ($\tau_1 > 1 \mu s$). Une évaluation rapide montre que la probabilité d'exciter ces niveaux est loin d'être négligeable. Nous allons le démontrer plus précisément en se plaçant dans les conditions de l'expérience réelle. Ces niveaux une fois peuplés se désexcitent par émission spontanée et créent une fuite des atomes du processus adiabatique. Ils limitent de cette façon fortement l'efficacité du processus de transfert adiabatique de population.

Dans le premier paragraphe, nous retrouvons la valeur des taux de transfert en tenant compte des niveaux hyperfins voisins des transitions considérées. Dans le deuxième paragraphe, nous étudions les deux transitions entre niveaux hyperfins $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$ en fonction des paramètres de l'expérience que l'on peut ajuster.

III - 4 - 1 - Rôle des niveaux hyperfins voisins

En calculant numériquement le taux de transfert pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ dans les conditions expérimentales, nous avons en effet trouvé une valeur bien supérieure à celle qui a été mesurée lors de l'expérience. Les conditions expérimentales auraient dues conduire à un taux de transfert de population de 90 % au lieu de 55 % mesuré. L'introduction dans le calcul d'une fuite par émission spontanée à partir des sous-niveaux excités de $F = 4$ ne suffit pas pour expliquer ces valeurs dans les

conditions de l'expérience proches des conditions d'adiabaticité. Pour des fréquences de Rabi proches de celles mesurées dans l'expérience, estimées à $\Omega = 4.80 \Gamma$ (ce qui correspond au paramètre de saturation $s = 46$) dans l'annexe A_{III}, le taux de transfert devrait être de 93 % pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et de 82 % pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$.

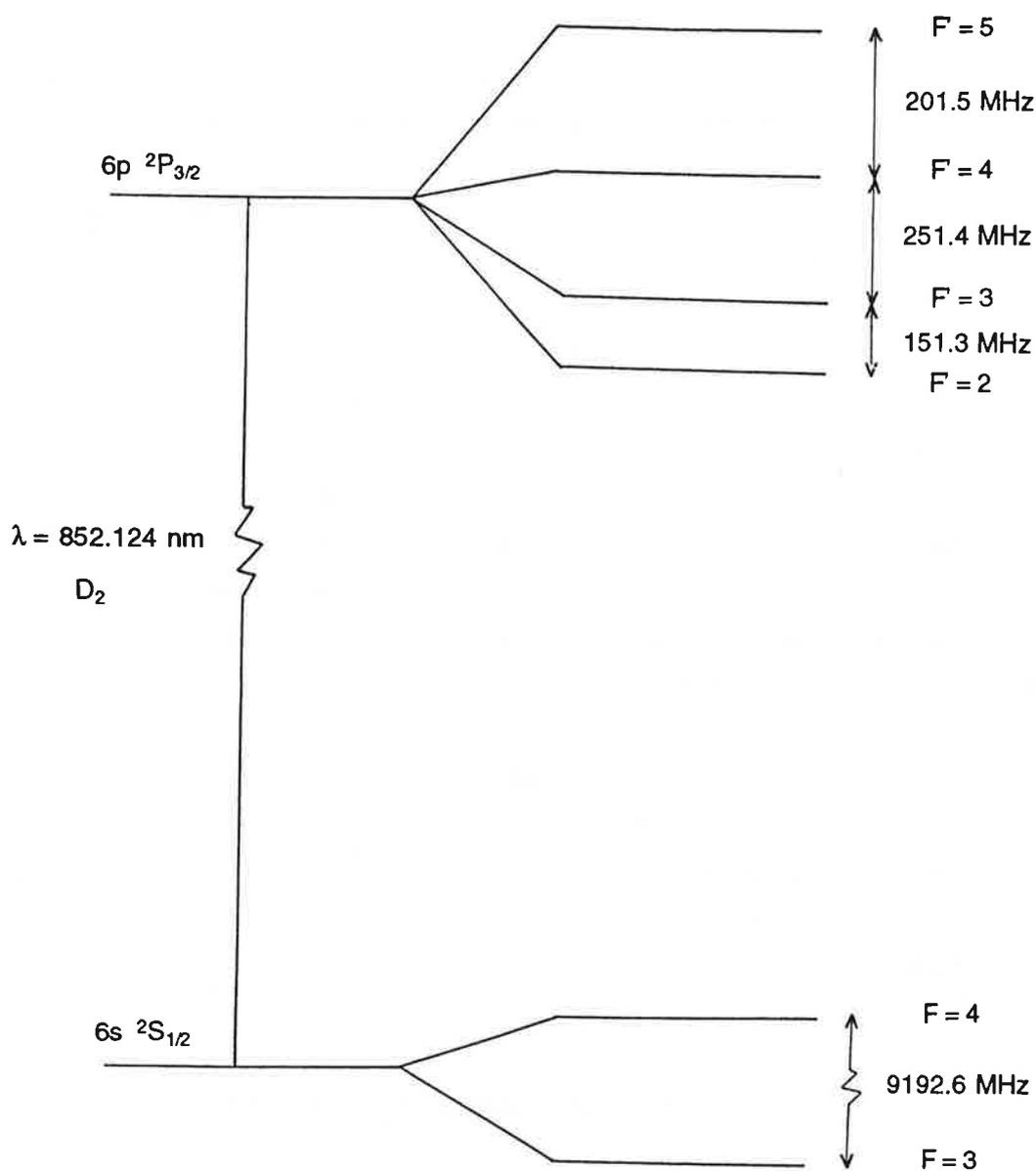


Figure III - 4 - 1 - Structure hyperfine de la raie D_2 du césium avec les notations utilisées dans le calcul. Nous rappelons les écarts de fréquence entre les niveaux hyperfins du niveau excité $6p \ ^2P_{3/2}$.

Dans le calcul numérique, la prise en compte de ces niveaux hyperfins voisins augmente considérablement le nombre d'équations d'évolution. La résolution numérique d'un tel système d'équations couplées demande beaucoup de temps. Nous allons expliquer la procédure simple employée pour la résolution de ce problème.

Pour la transition réelle $F = 4 \rightarrow F' = 4$, les niveaux hyperfins voisins sont $F' = 3$ et $F' = 5$. Pour l'autre transition réelle $F = 4 \rightarrow F' = 3$, les niveaux hyperfins voisins sont $F' = 2$ et $F' = 4$. Les écarts à la résonance, notés Δ' et Δ'' sont indiqués sur la figure III - 4 - 1. Nous rappelons que ces valeurs sont très grandes par rapport au taux d'émission spontanée ($2 \pi \times 5,22$ MHz pour tous ces niveaux hyperfins [TAN92]). Dans les équations d'évolution des fonctions d'onde associées à ces niveaux, le temps caractéristique d'évolution est l'inverse de ces désaccords en fréquence qui est alors très faible. Nous pouvons alors écrire:

$$\left| \frac{d \alpha_{e'}}{d t} \right| \ll |\Delta'| \alpha_{e'} \text{ et } \left| \frac{d \alpha_{e''}}{d t} \right| \ll |\Delta''| \alpha_{e''} \quad (\text{III - 4 - 1})$$

Il suffit donc de calculer les valeurs stationnaires des coefficients $\alpha_{e'}$ et $\alpha_{e''}$ et d'injecter ces valeurs dans les équations d'évolutions des autres niveaux. Nous simplifions de cette manière considérablement le système en le ramenant finalement à neuf équations d'évolution (cf Annexe B_{III}).

Nous montrons sur les figures III - 4 - 2a et 2b les résultats du calculs pour les deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$ de la raie D₂ du césium en présence des niveaux $F' = 3$ et $F' = 5$ pour la première transition et $F' = 2$ et $F' = 4$ pour la seconde. Pour la même fréquence de Rabi pour les deux faisceaux laser égale à $\Omega = 5 \Gamma$ ($s_0 = 50$), le taux de transfert dans le premier cas est égal à 50 % et dans le deuxième cas, il est égal à 56 %. Si pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ nous retrouvons à peu près le résultat expérimental pour cette valeur de la fréquence de Rabi, dans le deuxième cas, le taux de transfert calculé est bien supérieur à la valeur mesurée lors de l'expérience (25 %).

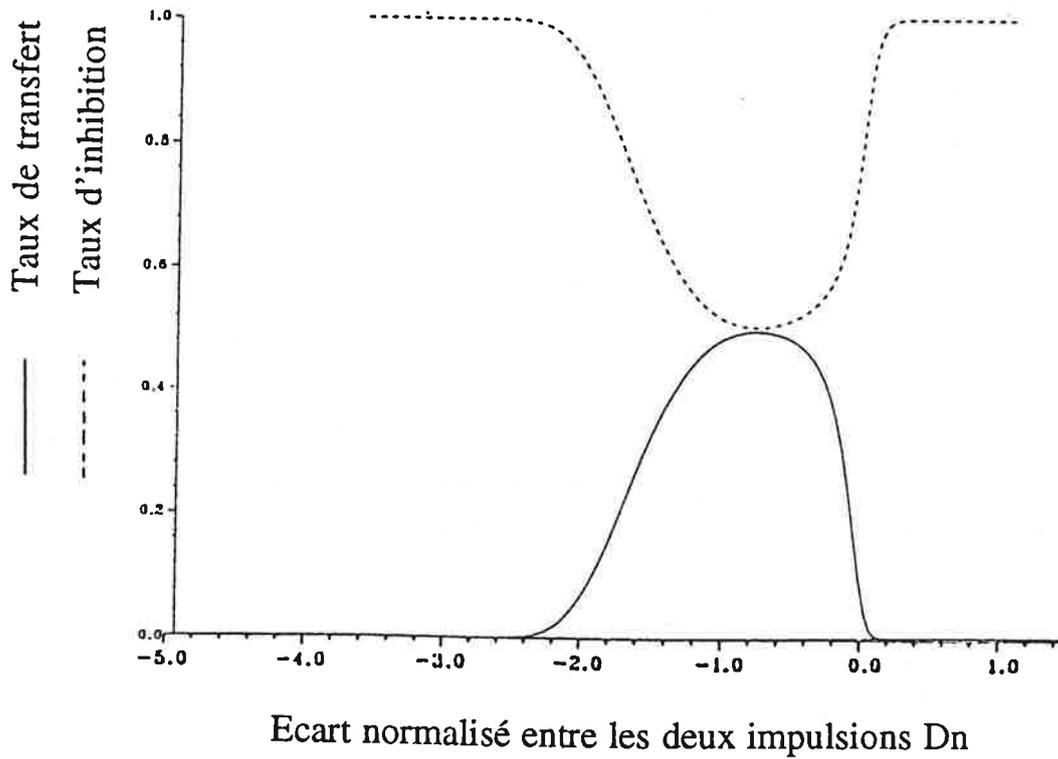


Figure III - 4 - 2a - Evolution du taux de transfert et du taux d'inhibition pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ en fonction de Dn pour $\Omega = 5 \Gamma$.

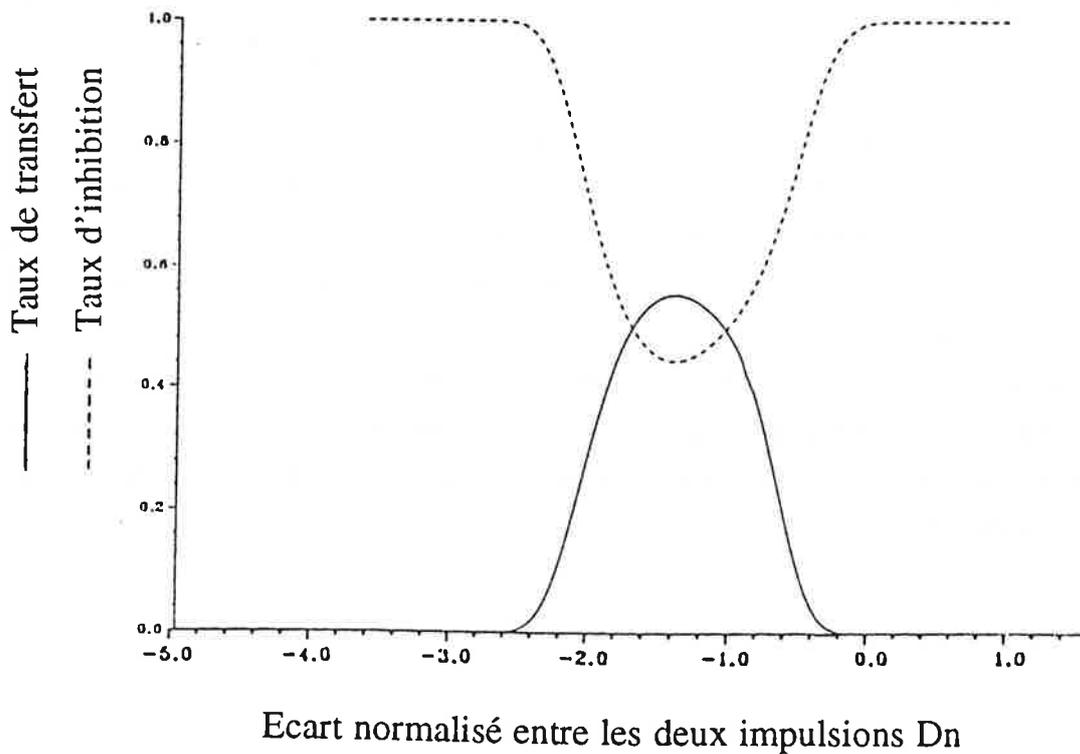


Figure III - 4 - 2b - Evolution du taux de transfert et du taux d'inhibition pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ en fonction de Dn pour $\Omega = 5 \Gamma$.

Cette première approche nous a obligé à calculer exactement les fréquences de Rabi à partir des puissances lasers mesurées lors de l'expérience (cf Annexe A_{III}) afin de se rapprocher au mieux des conditions expérimentales. Nous avons bien compris la cause de la limitation du taux de transfert pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Nous allons étudier dans le paragraphe suivant, la variation du taux de transfert en fonction des fréquences de Rabi et suivant la forme spatiale des impulsions.

III - 4 - 2 - Evolution du taux de transfert en fonction des paramètres de l'expérience

Dans la partie III - 2, nous avons étudié le système à neuf niveaux sans niveau hyperfin voisin en fonction de l'intensité des faisceaux lasers. Nous allons maintenant montrer les résultats du calcul obtenus pour ce système en présence des niveaux hyperfins voisins.

Dans le premier paragraphe, nous étudions le taux de transfert en fonction des variations de l'intensité des faisceaux lasers. Dans le deuxième paragraphe, nous étudions le système lorsque la forme des impulsions n'est plus gaussienne mais la somme d'une forme gaussienne et lorentzienne.

2 - a - Variations en fonction de l'intensité des faisceaux lasers

Sur la figure III - 4 - 3, nous voyons que l'intensité des faisceaux lasers est très un paramètre critique pour obtenir un taux de transfert maximum. En effet, après une certaine valeur des fréquences de Rabi, le taux de transfert diminue au lieu d'augmenter. La présence des niveaux hyperfins voisins limite le processus de transfert adiabatique de population. L'interaction électromagnétique des sous-niveaux du fondamental avec ces niveaux fait en sorte qu'il n'existe plus d'état piège. L'émission spontanée se produit à partir des niveaux excités voisins. Il existe un processus de pompage optique des sous-niveaux du fondamental $F = 4$ soit vers l'autre niveau fondamental $F = 3$, soit vers les autres sous-niveaux de $F = 4$ non impliqués dans le processus de transfert (cf figure III - 4 - 1). De toute façon, les atomes peuplés sur $F = 3$ et sur les autres sous-niveaux de $F = 4$ sont perdus pour le processus de transfert adiabatique car l'émission spontanée détruit la cohérence. C'est pour cela que le taux de transfert adiabatique et cohérent de population diminue lorsque la probabilité de transition

vers les niveaux hyperfins voisins augmente à cause de l'augmentation de l'intensité des faisceaux lasers.

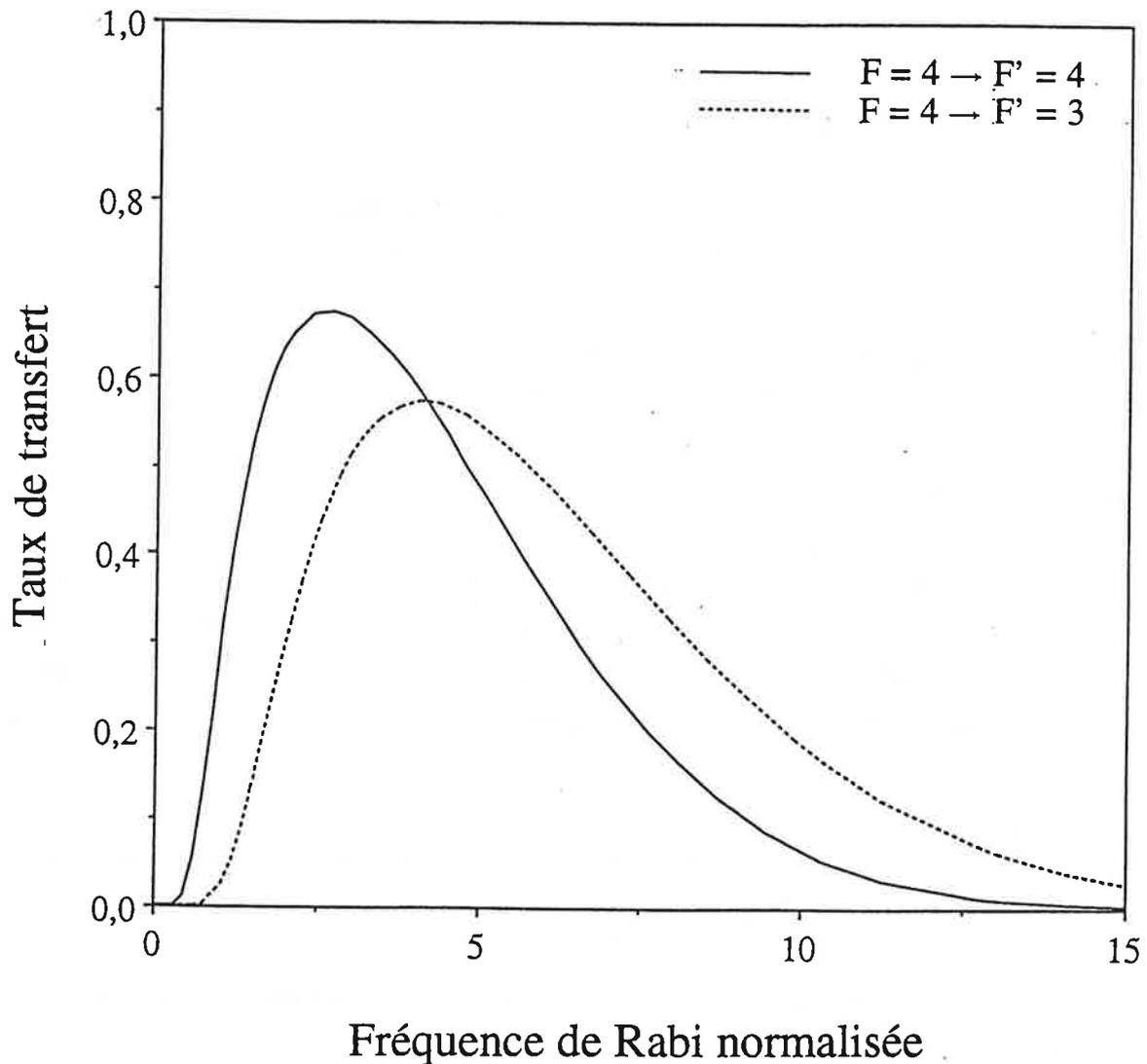


Figure III - 4 - 3 - Evolution du taux de transfert en fonction de la fréquence de Rabi normalisée par rapport au taux d'émission spontanée Γ pour les deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$.

Si on compare les deux courbes, on voit que l'influence des autres niveaux hyperfins est plus importante pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ que pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Ceci est dû en grande partie au fait que le niveau $F' = 2$ est plus proche du niveau $F' = 3$ que les autres niveaux.

Nous nous sommes aussi intéressés à la variation du taux de transfert en fonction de la position relative des deux impulsions pour les deux transitions (cf figures III - 4 - 4 et 5)

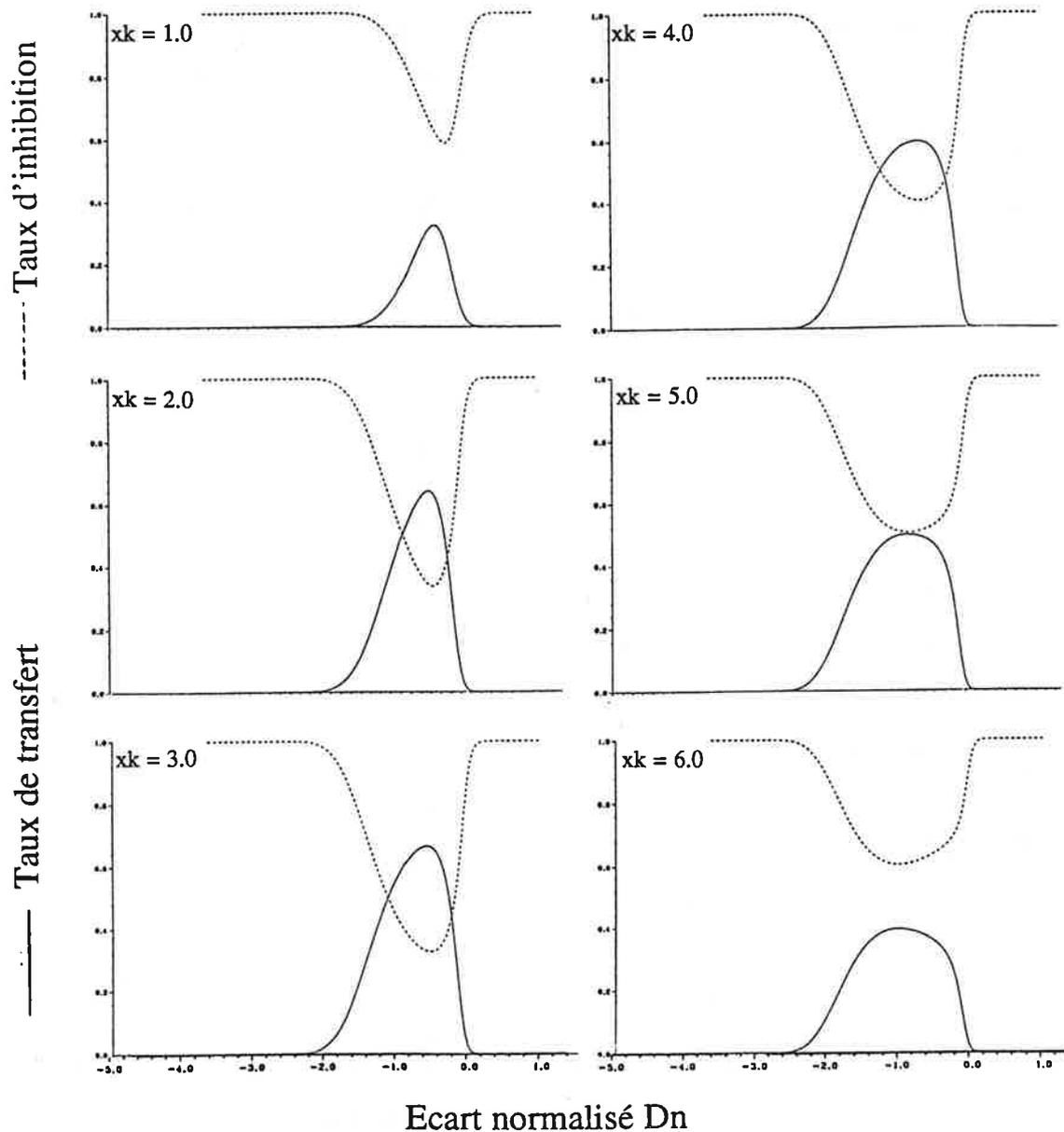


Figure III - 4 - 4 - Evolution des taux de transfert et d'inhibition en fonction de la position relative de l'impulsion 2 par rapport à l'impulsion 1, normalisée par rapport à la largeur à mi-hauteur (Dn) pour différentes fréquences de Rabi normalisées par rapport au taux d'émission spontanée (XK) pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ ($s_0 = 2XK^2$).

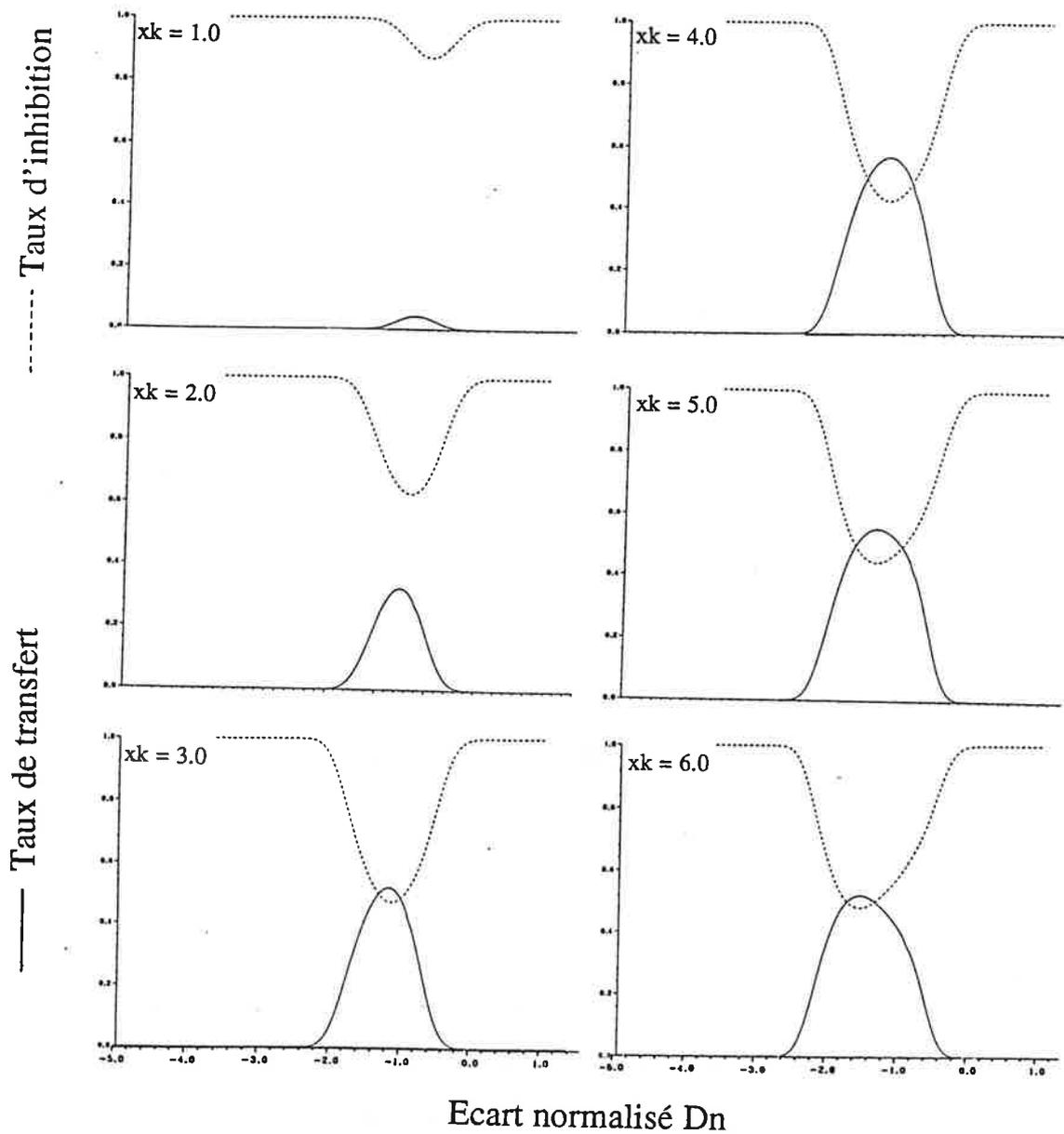


Figure III - 4 - 5 - Evolution des taux de transfert et d'inhibition en fonction de la position relative de l'impulsion 2 par rapport à l'impulsion 1, normalisée par rapport à la largeur à mi-hauteur (D_n) pour différentes fréquences de Rabi normalisées par rapport au taux d'émission spontanée (XK) pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ ($s_0 = 2XK^2$).

La première figure est à comparer avec la figure III - 2 - 7. Pour des paramètres de saturation faibles (inférieurs à 10), les courbes sont quasi-identiques. Par contre, lorsque la fréquence de Rabi augmente, le taux de transfert décroît. L'influence des niveaux hyperfins voisins est donc importante pour des grandes fréquences de Rabi.

Maintenant, si on compare les deux figures, nous retrouvons les mêmes résultats que montrés sur la figure III - 4 - 3. Néanmoins, on peut voir que le maximum de transfert adiabatique ne se produit pas pour le même recouvrement des impulsions des champs lasers. Pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, D_n est environ égal à -1 et pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$, il est environ égal à -2 . Cette différence est due aux coefficients de Clebsch-Gordan.

Ces résultats seuls ne peuvent expliquer la faible valeur expérimentale du taux de transfert pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$.

Nous avons aussi étudié l'effet d'un étalement du "pied" des impulsions qui empêche d'"éteindre" complètement les polarisations σ^+ et σ^- .

2 - b - Effet de la forme des impulsions

Pour simuler le fait que les impulsions ne sont pas bien définies spatialement, nous avons superposé à la forme gaussienne prise dans les calculs, une lorentzienne qui ajoute des "pieds" aux impulsions. Dans nos calculs, la largeur de la lorentzienne est la même que celle de la gaussienne. Nous n'avons pas fait ici de normalisation des impulsions à chaque fois que l'intensité de la lorentzienne augmentait. Sur la figure III - 4 - 6, est représentée l'évolution du taux de transfert en fonction de l'intensité de la lorentzienne, normalisée par rapport à Γ pour les deux transitions. Ce résultat explique probablement en grande partie le taux de transfert mesuré dans nos expériences sensiblement plus faible que celui calculé. Nous remarquons ici que le taux de transfert calculé pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$ est plus sensible à l'existence d'un "pied" large pour les impulsions.

Expérimentalement, nous avons noté qu'il était important d'obtenir des impulsions de forme spatiale nette (sans pied). Pour obtenir les meilleurs taux de transfert, nous avons dû ajouter une cellule de césium sur le trajet des faisceaux lasers pour couper ces pieds au maximum.

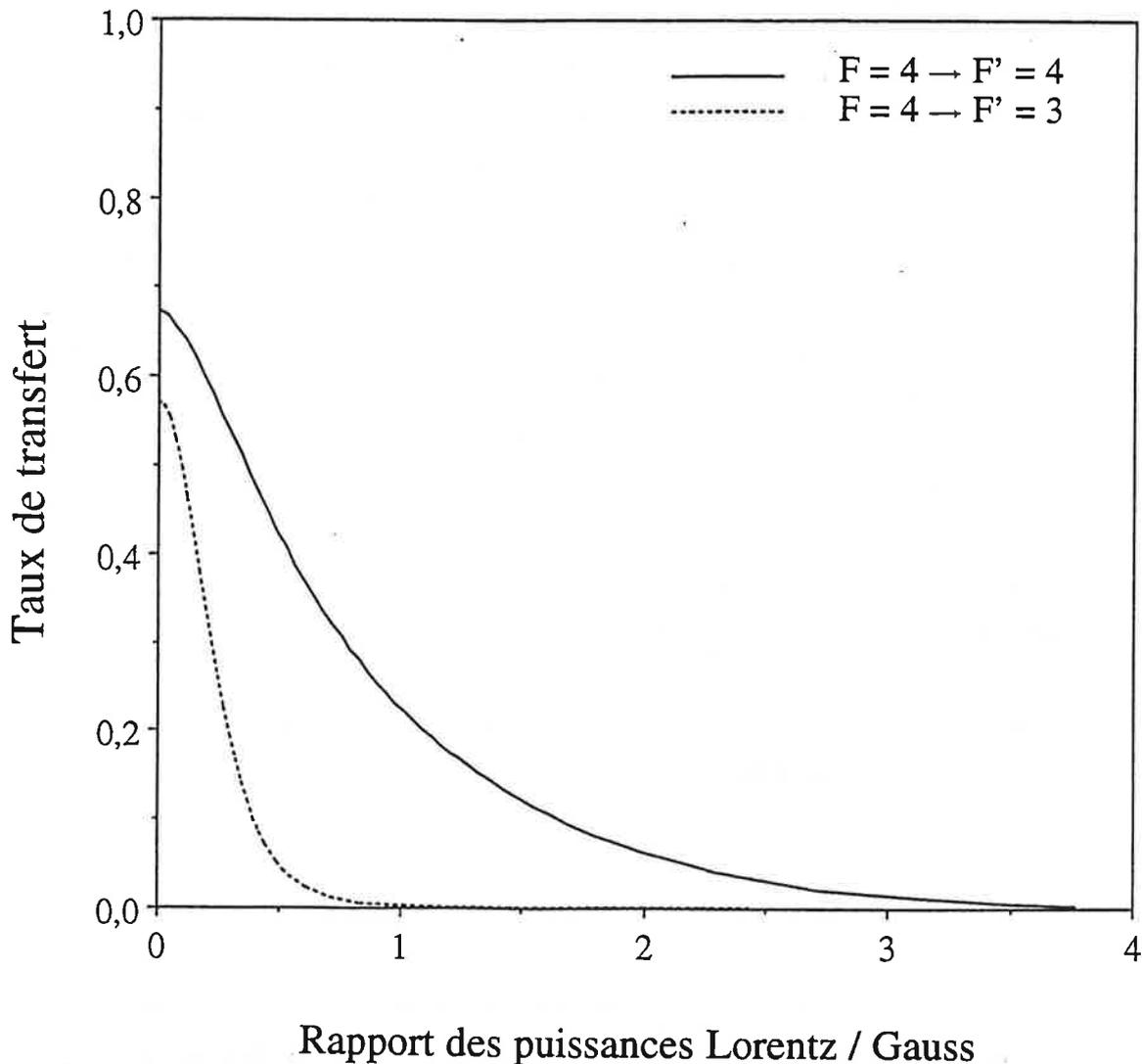


Figure III - 4 - 6 - Evolution du taux de transfert en fonction du rapport des puissances de la lorentzienne et de la gaussienne normalisée pour les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 3$.

Nous n'avons pas dans nos expériences une grande latitude pour jouer sur ces conditions expérimentales. Il est clair que théoriquement, on peut trouver des conditions plus favorables mais difficilement réalisable avec notre montage. L'essentiel de l'expérience et ses limitations semblent cependant bien compris. Nous avons cherché une autre transition du césium pour laquelle l'effet des niveaux hyperfins voisins serait plus faible. Nous avons en particulier calculé le taux de transfert pour la transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_1 du césium (cf figure III - 4 - 7). Dans les conditions expérimentales, le taux de transfert maximum est de 90 % comme pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 sans niveaux hyperfins (cf figures III - 4 - 8a et 8b). En effet dans ce cas, le niveau hyperfin susceptible de perturber l'expérience est le niveau $F' = 3$ de $6p \ ^2P_{1/2}$ qui se situe à plus de 1 GHz du niveau $F' = 4$. L'écart

hyperfin est ici suffisant pour que la présence de ce niveau n'est finalement aucun effet sur le taux de transfert.

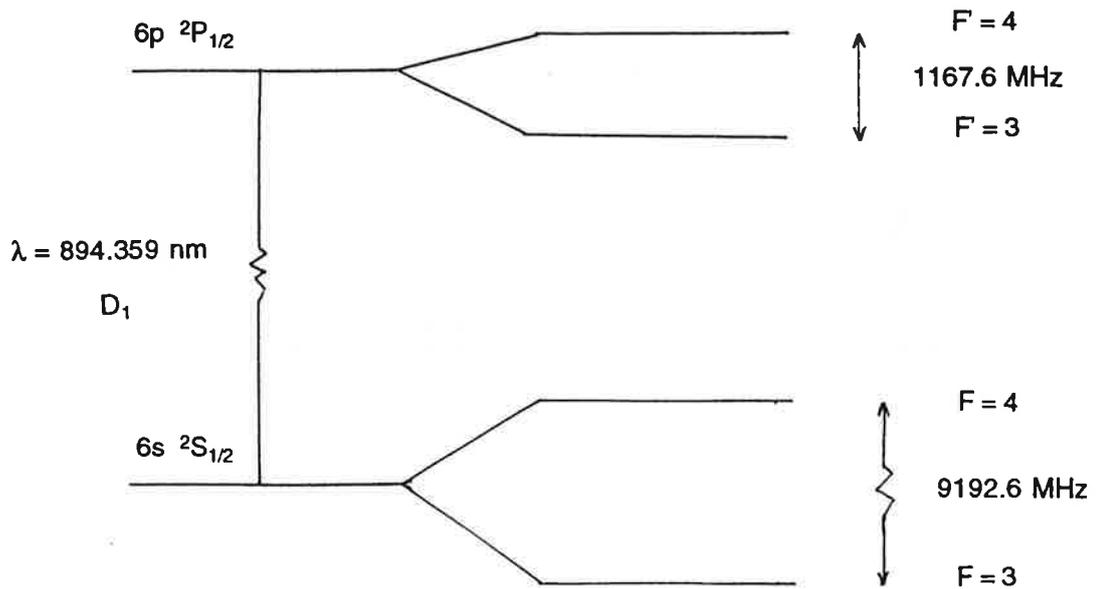


Figure III - 4 - 7 - Raie D_1 du césium ($6s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2}$).

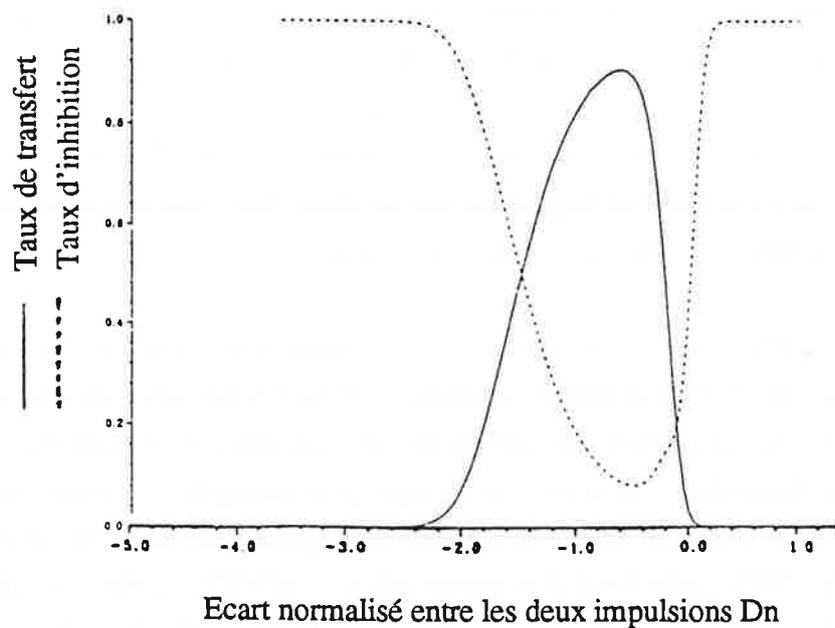


Figure III - 4 - 8a - Evolution du taux de transfert et du taux d'inhibition en fonction de la position relative des deux impulsions normalisée par rapport à la largeur des deux impulsions D/Δ pour la raie D_1 du césium.

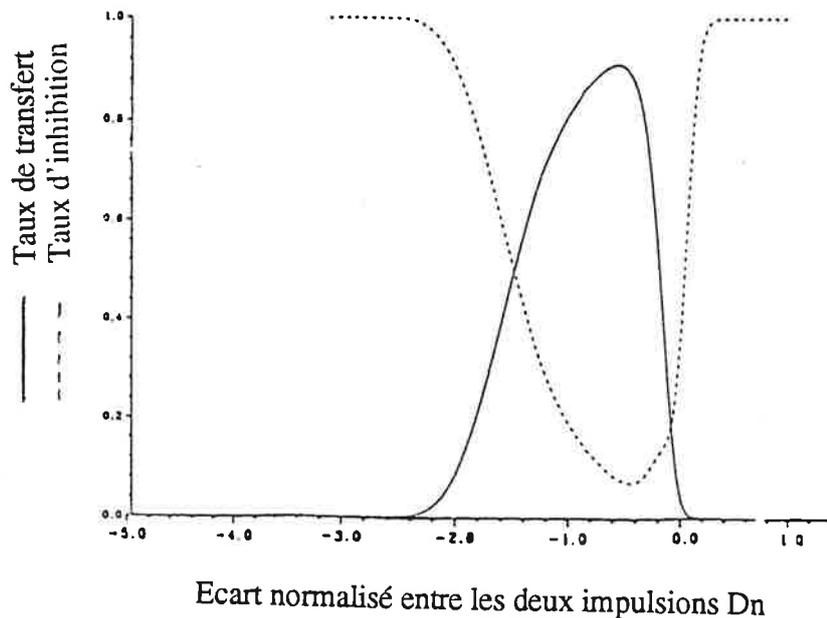


Figure III - 4 - 8b - Evolution du taux de transfert et du taux d'inhibition en fonction de la position relative des deux impulsions normalisée par rapport à la largeur des deux impulsions D/Δ pour la raie D_2 du césium sans niveaux hyperfins.

Cette transition est extrêmement intéressante. Nous n'avons pu réaliser cette expérience car nous ne disposons pas de diode laser (ou tout autre laser) centrée autour de la longueur d'onde de la raie D_1 (894 nm).

L'existence de niveaux hyperfins voisins est donc une limite importante pour obtenir un taux de transfert maximum. D'autres atomes peuvent être utilisés, notamment les gaz rares ayant un nombre pair de nucléons car ces atomes ne possèdent pas de structure hyperfine. Il serait intéressant par exemple de mettre en évidence expérimentalement un transfert de population et de quantité de mouvement en utilisant la transition $2p^5(2P^0_{1/2})3s J = 2$ (état métastable) $\rightarrow 2p^5(2P^0_{1/2})3p J' = 2$ de l'atome de néon. Le schéma de la transition est représenté sur la figure III - 4 - 9. L'écart d'énergie entre les niveaux de moments angulaires J différents est de l'ordre de plusieurs milliers de GHz. La perte de populations par les niveaux excités est donc a priori très faible.

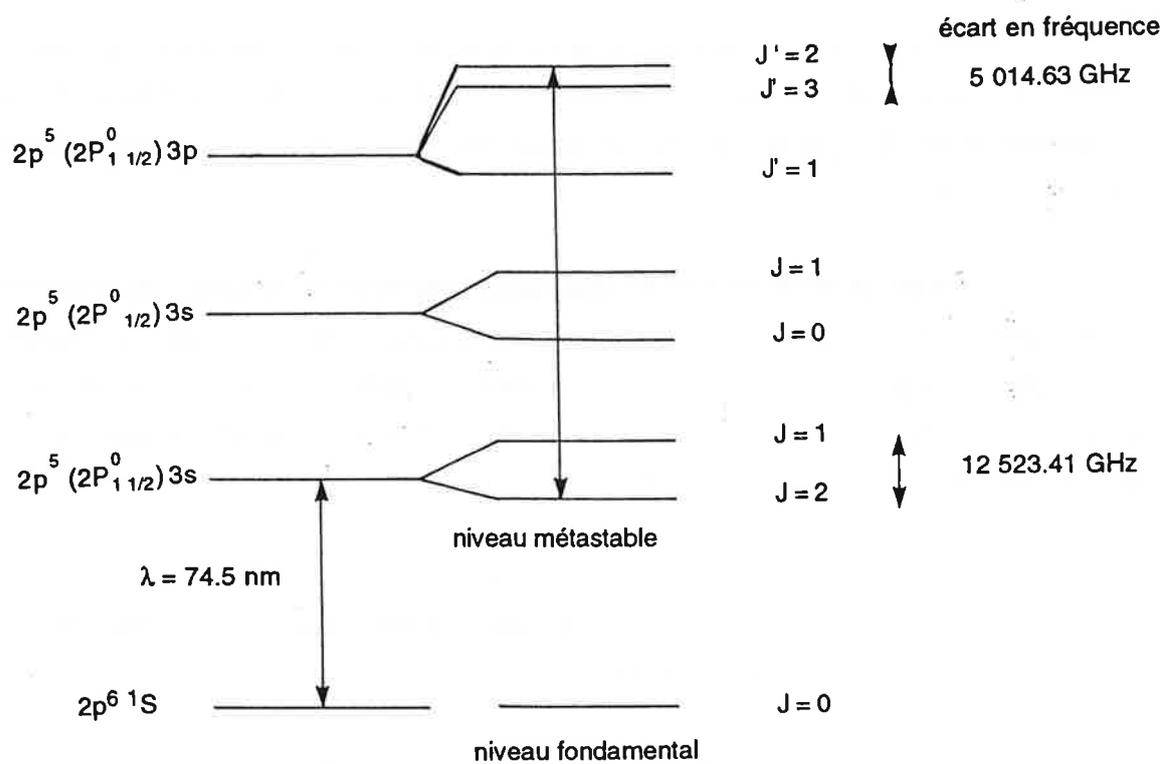


Figure III - 4 - 9 - Schéma des premiers niveaux de l'atome de néon.

L'intérêt d'un système multi- Λ n'est pas seulement dans le taux de transfert de population mais, comme nous allons le voir, dans la possibilité de transférer de manière cohérente une quantité importante de moment des photons vers les atomes. Nous allons analyser cette possibilité de transfert adiabatique de quantité de mouvement toujours dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium.

III - 5 - TRANSFERT ADIABATIQUE DE QUANTITE DE MOUVEMENT DANS LES SYSTEMES MULTI - NIVEAU

Un des intérêts du transfert adiabatique est la possibilité d'un transfert de quantité de mouvement de la lumière aux atomes. Ce point a été soulevé par Marte, Zoller et Hall [MAR91]. Nous allons analyser les possibilités de mettre en évidence un tel effet dans nos expériences.

Dans le premier paragraphe, nous rappelons le principe du transfert adiabatique de quantité de mouvement déjà exposé au paragraphe I - 3. Dans le deuxième paragraphe, nous présentons une possibilité de mise en évidence de ce transfert. Dans le dernier paragraphe, nous montrons nos résultats expérimentaux mettant indirectement en évidence un tel effet dans nos expériences.

III - 5 - 1 - Principe du transfert adiabatique de quantité de mouvement

Le principe du transfert adiabatique de moment repose sur les mêmes concepts que ceux du transfert adiabatique de population. On a vu au chapitre I - 3 que l'on peut obtenir un transfert adiabatique de quantité de mouvement dans le cas où les deux faisceaux lasers de transfert décrits dans la partie III - 3 se propagent en sens opposé. Considérons un système à trois niveaux disposés en Λ , en présence de deux champs électromagnétiques polarisés σ^+ et σ^- (cf figure III - 5 - 1).

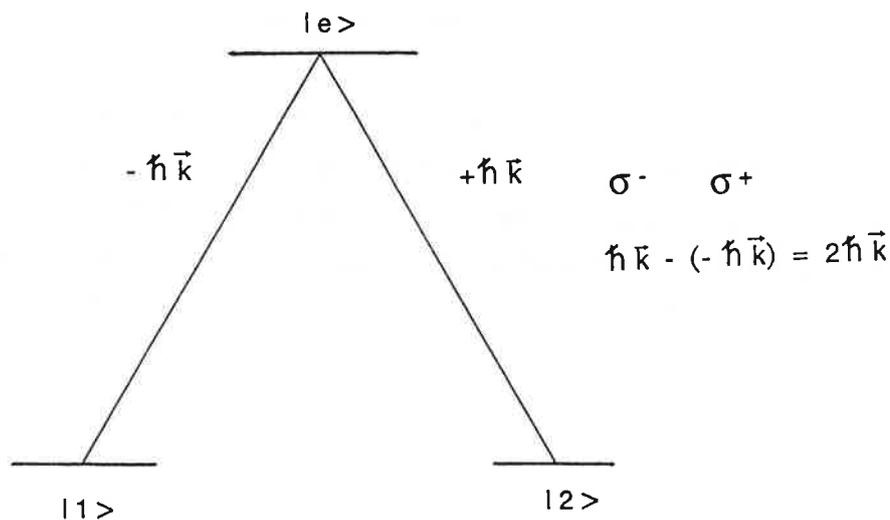


Figure III - 5 - 1 - Système à trois niveaux disposés en Λ .

Les atomes sont initialement préparés dans l'état $|2\rangle$. Lors du transfert adiabatique dans le cas d'un système disposé en Λ , les atomes interagissent avec les deux champs électromagnétiques. Un photon de polarisation σ^- est absorbé et un photon de polarisation σ^+ est émis de façon stimulée par ces atomes. Lors de l'absorption, un atome acquiert un quantum de moment $\hbar \vec{k}_{\sigma^-}$. Lors de l'émission stimulée, il perd un quantum de moment $\hbar \vec{k}_{\sigma^+}$. Après l'interaction avec les deux faisceaux lasers, l'atome a acquis la quantité de mouvement $\hbar \vec{k}_{\sigma^-} - \hbar \vec{k}_{\sigma^+}$. Si les faisceaux lasers se propagent dans le même sens, $\hbar \vec{k}_{\sigma^-} = \hbar \vec{k}_{\sigma^+}$ et le bilan de gain en quantité de mouvement lors du transfert est nul. Au contraire, si les faisceaux se propagent en sens opposé, $\hbar \vec{k}_{\sigma^-} = -\hbar \vec{k}_{\sigma^+} = \hbar \vec{k}$, les atomes ont chacun acquis une quantité de mouvement de $2\hbar \vec{k}$. Cette quantité modifie la vitesse dans la direction de propagation des lasers d'une quantité $2\hbar k / M$ où M est la masse d'un atome.

On généralise ce résultat pour un système multi- Λ . Considérons un système j - Λ à $2j + 1$ niveaux en présence de deux champs électromagnétiques σ^+ et σ^- . Ce système peut correspondre par exemple à une transition $j \rightarrow j$. Pour fixer les idées, revenons à notre expérience sur le transfert adiabatique que nous avons précédemment décrite et réalisée sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Le système mis en jeu est un système quatre- Λ (cf figure III - 5 - 2).

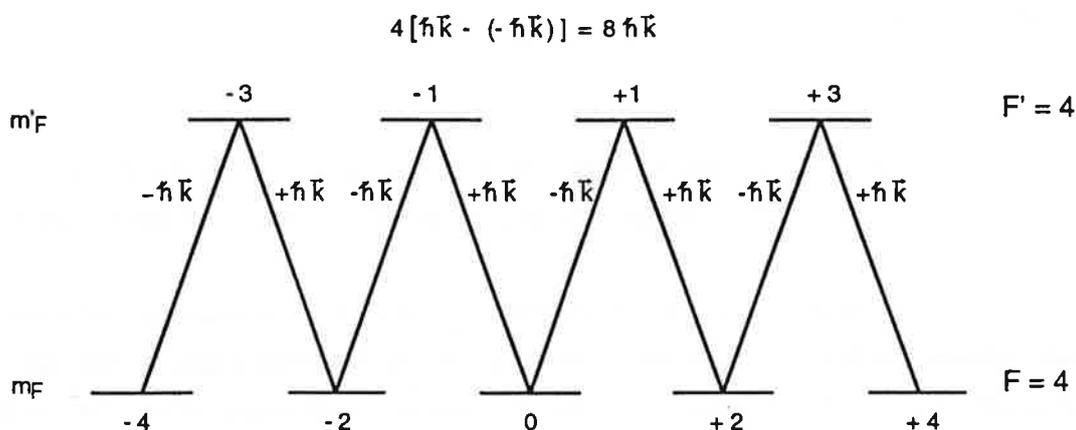


Figure III - 5 - 2 - Système à neuf niveaux multi- Λ représentant la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium.

Le processus de transfert adiabatique est considéré comme un processus global: on sait seulement que l'état initial est le sous-état $|m_F = +4\rangle$ et que l'état final est le sous-état $|m_F = -4\rangle$. Pour expliquer le transfert de quantité de mouvement, il peut être vu comme une succession de quatre processus d'absorption d'un photon σ^- et

d'émission stimulée d'un photon σ^+ . D'un point de vue de la quantité de mouvement, il acquiert avec l'absorption $4 \hbar \vec{k}_{\sigma^-}$ et perd avec l'émission $4 \hbar \vec{k}_{\sigma^+}$. Le bilan de gain de quantité de mouvement est donc: $4 \hbar \vec{k}_{\sigma^-} - 4 \hbar \vec{k}_{\sigma^+}$. Comme précédemment, il est clair que ce bilan est nul lorsque les faisceaux lasers se propagent dans le même sens et égal à $8 \hbar \vec{k}$, s'ils se propagent en sens opposé. D'une manière générale pour une transition $j \rightarrow j$, l'atome peut acquérir une quantité de mouvement de $2 j \hbar \vec{k}$.

Dans une configuration de type Raman comme c'est le cas pour le transfert adiabatique, le problème de l'effet Doppler se pose lorsque les faisceaux se propagent en sens opposé. Les atomes voient des fréquences lasers différentes: pour celui polarisé σ^- , la fréquence vue par l'atome est $\omega_L - k v_{\perp}$ et pour l'autre, la fréquence vue par l'atome est $\omega_L + k v_{\perp}$ où ω_L est la fréquence laser et v_{\perp} la vitesse transverse des atomes. Les désaccords entre les fréquences vues par l'atome et la fréquence atomique ω_0 ne sont plus égaux. Le processus de transfert adiabatique nécessite que ces désaccords soient égaux:

$$\begin{aligned} \delta_+ &= \omega_L - \omega_0 + k v_{\perp} \text{ et } \delta_- = \omega_L - \omega_0 - k v_{\perp} \\ \delta_+ &= \delta_- \end{aligned} \quad (\text{III - 5 - 1})$$

Ceci implique que seuls les atomes de vitesse transverse quasi-nulle participent au transfert adiabatique. Il résulte que le processus de transfert de quantité de mouvement est très sélectif en vitesse.

III - 5 - 2 - Possibilités de notre expérience de mettre en évidence le transfert de quantité de mouvement

Nous avons vu que le transfert de quantité de mouvement modifie dans la configuration des lasers de direction opposée la vitesse des atomes dans la direction des faisceaux lasers (Oz). Dans le cas de notre expérience d'un jet éclairé perpendiculairement, les atomes seraient déviés dans le même sens que le faisceau laser polarisé σ^- . L'angle de déviation correspond au nombre de quanta de quantité de mouvement transférés. Pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium, cet angle de déviation est donné par:

$$\alpha = \frac{8 \hbar k}{M v_{\parallel}} \quad (\text{III - 5 - 2})$$

où v_{\parallel} est la vitesse longitudinale.

Pour notre montage-expérimental, l'angle de déviation pour les atomes de césium est de l'ordre de $75 \mu\text{rad}$. A une distance de 1 m de la zone d'interaction avec les faisceaux lasers, la déviation est de l'ordre de $75 \mu\text{m}$, ce qui est faible. Pour l'augmenter, on peut placer d'autres faisceaux lasers se propageant en sens opposé et de polarisation σ^+ ou σ^- comme indiqué sur la figure III - 5 - 3.

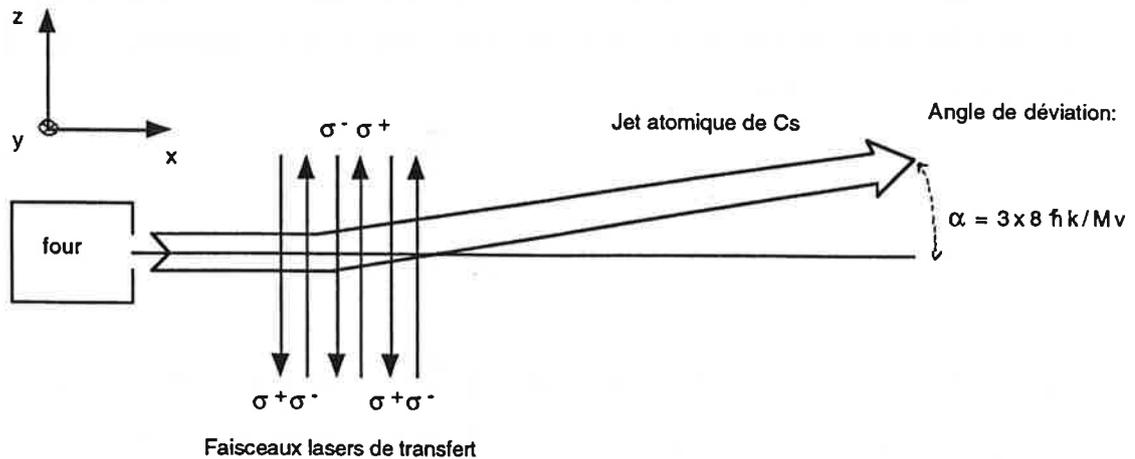


Figure III - 5 - 3 - Interaction avec un grand nombre de faisceaux lasers. Dans cet exemple, on peut obtenir un angle de déviation $3 \times 8 \hbar k / M v$ dans le cas du Cs (l'angle de déviation est de l'ordre de $300 \mu\text{rad}$).

Après le premier processus de transfert adiabatique, les atomes sont peuplés sur le sous-niveau Zeeman $m_F = -4$ et ont acquis une quantité de mouvement de $8 \hbar \vec{k}$. Il faut donc placer ensuite un faisceau se propageant dans le même sens que le premier faisceau mais de polarisation différente. La deuxième paire de faisceaux lasers permet le transfert adiabatique de $m_F = -4$ vers $m_F = +4$ et les atomes ont acquis une quantité de mouvement $2 \times 8 \hbar \vec{k}$ etc... L'observation expérimentale de cette déviation permet une mise en évidence du transfert adiabatique de quantité de mouvement.

Dans le cas de notre expérience, l'efficacité du transfert pour trois paires de faisceaux lasers est de l'ordre de 15 % (compte tenu d'un transfert de population de 55 %), ce qui est faible. Nous allons donc décrire dans le paragraphe suivant comment le transfert adiabatique de quantité de mouvement a été mis expérimentalement en évidence de manière indirecte.

III - 5 - 3 - Montage et résultats expérimentaux.

Nous avons réalisé à nouveau l'expérience que nous avons déjà décrite et discutée au paragraphe III - 5 - 1 avec la transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium dans la configuration des faisceaux lasers polarisés σ^+ et σ^- se propageant en sens opposé. Nous rappelons que nous avons trouvé un taux de transfert de population de 55% dans le cas des meilleures conditions expérimentales pour une configuration de faisceaux lasers se propageant dans le même sens. Le montage expérimental est indiqué sur les figures III - 5 - 4 et 5.

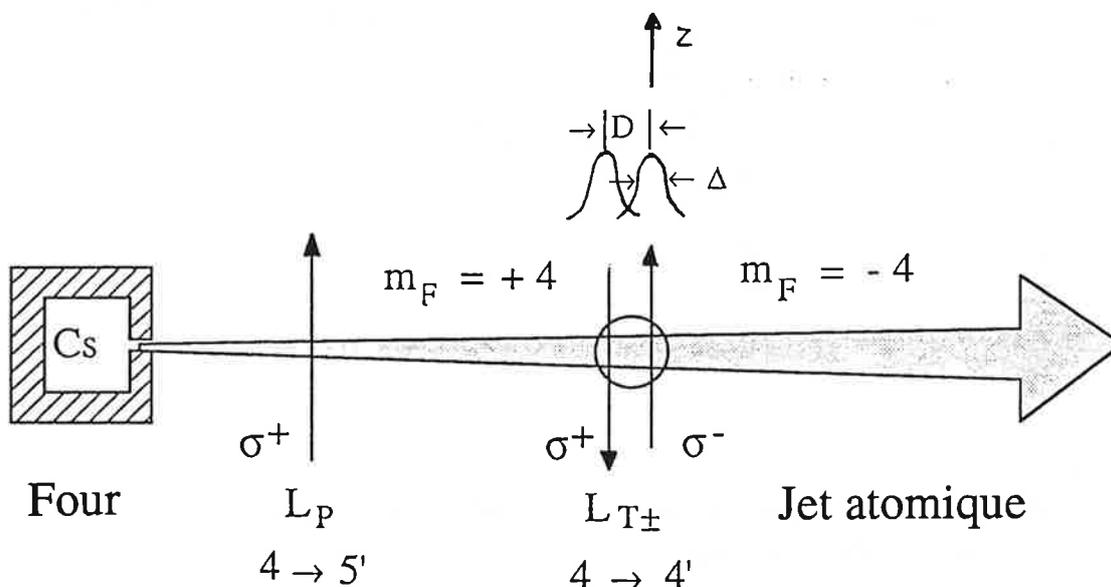


Figure III - 5 - 4 - Schéma d'un dispositif pour un transfert adiabatique de quantité de mouvement: les faisceaux lasers de transfert σ^+ et σ^- se propagent en sens opposé.

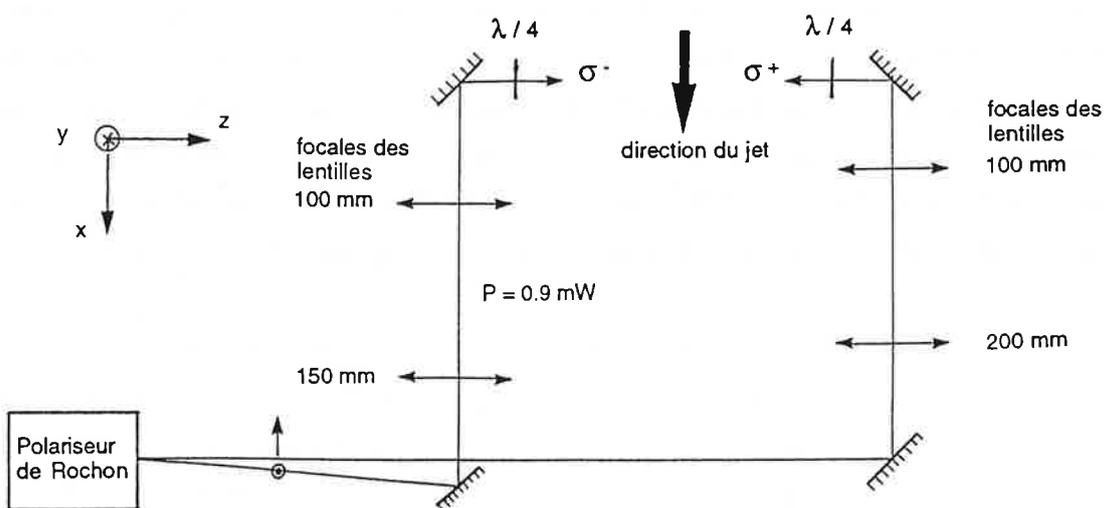
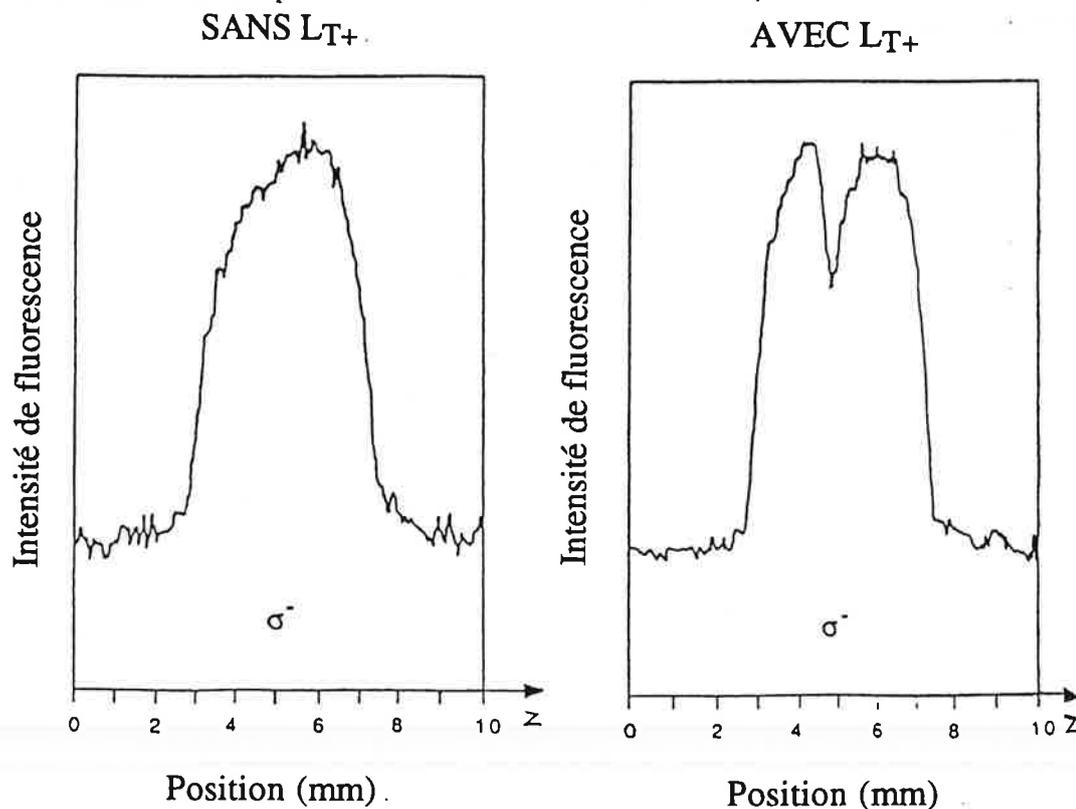


Figure III - 5 - 5 - Schéma du montage expérimental.

Les deux faisceaux lasers de transfert sont obtenus à partir du même faisceau laser. Un polariseur de Rochon permet d'obtenir deux directions de polarisation linéaire pour les deux faisceaux sortants. La taille des faisceaux ($\sim 0.6 \times 2 \text{ mm}^2$) est assurée par les lentilles convergentes. Les miroirs permettent d'obtenir deux faisceaux qui se propagent en sens opposé et qui sont partiellement recouverts. La polarisation circulaire de chaque faisceau est obtenue grâce à deux lames quart d'onde. Nous rappelons que la largeur spectrale de ces faisceaux est d'environ 50 kHz obtenue grâce à l'injection d'une diode laser esclave par une diode laser maître (cf partie II - 2). Grâce à ce montage, nous transférons la population du sous-niveau Zeeman $m_F = +4$ au sous-niveau $m_F = -4$ tout en transférant une quantité de mouvement de $8 \hbar \vec{k}$ dans la direction de propagation des faisceaux lasers.

Nous avons observé expérimentalement le signal de fluorescence provenant du faisceau laser polarisé σ^- dans la zone de transfert suivant la direction des faisceaux lasers Oz. Sur les figures III - 5 - 6a et 6b, sont montrées les courbes expérimentales. La première est le signal de fluorescence en fonction de la position z lorsque le faisceau polarisé σ^+ est éteint. La deuxième représente le même signal mais lorsque les deux faisceaux de transfert sont présents. Ces résultats sont obtenus pour une position relative des impulsions $D = \sim -1.5 \Delta$ avec $\Delta = 600 \mu\text{m}$.



Figures III - 5 - 6 - Signal de fluorescence du faisceau laser polarisé σ^- en fonction de la position z sans le faisceau laser polarisé σ^+ (a) et avec le faisceau laser polarisé σ^+ (b).

Nous observons sur la seconde courbe l'inhibition de la fluorescence pour la position centrale $z = 5$ mm. Cette position centrale correspond à la vitesse transversale des atomes nulle. Donc, lorsque le transfert adiabatique de quantité de mouvement a lieu, les atomes sont dans l'état piège et la cohérence est assurée. La largeur du "trou" de l'inhibition de fluorescence est liée à la largeur de la transition Raman stimulée entre les sous-niveaux $m_F = +4$ et $m_F = -4$. Cette largeur est liée à l'inverse du temps d'évolution des impulsions de champ. Nous avons vu par ailleurs que l'effet Doppler relatif à la vitesse transverse des atomes décale les fréquences en dehors de la résonance Raman. Les atomes qui ont une vitesse transverse proche de la vitesse nulle, telle que le double du décalage Doppler ($2 k v_{\perp}$) soit égal à la largeur Raman ($1/\tau$), ont subi le transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement. Pour un temps d'évolution des impulsions de l'ordre de 1 ms, la largeur spectrale de la transition Raman est au maximum de 1 MHz et la vitesse transverse maximum est de l'ordre de 10 cm s^{-1} pour le césium. Nous rappelons que la largeur spectrale des lasers est bien inférieure à cette valeur, sinon ce phénomène n'aurait pas été observable à cause du manque de résolution spectrale du montage expérimental. Nous remarquons que cette valeur est inférieure à la largeur naturelle du niveau excité ($\Gamma / 2 \pi = 5,22 \text{ MHz}$). Nous avons mis en évidence que l'émission spontanée n'intervient pas dans le processus. Cette expérience nous a permis de mettre en évidence la sélectivité en vitesse du processus de transfert adiabatique de quantité de mouvement.

III - 6 - CONCLUSION

Nous avons mis expérimentalement en évidence le processus de transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement en utilisant la transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Le caractère cohérent du mécanisme a été démontré à l'aide de l'inhibition de la fluorescence dans la zone de transfert, accompagnant le transfert de population. Récemment, le groupe de W. D. Phillips a mis en évidence le transfert adiabatique de 8 quanta de moment avec la même transition du césium pour une expérience réalisée avec une mélasse optique tri-dimensionnelle [GOL93]. D'autres groupes semblent aussi avoir obtenu des résultats récemment avec un jet d'atomes métastables d'hélium [LAW93].

Les calculs numériques rendent bien compte des résultats expérimentaux. Nous avons pu expliquer la valeur du taux de transfert de population en faisant intervenir les niveaux hyperfins voisins de la transition utilisée pour le transfert. On peut appliquer les résultats du calcul numérique pour d'autres atomes. L'atome de néon offre une possibilité intéressante car comme tous gaz rares de nombre pair de nucléons, il n'offre pas de structure hyperfine. La transition qui pourrait être utilisée est $J = 2 \rightarrow J' = 2$, éloignée des autres niveaux de plusieurs milliers de GHz comme déjà indiqué dans la partie III - 4. L'écart important d'énergie entre les niveaux permet de négliger l'effet de ces niveaux sur le taux de transfert.

Une des perspectives envisageables est le miroir "cohérent" à atomes. Les atomes sont tous déviés du même angle et de façon cohérente. L'angle de déviation peut être contrôlé à $2 \hbar k / M v$ près grâce aux nombre de paires de faisceaux lasers de transfert rencontrés par le jet atomique.

Une autre perspective, plus complexe est aussi possible: la réalisation d'une lame séparatrice. Nous allons rapidement exposer le principe de la lame séparatrice que l'on peut envisager avec le césium. Les atomes sont préalablement préparés sur une superposition cohérentes d'états $|F = 3, m_F = +3\rangle$ et $|F = 4, m_F = +4\rangle$ du niveau fondamental $6s \ ^2S_{1/2}$ grâce à l'interaction de ces atomes avec une impulsion d'aire $\pi/2$ d'une cavité micro-ondes centrée autour de la transition de l'horloge atomique ($F = 3 \rightarrow F = 4$). Cette impulsion crée une cohérence entre les deux états. Puis, les atomes interagissent avec les faisceaux lasers de transfert, centrés autour de la transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. La population est transférée de $m_F = +4$ vers $m_F = -4$ et une partie (théoriquement la moitié) du faisceau atomique est déviée de façon cohérente d'un angle $8 \hbar k / Mv$ par transfert de moment. L'autre partie

du faisceau n'est pas déviée car les atomes sur le niveau $F = 3$, $m_F = +3$ ne subissent pas de transfert de population, ni de quantité de mouvement. En augmentant le nombre de faisceaux de transfert, on peut atteindre un angle plus important et obtenir une lame séparatrice qui garde la cohérence. Il devient possible d'envisager d'utiliser un tel dispositif pour des montages d'interférométrie atomique. Il est sans doute possible d'imaginer de très nombreuses configurations.

Références bibliographiques du chapitre III

- [AYM73] M. Aymar, Thèse d'Etat (1973)
- [CAR88] C. E. Carroll and F. T. Hioe, *J. Opt. Soc. Am* **B5**, 1335 (1988)
- [CAR88-2] C. E. Carroll and F. T. Hioe, *Phys. Rev.* **A37**, 3000 (1988)
- [CAR90] C. E. Carroll and F. T. Hioe, *Phys. Rev.* **A42**, 1522 (1990)
- [COH91/92] C. Cohen-Tannoudji, Cours au Collège de France 1991/92.
- [GAU88] U. Gaubatz, P. Rudecki, M. Becker, S. Schiemann, M. Külz, and K. Bergmann, *Chem. Phys. Lett.* **149**, 463 (1988)
- [GAU90] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [GOL93] Lori S. Goldner, C. Gerz, R.J.C. Spreeuv, S. L. Rolston, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P. Marte and P. Zoller, à paraître (1993)
- [HE90] Guo-Zhong He, Axel Kuhn, Stephan Schiemann, and Klass Bergmann, *J. Opt. Soc. Am* **B7**, 1960 (1990)
- [KUK89] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, *Phys. Rev.* **A40**, 6741 (1989)
- [LAW93] John Lawall and Mara Prentiss, à paraître (1993)
- [MAR91] P. Marte, P. Zoller and J. L. Hall, *Phys. Rev.* **A44**, 4118 (1991).
- [ORE84] J. Oreg, F. T. Hioe, and J. H. Eberly, *Phys. Rev.* **A29**, 690 (1984)
- [PFA93] T. Pfau, C. S. Adams, and J. Mlyneck, *Europhys. Lett.* **21**, 439 (1992)
- [PIL93] P. Pillet, C. Valentin, R. -L. Yuan, and J. Yu, *Phys. Rev. A* **48**, 845 (1993)
- [SMI92] A. V. Smith, *J. Opt. Soc. Am.* **B9**, 1543 (1992)
- [TAN92] C. E. Tanner, A. E. Livingston, R. J. Rafac, F. G. Serpa, K. W. Kukla, H. G. Berry, L. Young and C. A. Kurtz, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2765 (1992).

Annexe A_{III} - Calcul des fréquences de Rabi

A_{III} - 1 - Puissance de saturation pour un système à deux niveaux

La fréquence de Rabi est définie par:

$$\Omega = -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_0}{\hbar} \quad (\text{A}_{\text{III}} - 1)$$

où \vec{d} est le moment dipolaire et \vec{E}_0 est le champ électrique. Le paramètre de saturation s'écrit d'une façon générale en fonction de Ω , le taux d'émission spontanée de la transition Γ et δ , le désaccord:

$$s = \frac{2 \Omega^2 / \Gamma^2}{1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{A}_{\text{III}} - 2)$$

A résonance, la fréquence de Rabi de saturation ($s = 1$) est donné par:

$$\Omega^{\text{sat}} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2}}$$

D'où, le champ électrique s'écrit:

$$\left| \vec{E}_0^{\text{sat}} \right| = \frac{\hbar \Gamma}{\sqrt{2} |\vec{d}|} \quad (\text{A}_{\text{III}} - 3)$$

La puissance en W / m^2 est donné par:

$$\mathcal{P} = \frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 c \quad (\text{A}_{\text{III}} - 4)$$

A la saturation, la puissance est :

$$\mathcal{P}^{\text{sat}} = \frac{\pi h c \Gamma}{3 \lambda^3} \quad (\text{AIII - 5})$$

En calculant la valeur numérique, nous retrouvons bien la puissance de saturation de 1,1 mW / cm².

A III - 2 - Système à plusieurs niveaux

Dans le cas des transitions $F = 4$ vers $F' = 3, 4$ et 5 , la puissance de saturation est définie pour la transition $F = 4$, $m_F = \pm 4$ vers $F' = 5$, $m'_F = \pm 5$. Nous allons premièrement vérifier ce résultat, puis nous calculerons les fréquences de Rabi pour toutes les transitions.

A III - 2 - 1 - Vérification

La fréquence de Rabi s'exprime en fonction de l'élément de matrice du moment dipolaire entre les deux états qui nous intéressent :

$$\Omega = -\frac{E_0}{\hbar} \langle F', m'_F | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}}_+ | F, m_F \rangle \quad (\text{AIII - 6})$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckaert, nous faisons apparaître un symbole 3-j correspondant au coefficient de Clebsch-Gordan :

$$\Omega = -\frac{E_0}{\hbar} (-1)^{F'-m'_F} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m'_F & 1 & m_F \end{pmatrix} \langle 6p_{3/2}, F' || d^{(1)} || 6s_{1/2}, F \rangle \quad (\text{AIII - 7})$$

L'élément de matrice réduit peut être exprimé en fonction des états de base $|6s\rangle$ et $|6p\rangle$ en utilisant les symboles 6-j:

$$\begin{aligned} \langle 6p_{3/2}, F' || d^{(1)} || 6s_{1/2}, F \rangle &= (-1)^{3/2+1+F+7/2} \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ F' & 7/2 & F \end{Bmatrix} (-1)^{0+1+1/2+3/2} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 3/2 & 1/2 & 1/2 \end{Bmatrix} \langle 6p || d^{(1)} || 6s \rangle \end{aligned} \quad (\text{AIII - 8})$$

Or d'après le calcul de la probabilité d'émission spontanée dans la thèse de M. Aymar [AYM73], nous obtenons l'élément de matrice réduit:

$$\left| \langle 6p || d^{(1)} || 6s \rangle \right| = \sqrt{\frac{9 \varepsilon_0 h \Gamma \lambda^3}{16 \pi^3}} \quad (\text{AIII - 9})$$

D'où la fréquence de Rabi est donnée par:

$$\Omega = \sqrt{\frac{3 \varepsilon_0 \Gamma \lambda^3}{4 \pi^2 h}} E_0 \quad (\text{AIII - 10})$$

Dans le cas de la saturation, nous retrouvons la valeur de la puissance précédemment calculée. Donc, le paramètre de saturation est défini à partir de cette transition.

AIII - 2 - 2 - Fréquences de Rabi

Pour les transitions $F = 4$, $m_F = \pm 4$ vers $F' = 4$ ou 3 , $m_{F'} = \pm 3$, seuls changent le coefficient de Clebsch-Gordan et F' . Nous en déduisons les rapports de fréquences de Rabi:

F'	3	4
$\Omega_{4-F'} / \Omega_{4-5}$	$\sqrt{7/6}$	$\sqrt{7}/\sqrt{60}$

(T-AIII - 1)

Dans l'expérience, les puissances totales mesurées sont $P_+ = 1.2$ mW et $P_- = 0.65$ mW. La surface est donnée par le produit des largeurs à mi-hauteur des impulsions: $S = 6 \cdot 10^{-2} \times 0.23 \text{ cm}^2 = 1.38 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$. Nous donnons ici les fréquences pour les trois transitions:

F'	3	4	5
$\Omega_{4-F'}^+ / \Gamma$	2.77	2.15	6.29
$\Omega_{4-F'}^- / \Gamma$	2.04	1.58	4.63

(T-A_{III} - 2)

Or, dans le programme de calcul numérique, les coefficients de Clebsch-Gordan ne sont pas pris en compte dans l'expression des fréquences de Rabi. Les valeurs numériques entrées sont alors:

F'	3	4	5
$\Omega_{4-F'}^+ / \Gamma$	3.14	4.80	6.29
$\Omega_{4-F'}^- / \Gamma$	2.31	3.53	4.63

(T-A_{III} - 3)

Annexe B_{III}: Equations d'évolution pour un système à neufs niveaux en présence des niveaux hyperfins

La transition hyperfine $6s\ ^2S_{1/2}\ F = 4 \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2}\ F' = 4$ en présence des deux niveaux hyperfins $6p\ ^2P_{1/2}\ F' = 3$ et $F' = 5$ est schématisée sur la figure B_{III} - 1.

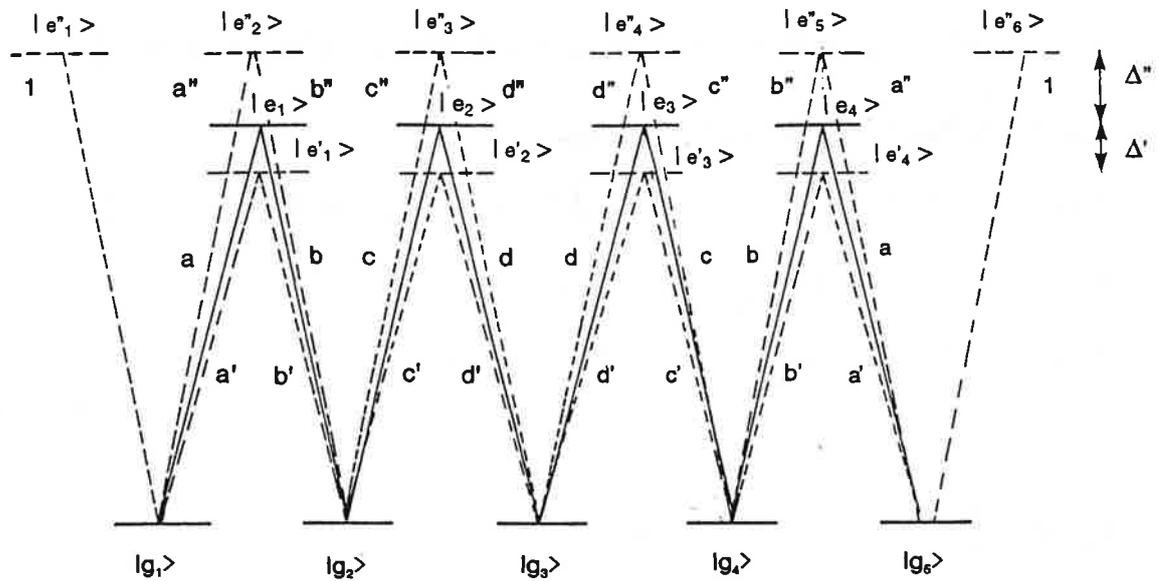


Figure B_{III} - 1 - Schéma de transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ en présence des niveaux hyperfins $F' = 3$ et $F' = 5$.

Sur cette figure, nous avons aussi mentionné les coefficients de Clebsch-Gordan et les écarts à la résonance des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$, qui sont égaux à 151 et 201 MHz respectivement. Nous écrivons toutes les équations d'évolution:

$$\begin{aligned}
\dot{\alpha}_{g1} &= ia\Omega_+\alpha_{e1} - i\Omega_-\alpha_{e''1} - ia'\Omega_+\alpha_{e'1} - ia''\Omega_+\alpha_{e''2} \\
\dot{\alpha}_{e1} &= -\frac{\Gamma}{2}\alpha_{e1} + ia\Omega_+\alpha_{g1} - ib\Omega_-\alpha_{g2} \\
\dot{\alpha}_{g2} &= -i\Omega_-(b\alpha_{e1} + b'\alpha_{e'1} + b''\alpha_{e''2}) + i\Omega_+(c\alpha_{e2} - c'\alpha_{e'2} - b''\alpha_{e''3}) \\
\dot{\alpha}_{e2} &= -\frac{\Gamma}{2}\alpha_{e2} + ic\Omega_+\alpha_{g2} - id\Omega_-\alpha_{g3} \\
\dot{\alpha}_{g3} &= -i\Omega_-(d\alpha_{e2} + d'\alpha_{e'2} + d''\alpha_{e''3}) + i\Omega_+(d\alpha_{e3} - d'\alpha_{e'3} - d''\alpha_{e''4}) \\
\dot{\alpha}_{e3} &= -\frac{\Gamma}{2}\alpha_{e3} + id\Omega_+\alpha_{g3} - ic\Omega_-\alpha_{g4} \\
\dot{\alpha}_{g4} &= -i\Omega_-(c\alpha_{e3} + c'\alpha_{e'3} + c''\alpha_{e''4}) + i\Omega_+(b\alpha_{e4} - b'\alpha_{e'4} - b''\alpha_{e''5}) \\
\dot{\alpha}_{e4} &= -\frac{\Gamma}{2}\alpha_{e4} + ib\Omega_+\alpha_{g4} - ia\Omega_-\alpha_{g5} \\
\dot{\alpha}_{g5} &= -ia\Omega_-\alpha_{e4} - i\Omega_+\alpha_{e''6} - ia'\Omega_-\alpha_{e'4} - ia''\Omega_-\alpha_{e''5}
\end{aligned}$$

(BIII - 1)

$$\begin{aligned}
\dot{\alpha}_{e'1} &= -i\left(\Delta' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e'1} - ia'\Omega_+\alpha_{g1} - ib'\Omega_-\alpha_{g2} \\
\dot{\alpha}_{e'2} &= -i\left(\Delta' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e'2} - ic'\Omega_+\alpha_{g2} - id'\Omega_-\alpha_{g3} \\
\dot{\alpha}_{e'3} &= -i\left(\Delta' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e'3} - id'\Omega_+\alpha_{g3} - ic'\Omega_-\alpha_{g4} \\
\dot{\alpha}_{e'4} &= -i\left(\Delta' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e'4} - ib'\Omega_+\alpha_{g4} - ia'\Omega_-\alpha_{g5} \\
\dot{\alpha}_{e''1} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''1} - i\Omega_-\alpha_{g1} \\
\dot{\alpha}_{e''2} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''2} - ia''\Omega_+\alpha_{g1} - ib''\Omega_-\alpha_{g2} \\
\dot{\alpha}_{e''3} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''3} - ic''\Omega_+\alpha_{g2} - id''\Omega_-\alpha_{g3} \\
\dot{\alpha}_{e''4} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''4} - id''\Omega_+\alpha_{g3} - ic''\Omega_-\alpha_{g4} \\
\dot{\alpha}_{e''5} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''5} - ib''\Omega_+\alpha_{g4} - ia''\Omega_-\alpha_{g5} \\
\dot{\alpha}_{e''6} &= -i\left(\Delta'' - i\frac{\Gamma}{2}\right)\alpha_{e''6} - i\Omega_+\alpha_{g4}
\end{aligned}$$

L'évolution temporelle des probabilités de transitions des niveaux hyperfins parasites est dominée par l'inverse des désaccords Δ' et Δ'' entre la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et les deux autres transitions. Ces probabilités de transition atteignent rapidement leur valeur stationnaire et donc il est judicieux de négliger le terme d'évolution par rapport au premier terme de droite:

$$\left| \frac{d \alpha_{e'}}{dt} \right| \ll |\Delta'| \alpha_{e'}, \text{ et } \left| \frac{d \alpha_{e''}}{dt} \right| \ll |\Delta''| \alpha_{e''} \quad (\text{BIII} - 2)$$

Finalement, nous calculons les valeurs stationnaires et les insérons dans les équations d'évolution des sous-niveaux de l'état fondamental. Ce qui donne les équations suivantes (BIII - 3):

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{g1} = & i \left\{ \Omega_+^2 \left[\frac{a'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] + \frac{\Omega_-^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right\} \alpha_{g1} + \\ & + i \Omega_+ \Omega_- \left[\frac{a' b'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a'' b''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g2} + i a \Omega_+ \alpha_{e1} \end{aligned}$$

$$\dot{\alpha}_{e1} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e1} + i a \Omega_+ \alpha_{g1} - i b \Omega_- \alpha_{g2}$$

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{g2} = & i \left\{ \Omega_-^2 \left[\frac{b'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{b''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] + \Omega_+^2 \left[\frac{c'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{c''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \right\} \alpha_{g2} - \\ & - i b \Omega_- \alpha_{e1} + i c \Omega_+ \alpha_{e2} + \\ & + i \Omega_+ \Omega_- \left\{ \left[\frac{a' b'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a'' b''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g1} + \left[\frac{c' d'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{c'' d''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g3} \right\} \end{aligned}$$

$$\dot{\alpha}_{e2} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e2} + i c \Omega_+ \alpha_{g2} - i d \Omega_- \alpha_{g3}$$

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{g3} = & i \left(\Omega_-^2 + \Omega_+^2 \right) \left[\frac{d'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{d''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g3} - \\ & - i \delta \left(\Omega_- \alpha_{e2} - i \Omega_+ \alpha_{e3} \right) + \\ & + i \Omega_+ \Omega_- \left[\frac{c' d'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{c'' d''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] (\alpha_{g2} + \alpha_{g4}) \end{aligned}$$

(BIII - 3)

$$\dot{\alpha}_{e3} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e3} + i d \Omega_+ \alpha_{g3} - i c \Omega_- \alpha_{g4}$$

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{g4} = i \left\{ \Omega_+^2 \left[\frac{b'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{b''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] + \Omega_-^2 \left[\frac{c'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{c''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \right\} \alpha_{g4} - \\ - i g \Omega_- \alpha_{e3} + i b \Omega_+ \alpha_{e4} + \\ + i \Omega_+ \Omega_- \left\{ \left[\frac{a' b'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a'' b''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g5} + \left[\frac{c' d'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{c'' d''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g3} \right\} \end{aligned}$$

$$\dot{\alpha}_{e4} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{e4} + i b \Omega_+ \alpha_{g4} - i a \Omega_- \alpha_{g5}$$

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{g5} = i \left\{ \Omega_-^2 \left[\frac{a'^2}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a''^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] + \frac{\Omega_+^2}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right\} \alpha_{g5} + \\ + i \Omega_+ \Omega_- \left[\frac{a' b'}{\Delta' - i\Gamma/2} + \frac{a'' b''}{\Delta'' - i\Gamma/2} \right] \alpha_{g4} - i a \Omega_- \alpha_{e4} \end{aligned}$$

Nous obtenons finalement un système d'équations couplées pour les neuf niveaux. On voit apparaître des termes de fuite par émission spontanée vers les autres niveaux que les niveaux du fondamental impliqués dans le processus. Ces termes sont complexes et dépendent des fréquences de Rabi associées aux deux champs électromagnétiques σ^+ et σ^- .

Conclusion générale

the 1990s, the number of people in the UK who are aged 65 and over has increased from 10.5 million to 13.5 million (1990-2000) (ONS 2001).

There is a growing awareness of the need to address the health care needs of the elderly population. The Department of Health (2000) has set out a strategy for the NHS to meet the needs of the elderly population. This strategy is based on the following principles:

- To ensure that the NHS is able to meet the needs of the elderly population.
- To ensure that the NHS is able to provide a high quality of care for the elderly population.
- To ensure that the NHS is able to provide a range of services to meet the needs of the elderly population.

The NHS is currently facing a number of challenges in meeting these principles. These challenges are:

- The increasing number of people aged 65 and over.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in poor health.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in long-term care.

The NHS is currently facing a number of challenges in meeting these principles. These challenges are:

- The increasing number of people aged 65 and over.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in poor health.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in long-term care.

The NHS is currently facing a number of challenges in meeting these principles. These challenges are:

- The increasing number of people aged 65 and over.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in poor health.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in long-term care.

The NHS is currently facing a number of challenges in meeting these principles. These challenges are:

- The increasing number of people aged 65 and over.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in poor health.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in long-term care.

The NHS is currently facing a number of challenges in meeting these principles. These challenges are:

- The increasing number of people aged 65 and over.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in poor health.
- The increasing number of people aged 65 and over who are in long-term care.

Les deux expériences présentées dans ce travail ont permis de montrer deux techniques très différentes pouvant permettre la manipulation d'un jet atomique de césium à l'aide de faisceaux lasers. On peut résumer les différents effets qui ont été mis en évidence dans cette thèse.

Pour les mélasses optiques suivant une dimension, nous avons observé que, dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du Cs, un décalage *vers le bleu* était nécessaire pour observer un effet de refroidissement sub-Doppler contrairement au décalage *vers le rouge* nécessaire au refroidissement Doppler et sub-Doppler pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Cette différence est générale dans le cas des transitions $j \rightarrow j - 1$ et $j \rightarrow j + 1$ pour les différentes configurations de polarisation étudiées (lin \perp lin, $\sigma^+ - \sigma^-$ et $\sigma^+ - \sigma^+$ et lin \parallel lin en présence d'un champ magnétique transverse). Tous ces effets sont bien compris. De nombreuses études théoriques sont disponibles pour interpréter ces résultats. On peut cependant noter qu'un désaccord existe entre l'effet obtenu pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ et une théorie en champ faible.

Nous avons aussi étudié l'effet d'un champ magnétique statique appliqué dans la zone de mélasse. Il peut permettre de dévier ou de dédoubler un jet atomique en créant un effet de mélasse autour d'une vitesse non nulle. La variation de la vitesse de dérive des pics de mélasse est linéaire en fonction du champ magnétique. En modifiant simplement la valeur du champ magnétique, on peut envisager contrôler la valeur de l'angle de déviation ou de l'écart entre les deux pics de mélasses. On peut aussi envisager de réaliser une modulation d'un jet atomique ou lancer une mélasse dans une fontaine atomique. Le processus d'émission spontanée présent dans les cycles de fluorescence permet l'effet de mélasse optique, mais est aussi responsable de la perte de cohérence interne des atomes. Il en résulte que la manipulation d'un jet atomique par cette méthode sera fondamentalement non-cohérente.

La recherche d'une technique de manipulation cohérente d'un jet atomique a en partie motivé la réalisation de la deuxième expérience présentée dans cette thèse. Le transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement fait appel à une transition Raman. Ce processus est basé sur l'absorption et l'émission stimulée d'un certain nombre de photons avec inhibition de toute émission spontanée, il est donc cohérent. Pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium (système atomique quadruple- Λ), nous avons mis en évidence le transfert adiabatique de population avec un taux d'environ 55 %. Nous avons bien compris le mécanisme qui limite expérimentalement la valeur de ce taux. Les niveaux excités hyperfins $F' = 3$ et 5 voisins de $F' = 4$ induisent une "fuite"

des atomes du processus de transfert adiabatique. Pour augmenter la valeur de ce taux, il faut considérer des systèmes atomiques sans niveau perturbateur.

L'effet du transfert adiabatique de quantité de mouvement a pu être observé indirectement toujours dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Les photons absorbés et réémis transfèrent une quantité de mouvement de $8 \hbar \vec{k}$ aux atomes dans la direction de propagation des faisceaux lasers. Nous avons mis en évidence la grande sélectivité en vitesse du processus de transfert de quantité de mouvement. Ce mécanisme peut permettre de dévier de façon cohérente un jet d'atomes. L'angle de déviation est ici contrôlé par la transition utilisée et par le nombre de processus que l'on applique pour le transfert de quantité de mouvement. On peut aussi envisager la réalisation d'une lame semi-réfléchissante. Les récents résultats expérimentaux obtenus par d'autres équipes laissent présager quelque futur à cette méthode.

L'optique atomique n'était pas réellement le sujet de cette thèse qui s'est surtout attachée à étudier des effets particuliers dans l'interaction matière-rayonnement: refroidissement sub-Doppler et transfert adiabatique. Les mécanismes dégagés offrent cependant des possibilités intéressantes pour l'optique atomique. C'est un sujet en plein développement et beaucoup d'autres méthodes sont actuellement étudiées. On peut en particulier citer une des plus prometteuses qui est obtenue avec la réflexion d'atomes sur des ondes évanescentes [BAL89]. En particulier, très récemment, le rebond d'atomes a pu être mis en évidence sur un tel miroir [AMI93].

Références

- [AMI93] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1993)
- [BAL89] V.I Balykin, V.S. Letohkov, Yu B. Ovchinnikov, A.I. Sidorov, S.V. Shul'ga, in *Atomic Physics 11*, S. Haroche, J. C. Gay and G. Grynberg, eds., World Scientific, Singapore, 229 (1989)

Publications

the study. The results of the study are discussed in terms of their implications for the design of training programmes for the use of the simulator.

The first aim of the study was to determine whether there was a significant difference in the number of errors made by the two groups of participants. The second aim was to determine whether there was a significant difference in the time taken to complete the task between the two groups of participants. The third aim was to determine whether there was a significant difference in the number of times the participants used the help function between the two groups of participants.

The results of the study showed that there was a significant difference in the number of errors made by the two groups of participants. The number of errors made by the control group was significantly higher than the number of errors made by the training group. This suggests that the training programme was effective in reducing the number of errors made by the participants.

The results also showed that there was a significant difference in the time taken to complete the task between the two groups of participants. The time taken to complete the task by the control group was significantly longer than the time taken to complete the task by the training group. This suggests that the training programme was effective in reducing the time taken to complete the task.

The results also showed that there was a significant difference in the number of times the participants used the help function between the two groups of participants. The number of times the control group used the help function was significantly higher than the number of times the training group used the help function. This suggests that the training programme was effective in reducing the number of times the participants used the help function.

The results of the study suggest that the training programme was effective in reducing the number of errors made by the participants, reducing the time taken to complete the task, and reducing the number of times the participants used the help function. This suggests that the training programme was effective in improving the performance of the participants.

The results of the study also suggest that the training programme was effective in reducing the number of errors made by the participants. This suggests that the training programme was effective in improving the accuracy of the participants. The results also suggest that the training programme was effective in reducing the time taken to complete the task. This suggests that the training programme was effective in improving the speed of the participants.

The results of the study also suggest that the training programme was effective in reducing the number of times the participants used the help function. This suggests that the training programme was effective in improving the confidence of the participants. The results also suggest that the training programme was effective in reducing the number of errors made by the participants. This suggests that the training programme was effective in improving the accuracy of the participants.

The results of the study also suggest that the training programme was effective in reducing the time taken to complete the task. This suggests that the training programme was effective in improving the speed of the participants. The results also suggest that the training programme was effective in reducing the number of times the participants used the help function. This suggests that the training programme was effective in improving the confidence of the participants.

The results of the study also suggest that the training programme was effective in reducing the number of errors made by the participants. This suggests that the training programme was effective in improving the accuracy of the participants. The results also suggest that the training programme was effective in reducing the time taken to complete the task. This suggests that the training programme was effective in improving the speed of the participants.

One-Dimension Sub-Doppler Molasses in the Presence of Static Magnetic Field.

C. VALENTIN, M.-C. GAGNÉ, J. YU and P. PILLET

Laboratoire Aimé Cotton(*), *C.N.R.S. II*

Bât. 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

(received 31 July 1991; accepted in final form 3 October 1991)

PACS. 32.80P - Optical cooling of atoms: trapping.

PACS. 42.50 - Quantum optics.

PACS. 42.60 - Laser systems and laser beam applications.

Abstract. - Sub-Doppler cooling has been achieved for the two closed hyperfine transitions: $F = 4 \rightarrow F' = 5$ and $F = 3 \rightarrow F' = 2$, of the cesium D_2 line. One-dimension optical molasses is experimentally investigated and compared for both $j \rightarrow j+1$ and $j \rightarrow j-1$ transitions, on different laser polarization configurations, in the presence, and absence of a static magnetic field. One remarkable point is that cooling is obtained with blue laser detuning for the $j \rightarrow j-1$ transition. An applied static magnetic field can also shift the sub-Doppler-cooled molasses peaks to nonzero velocities without any extra heating, for the polarization gradient configurations.

For several years now laser cooling has led to extremely low temperature in the microkelvin range for neutral atoms in optical molasses [1-3]. Theoretical understanding of cooling mechanisms exceeds the Doppler cooling frame. The sub-Doppler cooling is understood by considering a multi-level ground-state atom in the presence of a laser polarization gradient [2, 3] or a magnetic field [4-6]. Particularly, for the one-dimension configuration of two orthogonal laser polarizations (lin \perp lin), the cooling mechanism has been interpreted with the Sisyphus picture [2]. Although 2D or 3D-cooling is required for most of the applications, 1D-molasses remains a system for which theoretical interpretations are the easiest ones. Moreover, the information from 1D-molasses can often be extended to 2D or 3D cases.

In this letter we report our experimental investigations on different 1D-molasses configurations. Sub-Doppler cooling has been achieved for two hyperfine transitions: $F = 4 \rightarrow F' = 5$ and $F = 3 \rightarrow F' = 2$ of the cesium D_2 line ($6s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{3/2}$, $\lambda = 825.1$ nm). The second case is a $j = j-1$ transition, which has never been exploited for sub-Doppler molasses, because it does not permit Doppler cooling. The purpose of this letter is to compare results obtained in the different molasses configurations for both transitions $j \rightarrow j+1$ and $j \rightarrow j-1$. We give first an experiment overview of sub-Doppler cooling induced by laser polarization gradients and by a static magnetic field in a standing wave. Then we

(*) The Laboratoire Aimé Cotton is associated with the Université Paris-Sud.

report effects due to the application of a static magnetic field to polarization-gradient molasses, leading to the manifestation of transversal molasses-drift [6, 7], recently observed for Rb atom [8]. We give a simple interpretation of these phenomena and we conclude by proposing possible applications of them.

In our experiments, a cesium atomic beam propagates through a vertical 0.3 mm wide slot of an oven heated at $\sim 100^\circ\text{C}$ and is collimated by a 3 mm diameter carbon diaphragm 75 mm away. The 1D-optical molasses is obtained 125 mm away from the oven, by two counter-propagating laser beams (one retro-reflected by a mirror). The laser beam section is $(35 \times 7) \text{ mm}^2$. The atoms spend an average time of $135 \mu\text{s}$ inside the molasses. Quarter-wave plates are used to generate $\text{lin} \perp \text{lin}$, or two orthogonal circular polarization ($\sigma^+ \text{-} \sigma^-$) configuration. The entering laser beam has a maximum power of 15 mW, with the counter-propagating one attenuated by losses of a factor 6 to 20% according to the experimental arrangement. The atomic beam profile is analysed in a 22 mm range, by a 0.1 mm diameter tungsten hotwire 1.20 m away from the centre of the molasses zone. Three pairs of Helmholtz coils surround the molasses zone to compensate for the earth magnetic field, and to apply a static magnetic field if required.

The laser beam is provided by a 40 mW power c.w. single mode STC diode (slave) which is locked to a low-power single-mode Hitachi diode (master) by optical injection. The master laser is stabilized to an external confocal Fabry-Perot cavity by optical feedback. Its long-term stabilization is ensured by locking its frequency on the saturated absorption line $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (respectively, $F = 3 \rightarrow F' = 3$) of a cesium cell. The slave laser is injected through an acousto-optic modulator, shifting the frequency on the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (respectively, $F = 3 \rightarrow F' = 2$) transition. The resulting laser line width is less than 100 kHz.

To put all of the atoms into the interacting hyperfine level of the ground state, $F = 4$ (respectively, $F = 3$), and to prevent leaks of atoms, we use a (20 MHz FWHM) repumping laser tuned on the $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (respectively, $F = 4 \rightarrow F' = 4$) transition. This laser beam is perpendicular to the molasses zone and totally overlaps it. It is also retro-reflected to avoid any deviation. Its polarization is linear in the direction of the molasses-laser propagation axis.

Figure 1 summarizes the results for both $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (*b-f*) and $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (*g-j*) atomic transitions. All the recordings given in this letter are obtained, if not specified, with a 4 mW/cm^2 intensity laser beam (1.5 times the saturation value). The laser detuning is here equal in absolute value to the natural line width of the considered transition, $\Gamma \sim 2\pi \times 5 \text{ MHz}$. First, all the examples of sub-Doppler molasses (fig. 1*c-j*) exhibit a narrow peak of $\sim 600 \mu\text{m}$ FWHM superimposed on a broad pattern: either a Doppler molasses profile (fig. 1*b*) for the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition, or a laser free profile (fig. 1*a*) for the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ one, which presents neither Doppler cooling nor heating. For the 100°C Cs oven, a rough estimation⁽¹⁾ gives a temperature of $100 \mu\text{K}$, lower than the Doppler limit temperature $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$ ($125 \mu\text{K}$ for Cs). On the contrary, the Doppler profile corresponds to a temperature of $\sim 30 \text{ mK}$ higher than T_D , because the damping time is too long to permit the atoms to reach the limit temperature, especially for the high-transverse-velocity captured atoms. Furthermore, the Doppler molasses centre is shifted compared to the sub-Doppler one, due to the power imbalance between the two counter-propagating laser beams. We also notice in fig. 1*d*) that the Doppler profile in the $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ configuration is narrower than in the other cases, which corresponds to a stronger Doppler friction force and can be

⁽¹⁾ The measured widths do not depend only on the temperature but on several parameters such as longitudinal velocity distribution, molasses capture range ... We have been able to observe for higher detuning up to $250 \mu\text{m}$ FWHM molasses peaks, corresponding to the limit of resolution of our apparatus and to a transverse temperature of $20 \mu\text{K}$.

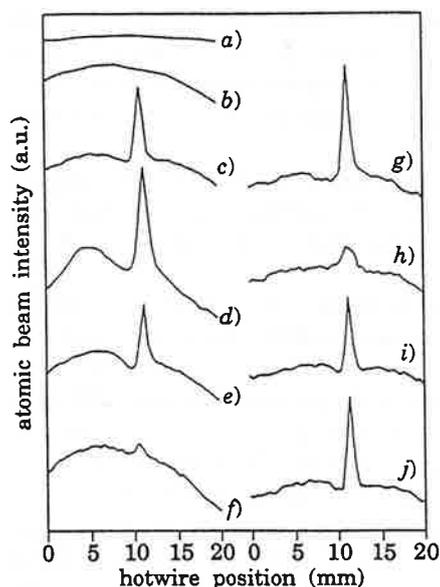


Fig. 1.

Fig. 1. - 1D-optical molasses profiles for different polarization configurations. *a*) Relatively flat transverse profile of laser free atomic beam; *b*) typical Doppler molasses profile; *c*) and *g*) polarization ellipticity gradient-induced molasses (lin \perp lin configuration); *d*) and *h*) motion-induced orientation molasses ($\sigma^+ - \sigma^-$ configuration); *e*) and *i*) (respectively, *f*) and *j*) magnetic-field-induced molasses for a circularly (respectively, linearly) polarized standing wave.

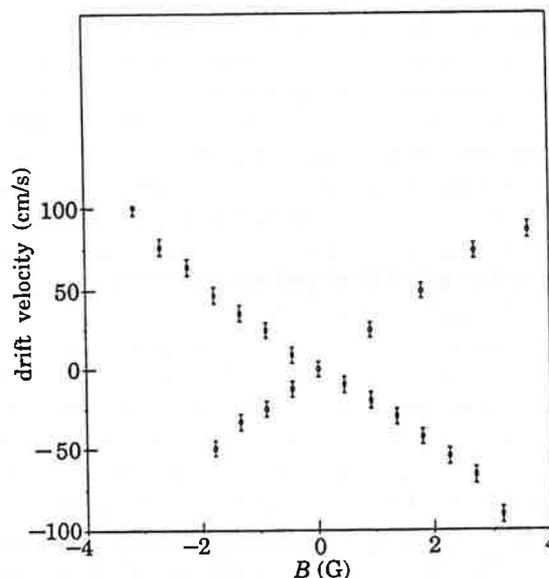


Fig. 2.

Fig. 2. - Transversal drift-velocities of the $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses peaks vs. magnetic field B . The crosses correspond to a -6 MHz laser detuning for the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition, and the squares to a 10 MHz one for the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ transition.

calculated. We have finally verified that the thermal equilibrium is reached for the sub-Doppler molasses, by changing the power and the detuning of the laser and the molasses interaction length.

A transversal magnetic field in a standing wave (fig. 1*e*), *f*), *i*) and *j*)) plays the same role as a laser polarization ellipticity gradient (fig. 1*c*) and *g*)). The Sisyphus force comes from the spatial modulation of the ground-state sublevel light shifts, and from the population transfers by optical pumping. In the case of a transversal magnetic field, the population transfers are the result of a competition between optical pumping and Larmor precession [5]. The Sisyphus picture can explain the magnetic-field-induced molasses, as long as the magnetic field stays weak enough.

Comparing both transitions, one remarkable difference is that a *red* detuning is required for the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition and a *blue* one for the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ one. This result appears to be general, and blue detuning seems required for cooling on the $j \rightarrow j'$ ($j' \leq j$) transitions [9]. Simple arguments based on the fact that population transfers and light shifts should correspond to energy dissipation (Raman anti-Stokes lines) mechanisms [2] can be used to explain this point. In particular, the magnetic-field-induced σ^+ molasses (cases fig. 1*e*) and *i*)) can be easily analysed. The $j \rightarrow j+1$ σ^+ molasses corresponds to a two-level system ($m_j = j \rightarrow m_{j+1} = j+1$) (the quantization axis is chosen as the laser propagation axis), and the light shift of the ground sublevel, $m_j = j$, is the largest one. The magnetic field induces population transfers from the sublevel $m_j = j$ to the other ones. To get cooling, the light shifts should be towards low energy and a red detuning is therefore required. On the

contrary, for the $j \rightarrow j-1$ (respectively, $j \rightarrow j$) σ^+ molasses, the atoms are pumped into the ground sublevels, $m_j = j$ and $j-1$ (respectively, $m_j = j$), which do not interact with the laser field and are not light-shifted. The static magnetic field induces population transfers towards other sublevels which should be light-shifted towards high energy to get cooling: a blue detuning is thus required.

Finally we notice that cases fig. 1f) and h) seem to demonstrate less efficient molasses effects. It can be explained as an «incomplete» polarization of the atomic samples in the laser field, contrary to the other cases, where the population of the atoms is mostly localized on a smaller number of ground sublevels.

We present now the cases where a magnetic field is applied to a laser polarization gradient molasses. Such a situation leads to transversal molasses drift phenomena, recently pointed out in the case of Rb atom [8]. We have first applied a static magnetic field to a $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses (cases fig. 1d) and h)) in the direction of the laser beam propagation axis ($x \parallel k$ wave vector). We have observed a shift of the molasses peak with respect to the $v=0$ velocity position. This shift is linearly proportional to the magnetic field B . The experimental data have been taken for different laser detunings between 5 and 15 MHz in absolute value. The slope of the experimental line gives a drift velocity of ~ 28 cm/s per Gauss in absolute value (see fig. 2). The molasses peak remains narrow up to ~ 2 G and becomes broader for higher magnetic-field values. This is essentially due to the atomic beam longitudinal velocity dispersion.

The theoretical explanation for this phenomenon can be given by considering the internal atomic state in a moving (transversal velocity: v) rotating (frequency: $-kv$) frame [2]. In this frame an atom sees a linearly polarized laser field. The atom-light interaction Hamiltonian is: $-DE + kvJ_x$, where the last term is the extra inertial one due to the Larmor's theorem. The static magnetic field adds a term, $\Omega_B J_x$, to the Hamiltonian, where $\Omega_B = -g\mu B/\hbar$, μ is the Bohr's magneton, and g the Landé factor. The total Hamiltonian is $\mathcal{H} = -DE + (kv + \Omega_B)J_x$. It is easy to see that the molasses effect is no longer expected for zero velocity, but for a nonzero velocity, $v = -\Omega_B/k$ [7, 8]. The limit temperature is not changed by the presence of the magnetic field. For the transition $F=3 \rightarrow F'=2$ and $F=4 \rightarrow F'=5$, $\Omega_B/B = -2\pi \times 351$ kHz and $+2\pi \times 350$ kHz per Gauss, which gives a theoretical drift velocity of ± 29.75 cm/s/G, in good agreement with the experimental data after taking into account the precision of the longitudinal velocity. Note that the slopes for the two transitions have opposite signs, as expected.

In the $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration, we have applied a magnetic field along one of the laser polarization axes. The experimental data are given in fig. 3 and fig. 4. We have observed above a threshold value, B_C , of the magnetic-field absolute value, $|B|$, the splitting of the molasses signal into two peaks, symmetrically shifted from the $v=0$ position. This has also been observed for magnetic-field-induced σ -molasses [6]. In the case of the $F=4 \rightarrow F'=5$ transition, one of the two peaks is very weak and not always observable. Figure 3a) gives the evolution of the drift velocities of the most intense peak *vs.* B for -2 and -10 MHz laser detunings. There is no significant difference between the two curves. We observe a threshold value of ~ 1 G, then a drift velocity proportional to B with a slope of about -18 cm/s per Gauss. Figure 3b) gives the drift velocity curves for different values of the laser power. We note that the magnetic threshold value, B_C , decreases with the laser power ($B_C = 0.2$ G for 0.4 mW/cm² of laser power). For the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition, the intensities of the two peaks are more comparable, and their shift similar in absolute value. Figure 4 shows the variation of the drift velocity *vs.* magnetic field. The results are quite similar to those of fig. 3. We observe a significant increase in the threshold value, B_C , when the laser power becomes higher.

The results obtained for the $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration present strong similarities with those

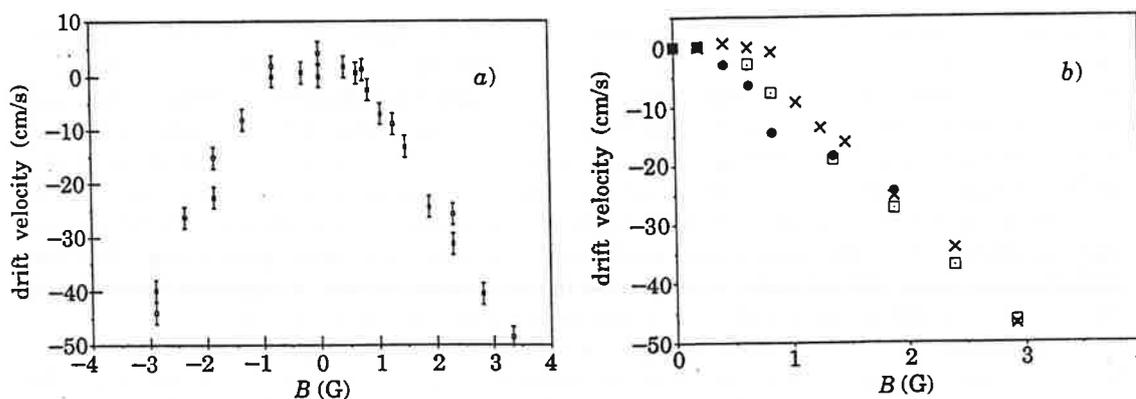


Fig. 3. - Transversal drift velocities of the $\text{lin} \perp \text{lin}$ molasses peaks *vs.* magnetic field B for the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition. *a*) Crosses correspond to a laser detuning of -10 MHz and the squares to one of -2 MHz; *b*) crosses correspond to laser intensity of 6 mW/cm^2 , squares to 1.5 mW/cm^2 , and points to 0.4 mW/cm^2 .

obtained for the $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration, and their interpretation should, therefore, also be similar. Choosing the quantization axis along the magnetic-field direction, in the moving frame (v) the atom sees a π -polarized laser beam with a frequency $(\omega - kv)$, and a σ -polarized laser beam, which is a superposition of σ^+ and σ^- polarization with a frequency $(\omega + kv)$ (ω is the laser frequency). The Larmor theorem allows us to choose a rotating frame of frequency Ω_B such that the atom no longer interacts with the magnetic field in this frame, but with a π -polarized laser beam with a frequency $(\omega - kv)$, and a superposition of σ^+ and σ^- light frequency $(\omega - \Omega_B + kv)$ and $(\omega + \Omega_B + kv)$, respectively. In this way two preferential velocities appear, $v_1 = +\Omega_B/2k$ and $v_2 = -\Omega_B/2k$, for which the molasses effect is the result of either the $\pi - \sigma^+$ or $\pi - \sigma^-$ configurations. A close interpretation of this effect has been given in terms of velocity-selective resonances in ref. [8, 10].

When the magnetic field is very weak, it can be treated as a perturbation and the Sisyphus model is still approximatively valid, with the magnetic field modifying the optical pumping rates. We have even observed in our experiments a small enhancement of molasses signal (15% of total signal) at the molasses peak centre for a magnetic field of ~ 0.6 G. For

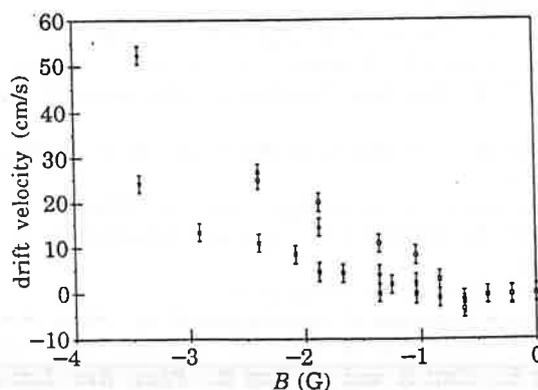


Fig. 4. - Transversal drift velocities of the $\text{lin} \perp \text{lin}$ molasses peaks *vs.* magnetic field B for the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ transition and for a laser detuning of 10 MHz. Squares, points and crosses correspond, respectively, to 1.5 , 3 and 6 mW/cm^2 laser intensity.

stronger magnetic field, we can consider that the molasses is the result of a π - σ^\pm configuration at a frequency $(\omega - (\pm \Omega_B)/2)$, but in the presence of the σ^\mp field at a frequency $(\omega \pm 3\Omega_B/2)$. From this point of view, the two systems are not equivalent, which explains the observed differences. The quasi-disappearance of one peak is due to the presence of the σ^\mp wave which perturbs the light shifts in different ways for both systems. The slope of the shifts should be half of that obtained for the σ^+ - σ^- configuration: ~ 15 cm/s/G. The experimental slope in fig. 3a) and fig. 4 for low laser powers is approximately 18 cm/s/G, slightly higher than the theoretical prediction. For very low laser power (fig. 3b)) the experimental slope (15.5 cm/s/G) is very close to the theoretical one. A rigorous treatment is presently in progress for a complete understanding of this phenomenon.

In conclusion, we have reported experimental results concerning sub-Doppler molasses in a static magnetic field, and a comparison between $j \rightarrow j+1$ and $j \rightarrow j-1$ transitions. The transversal molasses-drift results are closely related to the understanding of the magneto-optical traps [8]. The realization of sub-Doppler molasses, with a nonzero centre velocity, allows one to move a cooled atomic sample without any extra heating. It provides a new method to move atoms into an atomic trap or to make an atomic fountain, giving an alternative to the frequency or power imbalance method [11-13], and could be easier to apply in some cases.

* * *

One of the authors (M-CG) wishes to thank the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (FCAR) and the Prêt d'Honneur de la Société Saint-Jean-Baptiste du Québec for postdoctoral fellowships.

REFERENCES

- [1] LETT P. D., WATTS R. N., WESTBROOK C. I., PHILLIPS W. D., GOULD P. L. and METCALF H. J., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 169.
- [2] DALIBARD J. and COHEN-TANNOUJDI C., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2023; DALIBARD J., SALOMON C., ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N. and COHEN-TANNOUJDI C., in *Proceedings of the XI International Conference on Atomic Physics, Paris, France, 1988*, edited by S. HAROCHE, J. C. GAY and G. GRYNBERG (World Scientific, Singapore) 1989, p. 199; SALOMON C., DALIBARD J., PHILLIPS W. D., CLAIRON A. and GUELLATI S., *Europhys. Lett.*, **12** (1990) 683.
- [3] SHEVY Y., WEISS D. S., UNGAR P. J. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1118.
- [4] WEISS D. S., RIIS E., SHEVY Y., UNGAR P. J. and CHU S., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2072.
- [5] SHEEHY B., SHANG S. Q., VAN DER STRATEN P., HATAMIAN S. and METCALF H., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 858.
- [6] SHANG S. Q., SHEEHY B., VAN DER STRATEN P. and METCALF H., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 317.
- [7] STEANE A. M. and FOOT C. J., *Europhys. Lett.*, **14** (1991) 231.
- [8] SHANG S. Q., SHEEHY B., METCALF H., VAN DER STRATEN P. and NIENHUIS G., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1094.
- [9] BERMAN P. R., *Phys. Rev. A*, **43** (1991) 1470.
- [10] NIENHUIS G., VAN DER STRATEN P. and SHANG S. Q., *Phys. Rev. A*, **44** (1991) 462.
- [11] RIIS E., WEISS D. S., MOLER K. A. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1658.
- [12] KASEVICH M., RIIS E., CHU S. and DE VOE R., *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 612.
- [13] CLAIRON A., SALOMON C., GUELLATI S. and PHILLIPS W. D., *Europhys. Lett.*, **16** (1991) 165.

Classification
Physics Abstracts
42.55P — 42.60D

Narrowband frequency control of an injection-locked diode-laser battery

J. Yu, M.-C. Gagné (*), C. Valentin, R.-L. Yuan (**), and P. Pillet

Laboratoire Aimé Cotton (***), C.N.R.S. II, Bâtiment 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

(Received 23 January 1992, accepted 30 March 1992)

Abstract. — We report the generalization of the optical injection locking procedure to a battery of high power diode lasers. To illustrate the principle, two 50 mW cw single-mode GaAlAs multiple quantum well structure diode lasers have been injection-locked to a low power cw single-mode diode laser. In the presence of a large number of slave lasers, the isolation of the master one becomes more critical, but the injection conditions are not changed dramatically. A typical locking bandwidth of 3 GHz is obtained for an injection power of 20 μ W. Significant locking is still observed for 0.5 μ W injection. Injection-locked high power laser beams can be obtained with RF range frequency offsets by injection through acousto-optical modulators, offering a large number of potential applications.

Recent developments in diode lasers have already a significant impact in atomic and molecular laser spectroscopy [1, 2]. The narrow single-mode spectrum and the tunability make their use particularly attractive. Future progresses in the visible range are very promising, and already their characteristics and their relative low cost allow experiments with a large number of commercially available diode lasers. Compared to pumped dye lasers, diode lasers offer also the facility to perform any particular temporal sequence, for instance, frequency chirping or frequency modulation by acting on the drive current of the diodes. Nevertheless, the drawbacks related to their spectral width and frequency instability still impose limits.

Recently, important improvements have been obtained in spectral narrowing and frequency stabilization techniques by optical feedback [3, 4] or by external-cavity lasers [5, 6]. The narrowed laser frequency can be scanned, modulated or locked to a reference. The desire to produce spectrally pure high power laser beams has led to the development of injection

(*) *Present address* : Institut des Etalons Nationaux de Mesure, M36, CNRC, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Canada.

(**) On sabbatical leave from Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, China.

(***) Laboratoire Aimé Cotton is associated to Université Paris-Sud.

locking techniques for diode lasers [7, 8]. First demonstrated in 1966 [9], the concept of injection locking involves the use of the beam of a low power stable single-mode laser, referred as the master laser, which is injected into the cavity of a high power laser, called slave laser. The result is to extinguish all free-running modes of the slave laser and to amplify the master laser mode. High single-path gain and low cavity Q in diode lasers allow wide frequency locking range with low injection power. Commercial development of cw high power (up to 1 W) multimode diode lasers makes this technique especially interesting. Injection locking has also been performed with diode-laser arrays [10, 11].

The injection locking mechanism is described within the framework of the semiclassical laser theory by the van der Pol equation [7, 12, 13]. In this formulation, the electric field of the injection wave, regarded as an external driving force, is added to the rate equation which governs the time evolution of the electric field in the slave laser cavity. A locking state is a state where the oscillation frequency of the slave laser wave is equal to that of the injection wave, and where the phase difference between these two waves is constant. The steady-state solutions of the van der Pol equation for the locking states determine the injection wave frequencies for which the locking can occur for a given phase difference between injection and locked waves. The locking bandwidth Δf is defined as the locking frequency range for which the phase difference between these two waves varies from $-\pi/2$ to $\pi/2$. It is given in reference [7] as follows :

$$\Delta f = (1/2 \pi \tau_p)(P_{in}/P_\ell)^{1/2}, \quad (1)$$

where τ_p is the photon lifetime in the slave laser cavity, P_{in} and P_ℓ represent the powers of injection and locked waves respectively. The output power of the locked slave laser is also given by the steady-state solutions. It can be demonstrated that the ratio between the powers of locked state and free-running state of the slave laser approaches unity at a large drive current of the diode, especially for low injection power [7].

Simultaneous injection to a battery of diode lasers offers the possibility of several high power phase-locked laser beams which can be at same given frequency or with frequency offsets. Furthermore, the stabilization of the different slave lasers is achieved by the stabilization of the master laser, and the frequency offsets required can be obtained by injection through different acousto-optical modulators. To study these possibilities in detail, we have locked two high power cw diode lasers to a single low power cw diode laser by injection. The experimental results reported here can be generalized to the case of a larger number of slave lasers. We have experimentally studied the optical coupling between the different lasers, which determines the required injection power and also the optical isolation necessary for the master laser. We have also focused our attention on the locking bandwidth and the coherence between injection-locked beams.

The experimental set-up is schematically presented in figure 1. The diode lasers are centered at a wavelength of 852 nm, which corresponds to the D_2 line of the cesium atom. This study had been developed, at the beginning, for experiments on both the observation of the atomic clock transition on a slowed cesium beam [14] and the study of 1-D sub-Doppler molasses [15]. The master laser (ML) is a single-mode (~ 20 MHz FWHM) 15 mW cw Hitachi HPL 1400 GaAlAs double-heterostructure diode. The slave lasers (SL) are 50 mW cw STC LT50A-03U GaAlAs multiple quantum well diodes with a single-mode spectrum of about 20 MHz FWHM. All the three diodes operate at the room temperature with a drive current about twice the threshold value (~ 100 mA). Electronic servoloops ensure a short term stability of $4 \mu\text{A}$ on the drive current and $10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$ on the diode temperature. The master laser can be spectrally narrowed by optical feedback from an external confocal Fabry-Perot cavity with a finesse of 20. By analyzing the beat-note signal between the beams of two

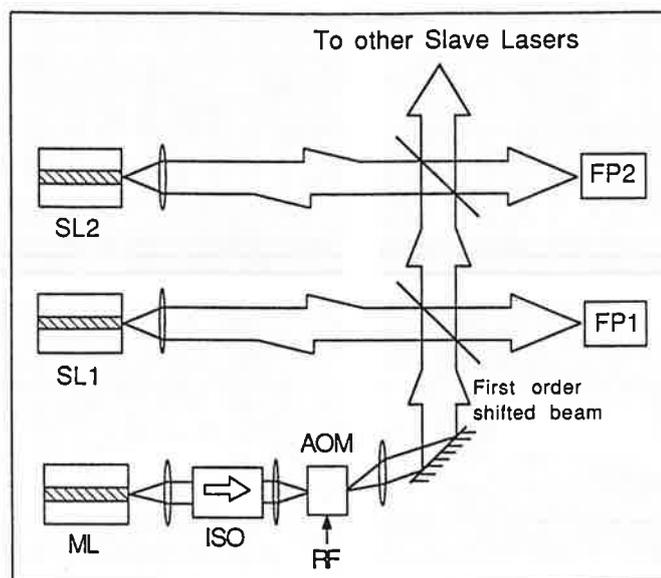


Fig. 1. — Schematic representation of the experimental set-up.

independently stabilized lasers, a resulting linewidth of about 50 kHz is measured. The injection is performed with either a free-running or a stabilized master beam. The master laser is optically isolated by using a home-made optical isolator (ISO) with an attenuation of 45 dB and an acousto-optical modulator (AOM) driven by a radio frequency (RF) wave of 100 MHz. Only the first order shifted beam from the AOM is used for injection. These two elements of the set-up are necessary to totally suppress the retro-injection of the slaves into the master. By changing the RF power the injection intensity can be varied. Typically a beam of 0.5 mW is reflected by a mirror and used for injection. In our experimental configuration, the output beams of the slave lasers are collimated by microscope objectives to be parallel with a cross section of $4 \times 8 \text{ mm}^2$. In order to get optimum focusing at the slave diodes, the injection beam is collimated by a lens to be parallel with a cross section of $4 \times 4 \text{ mm}^2$. The overlap between the injection beam and the slave beams is not critical as long as the cross section sizes are of the same order of magnitude. About 5 % of the injection beam ($\sim 20 \mu\text{W}$) is taken by two beam splitters and focused at the slave diodes through their own objectives. The spectrum of an injection-locked diode laser is analyzed by observing the transmission signal through a confocal Fabry-Perot cavity (FP) with a free spectral range of 0.75 GHz and a finesse of 20.

Experimentally, the injection beams are aligned to the slave laser beams using of micrometric mirror supports. The frequencies of the slave lasers are matched to that of the master laser by adjusting their drive currents. Once they are within the locking range, injection locking occurs. This is identified by observing the Fabry-Perot transmission signals of the slave beams. As shown in figure 2, transmission fringes are observed when the drive currents of the slave diodes are swept and the injection beams are cut off (Fig. 2a). When the injection beams are switched on, the transmission signals show a constant level with the disappearance of several fringes (Fig. 2b and Fig. 2c). The length of each Fabry-Perot cavity is adjusted to get a high constant transmission level. The difference between figure 2b and figure 2c is that in the former case the master is free-running and in the latter case the master is stabilized. The constant level in the transmission signals indicates that the slave lasers are

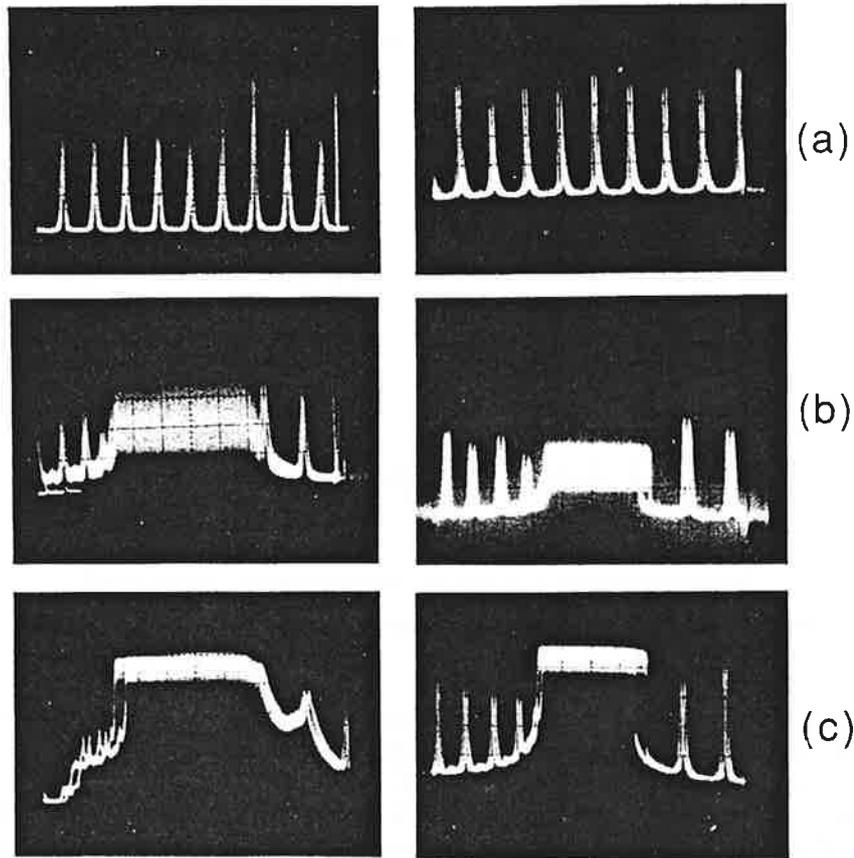


Fig. 2. — Transmission signals through the Fabry-Perot cavities (FP1 and FP2) when the drive currents of the slave diodes are swept. The free spectral range and the finesse of the cavities are respectively of 0.75 GHz and 20. (a) The injection beams are cut off. (b) The slave diodes are injected by a free-running master laser. (c) The slave diodes are injected by a feed-back stabilized master laser.

locked to the master laser. The locking bandwidth is measured in this case by the width of the constant level. In figure 3, the measured locking bandwidth Δf is given as function of the ratio between the injection power and the locked power, P_{in}/P_l . As predicted by equation (1), the locking bandwidth varies as the square root of the injection power for a fixed locked power. A numerical value of τ_p of 1.1×10^{-12} s is obtained for the used STC GaAlAs multiple quantum well diode, which is about half of the value of 2.3×10^{-12} s given in reference [7] for a GaAlAs double-heterostructure diode. For a locked power of 50 mW, a typical locking bandwidth of 3 GHz is obtained for an injection power of 20 μ W. A significant locking is still observed for an injection of 0.5 μ W. The measured short photon lifetime of the used STC diodes is essentially due to the transparent and the high reflectivity coatings on the facets of the chip. According to the manufacturer, the nominal reflection coefficients of the output and the back facets are 0.05 and 0.90 respectively. Such a structure is generally used in high power diode-laser devices. With these given reflection coefficients, a cavity-finesse of 1.34 can be calculated instead of 2.77 for a facet-cleaved chip ($R_1 = R_2 = 0.32$ as in Ref. [7]).

The coherence between injection and locked beams is demonstrated by observing the beat-note signal between a slave laser beam and the zero-order master laser beam. The frequency of the beat-note signal corresponds to the RF drive frequency (here 100 MHz). In figure 4a

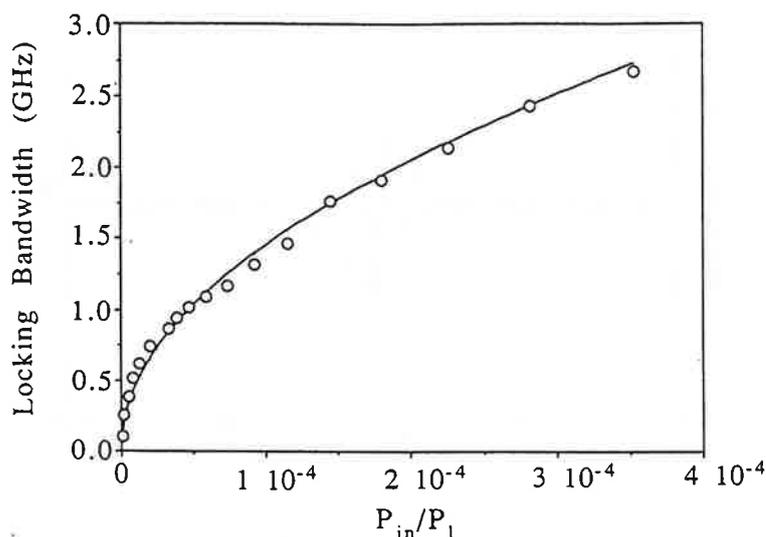


Fig. 3. — Locking bandwidth Δf versus the ratio between injection power and locked power P_{in}/P_l (10^{-4} corresponds to an injection of $5 \mu\text{W}$ for 50 mW locked power). The fit is given by equation (1) with a numerical value of τ_p equal to $1.1 \times 10^{-12} \text{ s}$.

the injection beam is cut off, the observed beat-note signal at a frequency close to 100 MHz vanishes over a time scale of 45 ns, which corresponds to a linewidth of the free-running slave diode of about 20 MHz. In figure 4b, the injection beam is switched on, the beat-note signal of a frequency equal to 100 MHz is observed over a very large time scale. The beat-note signal between the two injection-locked slave lasers has also been observed. Two acousto-optical modulators are used to independently shift the frequencies of the injection beams. Beat-note signals at lower frequencies can be observed. In figure 5, a 50 kHz beat-note signal is presented over a time scale of 1 ms. The coherence between the two beams is only limited by the stability of the used RF generators. In this way, we are able to obtain two phase-locked laser beams with adjustable frequency offset. The use of a such « laser-tandem » is very interesting in high resolution stimulated Raman spectroscopy. In this case, two coherent laser beams with a frequency offset in the RF range induce absorption-stimulated emission cycles and transfer atomic population from one ground-state sub-level to another. It has been recently pointed out that by performing such transitions on an atomic beam in the presence of a magnetic field gradient, micron spatial resolution can be attained in atomic beam profile measurements [16].

Before concluding, different points of the experimental set-up should be discussed. The polarizations of the master beam and the slave beams are set to be identical. Rotating the linear polarization of the master beam with respect to that of the slave beams results in an attenuation of the injection power. Only the component with a polarization parallel to that of the slave lasers plays a role in the injection procedure. The isolation of the master is the most critical point in the set-up. A power of $0.1 \mu\text{W}$ retro-injected into the master diode is enough to perturb it. When the number of slaves increases this retro-injection increases too. For our two slave experiment the use of a 45 dB isolator alone is not sufficient. The use of an acousto-optical modulator is necessary for a complete isolation of the master. Since the slaves are injected by the first order shifted master beam, the retro-injection beams are frequency-shifted by twice the acousto-optical drive frequency and then coupled less with the master

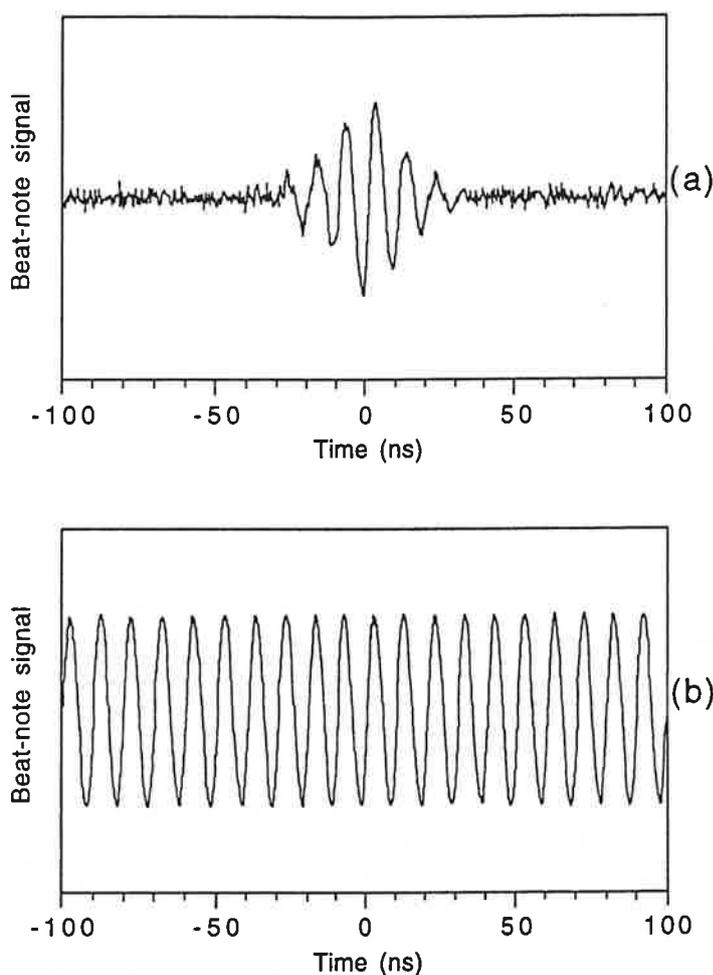


Fig. 4. — Beat-note signals between master and slave laser beams, in (a), the injection beam is cut off ; in (b), a feed-back stabilized master beam is injected into the slave diode, the beat frequency is exactly 100 MHz equal to the AOM drive frequency. The signals are recorded by a digital oscilloscope triggered by the beat-note signal at time zero. An average over 1 024 traces is taken, which corresponds to a recording time of 205 ms for each signal.

laser. The mechanical stability of the experimental set-up is not very critical. The alignment is conserved from one day to another.

To conclude, by using injection into a battery of diode lasers by a single master diode laser, several high power coherent laser beams can be available at the same frequency or with frequency offsets. This allows us to control and to stabilize only one diode laser. For injection locking, the free-running slave diodes should operate within the same frequency range as the master diode. The low required injection power allows injection into a large number of slave diodes by a single master diode.

Acknowledgments.

The authors thank R. Leroux and J. Durand for providing the electronic devices and G. Hubbard for her excellent technical assistance. One of the authors (M-C G) wishes to

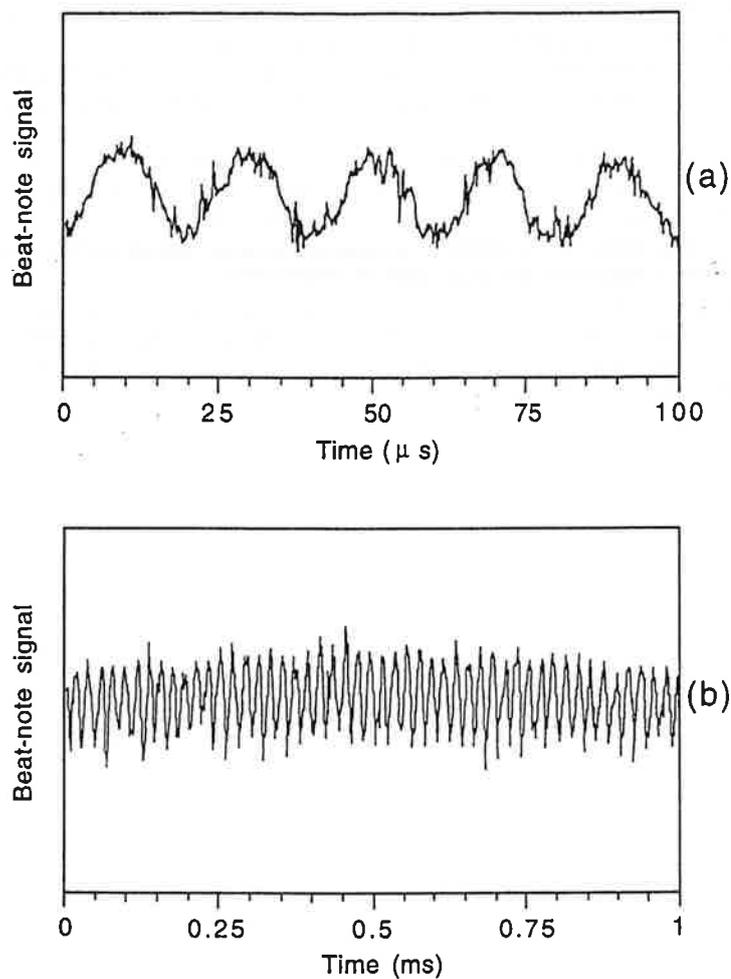


Fig. 5. — Beat-note signals at 50 kHz between two injection-locked slave laser beams. The signals are recorded in real time over a scale of 100 μ s in (a) and 1 ms in (b).

thank the « Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche » (FCAR) and the « Prêt d'Honneur de la Société Saint-Jean-Baptiste du Québec » for post-doctoral fellowships.

References

- [1] CAMPARO J. C., *Contemp. Phys.* **26** (1985) 443.
- [2] WIEMAN C. E. and HOLLBERG L., *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1.
- [3] DAHMANI B., HOLLBERG L. and DRULLINGER R., *Opt. Lett.* **12** (1987) 876.
- [4] LAURENT Ph., CLAIRON A. and BRÉANT Ch., *IEEE J. Quantum Electron.* **25** (1989) 1131.

- [5] FLEMING M. W. and MOORADIAN A., *IEEE J. Quantum Electron.* *QE-17* (1981) 44.
- [6] DE LABACHELERIE M. and CEREZ P., *Opt. Commun.* *55* (1985) 174.
- [7] KOBAYASHI S. and KIMURA T., *IEEE J. Quantum Electron.* *QE-17* (1981) 681.
- [8] PETITBON I., GALLION Ph., BEBARGE G. and CHABRAN C., *IEEE J. Quantum Electron.* *24* (1988) 148.
- [9] STOVER H. L. and STEIER W. H., *Appl. Phys. Lett.* *8* (1966) 91.
- [10] CHUN M. K., GOLDBERG L. and WELLER J. F., *Opt. Lett.* *14* (1989) 272.
- [11] SHANG S.-Q. and METCALF H. J., *Appl. Opt.* *28* (1989) 1618.
- [12] HIROTA O. and SUEMATSU Y., *IEEE J. Quantum Electron.* *QE-15* (1979) 142.
- [13] LANG R., *IEEE J. Quantum Electron.* *QE-18* (1982) 976.
- [14] YU J., GUELLATI S., GAGNÉ M.-C., CLAIRON A. and PICQUÉ J.-L., *Opt. Commun.* *82* (1991) 27.
- [15] VALENTIN C., GAGNÉ M.-C., YU J. and PILLET P., *Europhys. Lett.* *17* (1992) 133.
- [16] STOKES K. D., SCHNURR C., GARDNER J. R., MARABLE M., WELCH G. R. and THOMAS J. E., *Phys. Rev. Lett.* *67* (1991) 1997.

Effects of a Static Magnetic Field on Sub-Doppler Molasses: Manipulation of Cesium Atoms

Jin Yu, Marie-Claude Gagné, Constance Valentin, Saida Guellati, Jouda Djemaa, Ruling Yuan, and Pierre Pillet

Abstract—We present an experimental investigation of the effects of magnetic field on cooling and trapping of neutral atoms. Applied to optical molasses, a static magnetic field often produces spectacular effects. It can induce either a sub-Doppler cooling effect or shift a sub-Doppler-cooled atomic sample away from its zero-velocity position. Some of the effects can find potential applications in the manipulation of cesium atoms (deflecting an atomic beam or launching an optical molasses into an atomic fountain) and can probably be used in the development of future cesium atomic frequency standard. The observed experimental effects are interpreted by simple physical models and calculations.

I. INTRODUCTION

A. Sub-Doppler Cooling

THE use of cold atoms appears today to be a fundamental solution to the problems related to the velocity distribution of the atomic beam in a cesium atomic frequency standard [1], [2]. The accuracy of such a device is limited by the velocity-distribution-induced effects such as Doppler shift, distributed cavity phase-shift and pulling by neighboring transitions [3]. Preliminary experiments in the observation of the atomic clock transition in laser-prepared cesium atoms have been performed on a laser-radiation-pressure-slowed beam [4]. The use of the sub-Doppler molasses furthermore makes the experiments possible on a molasses sample [5] or in an atomic fountain [6]. In these experiments the temperature of the atomic sample are dramatically reduced to within the sub-Doppler region ($\sim 3 \mu\text{K}$ for Cs) [7]. It results in both a very long interaction time between the atom and the interrogating microwave field up to several seconds and a very small dispersion of the interaction time.

Sub-Doppler cooling is realized by considering a multi-level ground state atom in a laser field with a polarization

gradient. For instance, in the laser field resulting from two counter-propagating laser beams with orthogonal linear polarizations, the atom undergoes sub-Doppler cooling. The physical origin of this process is the spatial modulations of the light-shifted Zeeman sub-levels and of the associated optical pumping rates in the polarization gradient of the laser field. This effect has been named "Sisyphus effect" by analogy with the Greek mythology [8].

The behavior of an atom interacting with laser fields depends on the applied magnetic field through the Zeeman effect or the Larmor precession. One example is the Hanle effect [9], which is observed by a modification of the light absorbed or reemitted by an atom and more recently by a modification of atomic trajectories in a laser field [10]. Applied to an optical molasses, a magnetic field can modify the light force on atoms. It has been demonstrated that in the case of the standing wave ($\sigma^+ - \sigma^+$ or $\pi - \pi$) molasses, a magnetic field induces sub-Doppler cooling [11], [15]. This effect can be considered as resulting from the competition between the Larmor precession around the magnetic field and the optical pumping due to the laser field.

In this paper we present a systematic investigation of the effects of a static magnetic field on different optical molasses configurations. We will show that the observed effects can be rather different depending on the configuration of the laser field and of the magnetic field. The important factor is the direction of the magnetic field with respect to the symmetry axis of the laser field as was discussed in [15]. Our studies are motivated by the theoretical interest in atom-laser interaction in the presence of a magnetic field and the potential applications of the results. For cooling experiments as well as for other experiments in spectroscopy or in metrology, it is important to determine the effects of a parasitic magnetic field. A magnetic field can also play an active role in manipulating neutral atoms: deflecting or splitting a beam, launching a molasses into an atomic fountain, magneto-optical trap or funnel when a magnetic field gradient is present, to name but a few.

We first briefly present in the Section II our experimental set-up. More detailed descriptions can be found elsewhere [4], [12], [13]. We discuss in Section III the results of a moving molasses induced by an axial magnetic field

Manuscripts received June 11, 1992; revised November 25, 1992. M.-C. Gagné was supported by the Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (FCAR) and the Pret d'Honneur de la Société Saint-Jean-Baptiste du Québec for Post-Doctoral fellowships.

J. Yu, C. Valentin, S. Guellati, J. Djemaa, and P. Pillet are with the Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris-Sud, CNRS II, Orsay, France.

M.-C. Gagné was with Laboratoire Aimé Cotton, the Université Paris-Sud, Orsay, France. She is now with the Institut des Etalons Nationaux de Mesure, Ottawa, Ont. K1A 0R6, Canada.

R. Yuan is with the Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris-Sud, Orsay, France, on leave from the Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, China.

IEEE Log Number 9207317.

in a one-dimension $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration. Section IV is devoted to the description of the experiments where a magnetic field is applied to a one-dimension standing wave molasses ($\sigma^+ - \sigma^+$ and $\pi - \pi$). In Section V the effects of a magnetic field on the Sisyphus molasses are presented. We conclude finally by proposing the possibility of launching a sub-Doppler-cooled molasses into an atomic fountain by the application of a homogeneous magnetic field.

II. EXPERIMENTAL SET-UP

For the following discussions, we introduce our coordinate system as shown in Fig. 1. A noncollimated cesium atomic beam escapes from the oven heated to about 100°C by a slit of size $0.3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ ($\Delta z \times \Delta y$) and propagates along the x axis. A one-dimensional optical molasses is formed 125-mm away from the oven by two counter-propagating laser beams along the z axis. The cross section of the molasses beams is rectangular with a width of 35mm (x direction) and a height of 7 mm (y direction). The atoms spend an average time of $135\ \mu\text{s}$ inside the molasses. The atomic beam profile is analyzed 1.20 m away from the center of the molasses by a 0.1mm diameter tungsten hotwire aligned along the y axis. The analysis range is 22 mm in the z direction. The molasses zone is surrounded by three pairs of Helmholtz coils to compensate for the earth's magnetic field and to apply the required static magnetic field. The molasses laser beams are provided by a 40 mW cw single mode STC diode (slave) which is locked to a low power single mode Hitachi diode (master) by optical injection [13]. The master laser is stabilized to an external confocal Fabry-Perot cavity by optical feedback. Its long term stabilization is ensured by locking its frequency to a saturated absorption line of cesium cell. The resulting laser line width is about 50 kHz. The intensity of the laser field in the molasses region is typically 4 mW/cm^2 per beam.

Two hyperfine structures transitions of the D_2 line: $F = 4 \rightarrow F' = 5$ and $F = 3 \rightarrow F' = 2$ are used in optical molasses excitation ($\lambda \cong 852\text{ nm}$). Although these two transitions exhibit different behaviors for Doppler cooling, they present similarities for sub-Doppler cooling [12]. In our experiments we use a repumping laser beam (20 MHz FWHM, several mW power) tuned to the $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (resp. $F = 4 \rightarrow F' = 4$) transition to place all of the atoms into the interacting hyperfine level of the ground state, $F = 4$ (resp. $F = 3$), and to prevent leakage of atoms during the interaction with the molasses beams.

III. DRIFTING SUB-DOPPLER-COOLED MOLASSES

We discuss firstly the case of an axial magnetic field (B_z) applied to a $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses. The magnetic field is in the laser propagation direction which preserves the symmetry axis of the system (z axis). The resulting laser field presents a linear polarization which rotates in space around the z axis with a period of λ , where λ is the laser wave length. Experimentally the incident molasses beam

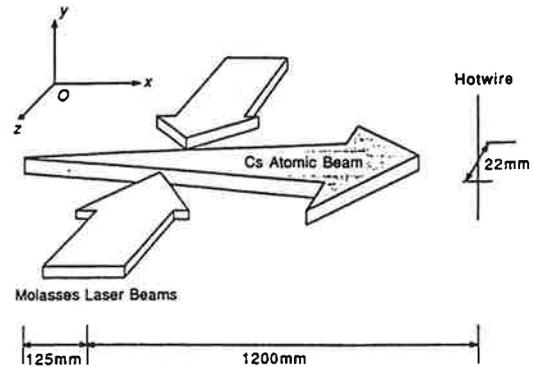


Fig. 1. Sketch of the experimental set-up and the definition of the coordinate system.

is σ^+ -polarized and is retro-reflected through a $\lambda/4$ plate.

Without B_z , sub-Doppler cooling is induced by the rotating laser polarization [8]. Consider a moving atom (velocity v_z). At the initial time $t = 0$, it is optically pumped by the laser field to align to the local laser polarization. In this equilibrium position the atom-laser interaction energy can be minimized according to the light shifts in $J \rightarrow J + 1$ transitions with red-detuned laser and in $J \rightarrow J$ or $J \rightarrow J - 1$ transitions with blue-detuned laser [12]. At the next instant, t , the atom will see the laser polarization rotated by an angle of $-kv_z t$, where k is the laser wave vector. If the atom moves rapidly enough, its internal state does not have time to follow the rotating laser polarization. The atom is no longer in equilibrium with the laser field, leading to an increase of the interaction energy. The amount of the increased energy is taken from the atomic kinetic energy and is finally dissipated through fluorescence cycles. The atom is thus slowed down.

The range of velocities sensitive to this effect is determined by $v_z k < \Gamma'$ where Γ' refers to the atomic internal relaxation rate (the inverse of the relaxation time). In the case of a multi-level ground state atom, Γ' is the optical pumping rate, $\Gamma' = \Gamma(s/2)$ [14], with Γ and s representing the spontaneous emission rate of the excited state and the laser beam saturation parameter, respectively. We see that for small saturation parameter ($s \ll 1$), the discussed process is efficient for small velocities, which results in sub-Doppler cooling. Of course there is no effect for atoms at rest. In the presence of an axial magnetic field, the atoms undergo Larmor precession. Such a precession takes an atom out of its equilibrium position with the local laser field even if it is at rest and gives rise to a force. Only for the atoms moving with a particular velocity, $-kv_z = \Omega_B$, the Larmor precession is just at the laser polarization rotation frequency in the atom's rest frame. There is no sub-Doppler cooling force on such an atom. The consequence is that instead of being centered at zero-velocity, the molasses force is centered, in this case, at a nonzero velocity.

The equivalent interpretation can be given by choosing a moving (at atomic velocity v_z) and rotating frame in

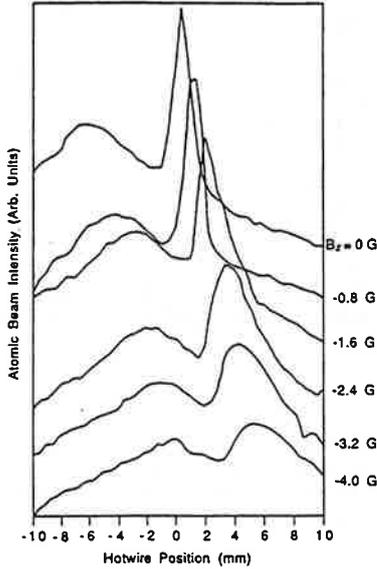


Fig. 2. Experimental atomic beam profiles in the $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses configuration for different values of the axial magnetic field B_z . The optical transition used in this experiment is $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

which a moving atom sees a fixed linear polarization. In this frame an inertial term $kv_z J_z$ should be added to the Hamiltonian as the consequence of the Larmor's theorem [8]. The presence of the axial magnetic field modifies the Hamiltonian by adding the term corresponding to the Zeeman effect: $\Omega_B J_z$. The new Hamiltonian becomes $\mathcal{H} = -DE + (kv_z + \Omega_B)J_z$ [12], where D and E represent the atomic dipole moment and the laser electric field, respectively. The Zeeman term is proportional to the Larmor frequency $\Omega_B = -g\mu B_z/h$ and the angular momentum component along the z -direction associated with the ground state: J_z , where g and μ refer to the Landé g -factor and the Bohr's magneton, respectively. For cesium atoms $|\Omega_B| = 2\pi \cdot 350 \text{ kHz/G}$. The central velocity of the molasses is determined by the resonance condition: $-kv_z J_z = \Omega_B J_z$. It requires that the molasses force centers at a drift velocity: $v_z = -\Omega_B/k$. For cesium atoms, $v_z = -(resp. +)29.8 \text{ cm s}^{-1} \text{G}^{-1}$ for $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (resp. $F = 3 \rightarrow F' = 2$) transition. The difference in the signs of the drift velocity for these two transitions results from the opposite signs of the associated g -factors ($g_{F=4} = 1/4$, $g_{F=3} = -1/4$). The drifting molasses peaks always remains sub-Doppler cooled.

In Fig. 2, we show the measured atomic beam profiles for different values of B_z . The optical transition excited in this experiment is $F = 4 \rightarrow F' = 5$, and the molasses laser beams are red-detuned by 10 MHz from the resonance. We observe a shift of the molasses peak with respect to the zero-velocity position as a function of B_z . This shift is linearly proportional to the magnetic field B_z with a measured slope of about $-28 \text{ cm s}^{-1} \text{G}^{-1}$. The molasses peak remains narrow up to 2G and becomes broader for higher magnetic field values. This is essentially due to the longitudinal velocity dispersion of the atomic beam. The

shift is also observed in $F = 3 \rightarrow F' = 2$ transition (with blue-detuned laser frequency). The molasses peak shifts in the opposite direction with a slope of about $+28 \text{ cm s}^{-1} \text{G}^{-1}$, as theoretically predicted.

Notice, however, that in the case of $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition, the applied magnetic field induces also a drift of the Doppler molasses. The drift velocity is given by $v_z' = -\Omega_B'/k$, where Ω_B' is the Larmor pulsation associated to the excited state $F' = 5$, $\Omega_B' = 2\pi \cdot 560 \text{ kHz/G}$ for Cs. v_z' is therefore different from v_z . These two different drift velocities can be observed in Fig. 2. This difference leads to the breakdown of the sub-Doppler cooling for large applied magnetic field once $v_z' - v_z$ becomes bigger than the sub-Doppler molasses capture range: $\Omega_B - \Omega_B' > \Gamma'$.

IV. MAGNETIC-FIELD-INDUCED SUB-DOPPLER MOLASSES

We present now the results obtained for the configurations where the molasses laser field is a standing wave of polarization σ^+ or π_y , and a homogeneous static magnetic field is applied along the x axis. The first configuration is obtained by a σ^+ -polarized laser beam and its reflection with the same polarization. The second one results from an incident laser beam linearly polarized along the y axis. We excite in this experiment the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ atomic transition. The molasses laser beams are blue-detuned by 10 MHz from the resonance [12]. We show in Fig. 3 the experimental atomic beam profiles in both laser polarization configurations for different amplitudes of the magnetic field B_x .

We can identify two regions for different values of B_x . The first region is where B_x is the small $\Omega_B \ll \Gamma'$. In this region, the magnetic field presents a perturbation to the atom-laser interaction. The main symmetry axis of the system is that of the laser field, more precisely, the z axis in the case of the $\sigma^+ - \sigma^+$ molasses and the y axis in the case of the $\pi_y - \pi_y$ molasses. In both cases, the applied magnetic field is a transversal one whose effect is to rotate the atomic internal state by the Larmor precession at the frequency $\Omega_B/2\pi$. The result of the precession is in competition with the optical pumping process due to the laser field. Such a competition leads to atomic population transfers among the different sub-levels of the ground state and forces the atomic internal state out of the low-energy equilibrium position. As discussed in Section III, this gives rise to the sub-Doppler cooling [11], [12]. In our experiments we actually observe narrow peaks in atomic beam profiles for $B_x \leq 1 \text{ G}$. We remark also for $B_x = 0$, the observed profiles are rather flat, indicating that the Doppler cooling process is inefficient for the present experimental configurations.

The second region is where B_x becomes stronger, $\Omega_B \geq \Gamma'$; the symmetry axis of the laser field no longer serves as the main symmetry axis of the system. It is more natural in this case to take the direction of the magnetic field as the quantization axis to describe the atomic internal

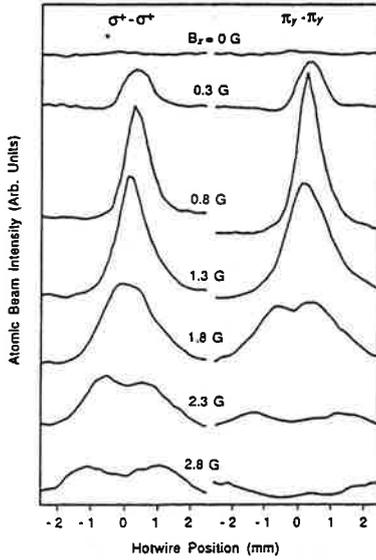


Fig. 3. Experimental atomic beam profiles in the standing wave molasses configurations ($\sigma^+ - \sigma^+$ and $\pi_y - \pi_y$) for different values of the transverse magnetic field B_x . The optical transition used in this experiment is $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

state. With a quantization axis in the O_x direction, the applied magnetic field becomes an axial one whose effect is to split the sub-levels. The separation between neighboring Zeeman levels is given by $\hbar\Omega_B$. For the laser field, the σ^+ -polarized beams can be decomposed into a π_y -component and a π_x -component. The first component is transversal and can be further regarded as σ^\pm -polarized. So the $\sigma^+ - \sigma^+$ molasses acts in this case as $(\pi, \sigma^\pm) - (\pi, \sigma^\pm)$ molasses, which induce sub-Doppler cooling by population transfer among the ground state sub-levels. Such a transfer can be achieved by the stimulated Raman scattering between two neighboring sub-levels $\Delta m = \pm 1$: an absorption of a π - (or σ^\pm -) photon followed by a stimulated emission of a σ^\pm - (or π -) photon. Because of the ground state sub-level Zeeman shifts, these stimulated processes are resonant when the π - and the σ^\pm -beams are frequency-shifted to compensate for the Zeeman splitting between the neighboring sub-levels. The frequency shift can rise from the Doppler effect of moving (v_z) atoms: $\pm 2kv_z = \Omega_B$. Thus, the process is velocity-selective [15] and two preferential velocities, $v_z = \pm\Omega_B/2k$, will appear, around which two molasses peak split away from the zero-velocity position. The drift velocities are $\pm 14.9 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$ for cesium. An interpretation can also be given in a magnetic field-free rotating frame, in which case, the Zeeman effect will be reduced to the inertial term due to Larmor's theorem. The resonant condition gives rise to the above drift velocities.

In the same way, for the $\pi_y - \pi_y$ molasses, we decompose the π_y -polarized laser beams into σ^+ - and σ^- -components, the π_y -molasses acting in this case as $\sigma^\pm - \sigma^\pm$ -molasses. The same arguments as in the above case can be applied. The resonant condition in this case is $\pm 2kv_z$

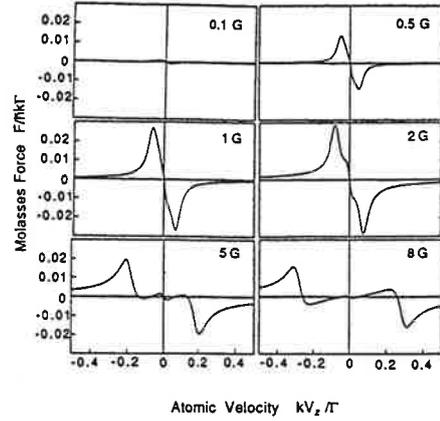


Fig. 4. Theoretical molasses forces (in units of $\hbar k \Gamma$) in the $\sigma^+ - \sigma^+$ configuration as a function of reduced atomic velocities. The different curves correspond to different values of the applied transverse magnetic field.

$= 2\Omega_B$. It results in two central velocities given by $v_z = \pm\Omega_B/k$ ($\pm 29.8 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$ for cesium). The difference between the two studied laser configurations is that in the first case, the $\pi - \sigma^\pm$ laser field connects two immediate neighboring sub-levels, $\Delta M_F = \pm 1$, while in the second case, the $\sigma^\pm - \sigma^\pm$ -laser field connects two sub-levels with $\Delta M_F = \pm 2$. That is why the drifting velocity in the second case is twice of that in the first case.

Experimentally, we observe broadened molasses peaks for $B_x > 1 \text{ G}$. The broadened peak become split into two peaks for further increasing B_x values. The separation in the π_y -polarization case is twice as great as that in the σ^+ -polarization case.

In Fig. 4 we present the results from a calculation of the force in a σ^+ -standing wave molasses in the presence of a static magnetic field (B_x). The optical Bloch equation is solved for a $J = 1/2 \rightarrow J' = 1/2$ atomic transition and for a laser detuning and saturation parameter of $+\Gamma$ and 0.7, respectively. With increasing values of B_x we see clearly the evolution of the molasses force from a zero-velocity centered one to a "double molasses" force. Two preferential symmetrical nonzero velocities appear, at which the molasses force crosses the zero-force axis. Between these two limit features, the capture range of the single molasses force increases with the magnetic field amplitude. These results fit quite well with our experimental observations and explain, therefore, the observed phenomena: appearance of the sub-Doppler cooled peaks, broadening and finally separation of these peaks.

V. STATIC MAGNETIC FIELD IN THE SISYPHUS MOLASSES CONFIGURATION

We recall that the one-dimension Sisyphus molasses is obtained in a laser field resulting from two counter-propagating laser beams with orthogonal linear polarizations denoted π_x, π_y . Without magnetic field, a sub-Doppler cooling (Sisyphus effect) is induced around the zero-velocity by the ellipticity gradient of the laser polarization

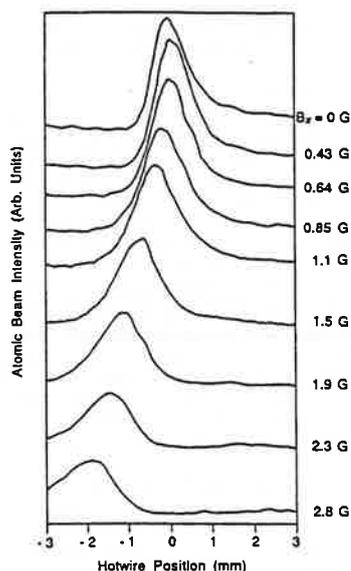


Fig. 5. Experimental atomic beam profiles in the Sisyphus molasses configuration for different values of the transversal magnetic field B_x . The optical transition used in this experiment is $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

[8]. Applying a static magnetic field can modify the symmetry of the system. We consider in this section the case where a transverse magnetic field (B_x , for instance) is applied. Such a field destroys the equivalence between the π_x - and π_y -beams and can induce a nonzero-velocity centered force. We follow the arguments given in Section IV. With the quantization axis taken in the x direction, the π_x -beam is always π -polarized, while the π_y -beam can be regarded as σ^\pm -polarized. The Sisyphus molasses acts as a $\pi - \sigma^\pm$ molasses. The situation is similar to the first case of Section IV. With increasing magnetic field two sub-Doppler molasses will be split out and drift away with velocities: $v_z = \pm \Omega_B / 2k$ ($= \pm 14.9 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$ for cesium) as in the case of the $\sigma^+ - \sigma^+$ molasses. The difference is that in the present case the π_x - and π_y -beams are not symmetric with respect to the applied magnetic field. An asymmetric behavior of the two drifting molasses peaks is expected.

In Fig. 5, we present the experimental atomic beam profiles for different values of B_x . The optical excitation is $F = 4 \rightarrow F' = 5$ in this case and the molasses beams are red-detuned by 10 MHz from the resonance. For $B_x > 0.6 \text{ G}$, we observe actually an asymmetric behavior: one large peak is split away from the zero-velocity position and drifts towards the propagation direction of the π_y -beam, the other one (towards the π_x -beam propagation direction) is of very small amplitude and cannot be observed in our experiments with a good signal-to-noise ratio. For $B_x < 0.6 \text{ G}$, no significant peak shifts are observed. This seems to indicate that there is a threshold value of B_x to split the Sisyphus molasses peak. It is also interesting to remark that the main peak always drifts towards the same direction, independently of the magnetic field direction. That is a consequence of the asymmetry of the system.

VI. DISCUSSION AND CONCLUSION: MANIPULATIONS OF NEUTRAL ATOMS BY A MAGNETIC FIELD

In conclusion, the effects induced by a static magnetic field in some atom-laser interaction configurations have been investigated in our experiments. The results should be interesting in spectroscopy as well as in metrology, where magnetic fields are often required to be precisely controlled. The effects of a static magnetic field can be used to induce sub-Doppler cooling, to split a sub-Doppler-cooled peak into two symmetric or asymmetric peaks, or finally to shift a sub-Doppler-cooled peak along the magnetic field. Some of these effects can be used to manipulate neutral atoms. As an example, we discuss here the use of a homogeneous magnetic field in a magneto-optical trap to launch the trapped and cooled atoms into an atomic fountain.

The principle of the magneto-optical trap has been proposed in 1984 [16] by considering a $J = 0 \rightarrow J' = 1$ transition. Inside of a $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses in the presence of an inhomogeneous magnetic field, an atom experiences a position-dependent light pressure due to the inhomogeneous Zeeman shifts of the excited state sub-levels. It results in a trapping force in addition to the molasses damping force. For a multi-level ground state atom, our results show that sub-Doppler cooling can be obtained even in the presence of a magnetic field. This explains why sub-Doppler temperatures are reached in a three-dimension magneto-optical trap [17]. Now with an atomic sample trapped and sub-Doppler cooled in a three-dimension trap, we turn off the inhomogeneous trapping magnetic field and cut off the four horizontal molasses beams. We then apply a vertical homogeneous magnetic field ramp with its amplitude increasing from zero to certain value B_0 in about 1 ms and remaining constant thereafter. We are in the configuration discussed in the Section III: a $1-D \sigma^+ - \sigma^-$ molasses with an axial magnetic field. According to our results, the atomic sample will be accelerated during the rise of the ramp, and an upward (or downward) drift velocity will be given to it, $v_0 = \Omega_{B_0} / k$ ($29.8 \text{ cm s}^{-1} \text{ G}^{-1}$ for Cs), at the end of the ramp. If we wish to launch the atoms into a 0.5 m-high fountain, for instance, B_0 will be 10.5 G. The maximum launching velocity v_0 is limited by the breakdown of the sub-Doppler cooling discussed in the Section III. For Cs $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition this limitation is given by $B_0 < s\Gamma / (2\pi \cdot 0.21)$, where B_0 is in gauss and $\Gamma = 5.22 \text{ MHz}$. If the magnetic field-induced moving molasses remains always sub-Doppler cooled, we should hope to prevent any heating during the launching process.

Notice, however, that the model presented here results from a simple generalization of our one-dimension observations. For a real, three-dimension trap, some other effects will be taken into account. Compared with other molasses launching methods (pushing by a laser pulse [18] or moving molasses with two frequency- or power-unbalanced laser beams [6], [19]) the proposed method seems relatively easy to operate. The launching velocity can be controlled by changing the magnetic field. Finally, the

heating during the launching should be minimized, which is often the crucial point for the choice of the launching method in an atomic fountain experiment [6].

REFERENCES

- [1] Andrea De Marchi, "The optically pumped caesium fountain: 10^{-15} frequency accuracy?" *Metrologia*, vol. 18, pp. 103-116, 1982.
- [2] J. L. Hall, M. Zhu, and P. Buch, "Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards application," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 2194-2205, 1989.
- [3] J. Vanier and C. Audoin, *Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Ed. Adam Hilger, Bristol, UK, 1989.
- [4] J. Yu, S. Guellati, M.-C. Gagné, A. Clairon, and J.-L. Picqué, "Microwave resonance on a laser-cooled cesium beam: Prospects for a cesium beam frequency standard," *Opt. Comm.*, vol. 82, pp. 27-33, 1991.
- [5] D. W. Sesko and C. E. Wieman, "Observation of the cesium clock transition in laser-cooled atoms," *Optics Lett.*, vol. 14, pp. 269-271, 1989.
- [6] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips, "Ramsey resonance in a Zacharias fountain," *Europhys. Lett.*, vol. 16, pp. 165-170, 1991.
- [7] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, "Laser cooling of cesium atoms below 3 microkelvins," *Europhys. Lett.* vol. 12, pp. 683-688, 1990.
- [8] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 2023-2045, 1989.
- [9] W. Hanle, "Über die magnetische beeinflussung der polarisation der resonanzfluoreszenz," *Z. Phys.*, vol. 30, p. 93, 1924.
- [10] R. Kaiser, N. Vansteenkiste, A. Aspect, E. Arimondo, and C. Cohen-Tannoudji, "Mechanical Hanle effect," *Z. Phys. D.*, vol. 18, pp. 17-24, 1991.
- [11] B. Sheehy, S. Q. Shang, P. van der Straten, S. Hatamian, and H. Metcalf, "Magnetic-field-induced laser cooling below the Doppler limit," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 858-861, 1990.
- [12] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, "One-dimension sub-Doppler molasses in the presence of static magnetic field," *Europhys. Lett.* vol. 17, pp. 133-138, 1992.
- [13] J. Yu, M.-C. Gagné, C. Valentin, R. Yuan, and P. Pillet, "Narrow-band frequency control of injection-locked diode-laser battery," *J. Phys. III France 2*, pp. 1615-1622, 1992.
- [14] C. Cohen-Tannoudji, "Atomic motion in laser light," in *Les Houches, Session LIII*, 1990, J. Dalibard, J. M. Raimond and J. Zinn-Justin, Eds. New York: Elsevier Science Publ. B.V., 1991.
- [15] S. Q. Shang, B. Sheehy, P. van der Straten, and H. Metcalf, "Velocity-selective magnetic-resonance laser cooling," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 317-320, 1990; S. Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. van der Straten, and G. Nienhuis, "Velocity-selective resonance and sub-Doppler laser cooling," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 1094-1097, 1991.
- [16] J. Dalibard, S. Reynaud, and C. Cohen-Tannoudji, "Potentialities of a new $\sigma^+ - \sigma^-$ laser configuration for radiative cooling and trapping," *J. Phys. C.*, vol. 17, pp. 4577-4594, 1984.
- [17] A. M. Steane and C. J. Foot, "Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap," *Europhys. Lett.*, vol. 14, pp. 231-236, 1991.
- [18] Mark A. Kasevich, Erling Riis, and Steven Chu, "rf spectroscopy in an atomic fountain," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, pp. 612-615, 1989.
- [19] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, and S. Chu, "Atomic funnel for the production of a slow, high-density atomic beam," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 1658-1661, 1990.

Adiabatic population transfer in a multilevel system

P. Pillet, C. Valentin, R.-L. Yuan,* and J. Yu

Laboratoire Aimé Cotton, Centre National de la Recherche Scientifique II, Campus d'Orsay, Bâtiment 505, 91405 Orsay CEDEX, France

(Received 18 August 1992)

We report an experimental observation of coherent population transfer in a multilevel system by adiabatic following through a trapped state. Raman transitions between ground-state sublevels are induced by two partially overlapping σ^\pm polarized laser beams, tuned to the hyperfine transition $F=4 \rightarrow F'=4$ of the cesium D_2 line. An efficiency of more than 50% is observed for the $m_F = +4 \rightarrow m_F = -4$ population transfer. The influence of other excited hyperfine levels on the transfer efficiency is pointed out. The feasibility of the technique with counterpropagating laser beams is also demonstrated.

PACS number(s): 42.50.Vk, 32.80.Pj, 03.65.-w

Stimulated by new developments in laser cooling and manipulation of neutral atoms, atomic interferometry becomes currently a focus of research in atomic physics [1-4]. The realization of elements, such as lenses, mirrors, and especially beam splitters for atoms is obviously the key point for atomic interferometers and their applications. Elementary recoils in atom-laser interactions are used to split coherently an atomic beam into the two arms of a Mach-Zehnder interferometer [11]. Atomic interferometers have been built in the optical Ramsey-excitation geometry [2] and in the stimulated Raman transition scheme [3]. Atomic recoils in a standing wave (Kapitza-Dirac effect [5] and Bragg scattering [6]) present also attractive possibilities, although a large laser detuning is necessary to avoid any spontaneous emission. More recently, a novel process has been proposed to coherently deflect or split an incident atomic beam by a momentum transfer with adiabatic following in a multi-Zeeman-level system [7]. Such a transfer consists of maintaining the atomic system in a trapped state resulting from the Raman processes induced by two counterpropagating and partially overlapping σ^\pm polarized laser fields. The nonabsorbing property of the trapped states allows the laser fields to operate on the atomic resonance without populating the excited state.

For a three-level Λ system ($|g_-\rangle$, $|g_+\rangle$, and $|e\rangle$), in the presence of σ^\pm polarized laser fields, a nonabsorbing (NA) coherent superposition of the two ground states ($|g_-\rangle$ and $|g_+\rangle$) or trapped state can be built easily [7-9]:

$$|NA\rangle = (\Omega_-/\Omega)|g_-\rangle - (\Omega_+/\Omega)|g_+\rangle,$$

where Ω_\pm represents the Rabi frequency of the σ^\pm polarized laser field and $\Omega = (\Omega_+^2 + \Omega_-^2)^{1/2}$. Let us assume two σ^\pm laser pulses, time-delayed and partially overlapped (σ^+ beam precedes the σ^- one, for instance). An atom initially prepared in $|g_+\rangle$ can be regarded as trapped in $|NA\rangle$ ($\Omega_- = 0$). As the σ^- component increases, the trapped state evolves with the change of the polarization. If the adiabatic condition is fulfilled, i.e., $\tau \gg \Omega_\pm^{-1}$ [τ is characterized by the full width at half maximum

(FWHM) of the laser pulse duration], the atom will stay in the trapped state without any transition towards excited states and so without any spontaneous emission. At $t = +\infty$, the trapped state is switched to the $|g_-\rangle$ state ($\Omega_+ = 0$). The atomic population is so coherently transferred from $|g_+\rangle$ to $|g_-\rangle$. In the counterpropagating configuration, two elementary photon momenta $2\hbar k$ are also transferred to each atom [7]. The coherent population transfer has been demonstrated in a three-level Λ system in the Na_2 molecule [10] and discussed theoretically by several authors [11].

The rapid adiabatic following condition in NMR for a nonfree spin is given by $T_R \gg \tau' \gg \Omega_L^{-1}$, where τ' is the magnetic field variation time scale, Ω_L the Larmor precession frequency, and T_R the shortest relaxation time of the atomic internal coherence. In the optical domain, the generalization of such a process to a Bloch vector is straightforward. However, the optical coherence damping time is in general very short and imposes the use of very short laser pulses with very high peak power. The merit of the proposed method is actually to use trapped states with infinitely long relaxation time T_R .

In this Brief Report we present the experimental demonstration of the coherent population transfer in a multilevel system with adiabatic following in Raman processes induced by partially overlapping σ^\pm laser fields. The adiabatic transfer occurs among the Zeeman components from $m_F = +4$ to $m_F = -4$ of the cesium ground hyperfine level $F=4$. Two features are presented in our experiments. First, the three-level Λ system is generalized to a $j \rightarrow j$ atomic transition, for which it is also possible to build nonabsorbing states. In such a system a $2j\hbar k$ -momentum transfer can be expected in a counterpropagating laser configuration. We have considered the hyperfine transition $F=4 \rightarrow F'=4$ of the cesium D_2 line ($6s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{3/2}$, $\lambda = 852.1$ nm). Second, the trapped state is no longer totally isolated in the presence of other hyperfine levels ($F'=3$ and 5) in the Cs excited state $6p_{3/2}$ and therefore presents a finite relaxation lifetime T_R . This effect has important influences on both the adiabatic criterion and the transfer efficiency. This point should be crucial for a large coherent deviation of an

atomic beam using a multipassage configuration.

Our experimental setup is shown in Fig. 1. A detailed description of atomic beam and lasers can be found elsewhere [12]. The atoms escape from an oven ($\sim 120^\circ\text{C}$) through a vertical $100\text{-}\mu\text{m}$ -wide slit. Five laser beams, denoted, respectively, as L_P , L_{T+} , L_{T-} , L_A , and L_D , cross the thermal atomic beam perpendicularly. L_P is provided by a feedback-stabilized Hitachi laser diode, frequency locked to the saturated absorption $F=4 \rightarrow F'=5$ of the cesium D_2 line. L_P is σ^+ polarized and illuminates the atomic beam 120 mm away from the oven. The atomic population initially in a statistical mixing of the nine Zeeman components of the $F=4$ ground hyperfine level is optically pumped into the $m_F=+4$ Zeeman level. Then the atoms cross the transfer zone (Z_1), located at about 10 mm downstream. This zone consists of two $L_{T\pm}$ beams σ^\pm polarized, tuned to the hyperfine resonance $F=4 \rightarrow F'=4$. For studying the coherent population transfer, we consider first L_{T+} and L_{T-} propagating in the same direction. If L_{T+} precedes L_{T-} with partial overlapping between them, the atoms are transferred from the initial trapped state $m_F=+4$ corresponding to the σ^+ polarization to the final trapped state $m_F=-4$ corresponding to the σ^- one, without exciting the sublevels of the $F'=4$ hyperfine level during the whole process. The temporal as well as the spatial coherence of the two transfer beams are very important to maintain the Raman coherence during the process. The two laser beams $L_{T\pm}$ are splitted through a dual-beam polarizer (Rochon polarizer) from a single laser beam provided from a STC 50-mW laser diode, which is stabilized by optical injection from a feedback-stabilized Hitachi laser diode. The resulting linewidth is about 50 kHz . The two separated beams are superimposed again through a beam splitter prism cube, which is mounted on a microdisplacement stage providing a transverse displacement of L_{T+} relative to L_{T-} with a resolution better than $50\text{ }\mu\text{m}$. A 100-mm -long Cs cell is used to improve the spatial homogeneity of the laser beams and to reduce the diffused light by spatially resolved saturated absorption. A cylindrical telescope is used to focus $L_{T\pm}$ on slit-shaped spots [width Δ (FWHM) of $\sim 500\text{ }\mu\text{m}$ and height (FWHM) of $\sim 2\text{ mm}$] in the interaction zone Z_1 . The total powers of L_{T+} and L_{T-} used in our experiments are typically 1.2 and 0.65 mW , respectively, which optimize the transfer efficiency for the given focalization of the laser beams. These nonidentical values obtained experimentally are explained by the nonsymmetrical shape of the laser pulses. Mean saturation parameters are evalu-

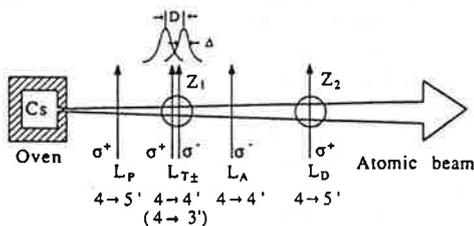


FIG. 1. Experimental setup.

ated to be $s_+=109$ and $s_-=59$, corresponding to the mean Rabi frequencies $\Omega_+=2\pi \times 39\text{ MHz}=7.47\Gamma$ and $\Omega_-=2\pi \times 29\text{ MHz}=5.56\Gamma$ ($\Gamma=2\pi \times 5.22\text{ MHz}$ for the Cs D_2 line). For our thermal atomic beam ($\langle v \rangle \sim 280\text{ m/s}$) the interaction duration is in the order of $\tau=\Delta/v \sim 1.8\text{ }\mu\text{s} \gg 2\pi\Omega_\pm^{-1}$. The adiabatic condition is therefore well fulfilled.

The $m_F=-4$ population is analyzed by the L_A and L_D beams. The analyzing laser beam L_A has the same frequency and polarization as L_{T-} . It crosses the atomic beam about 10 mm away from the transfer zone. Its role is to destroy the atomic populations in all of the Zeeman components of the $F=4$ hyperfine level except that in the $m_F=-4$ sublevel. The presence of the L_A beam does not affect the adiabatic transfer signal. In the absence of adiabatic transfer, it is responsible for a small residual signal (see further), corresponding to the optical pumping of a few atoms in the $F=4$ and $m_F=-4$ level. A free-running Hitachi laser diode provides the detection laser beam L_D to measure the population in the $m_F=-4$ sublevel 50 mm downstream (Z_2). Its frequency is swept across the $F=4 \rightarrow F'=5$ transition. Another detection is available over the transfer zone (Z_1) through the use of a charge coupled device (CCD) camera, giving a spatial resolution of the fluorescence induced by L_{T+} and L_{T-} .

The Earth's magnetic field is compensated for by three pairs of Helmholtz coils. A small homogeneous magnetic field ($\sim 100\text{ mG}$) is applied along the laser beam propagation direction to dominate residual external fields and to stabilize the polarized atomic population. The Zeeman shift induced by this field is negligible ($\sim 35\text{ kHz}$) compared to the linewidth of the Raman transition, given by the atomic beam transit time through the overlapping zone between L_{T+} and L_{T-} , $\Delta\nu \sim 1\text{ MHz}$.

The curve S_2 in Fig. 2 shows the population transfer efficiency measured in the case of the $F=4 \rightarrow F'=4$ transition as a function of the displacement D , between the axes of L_{T+} and L_{T-} . D is measured in units of Δ and

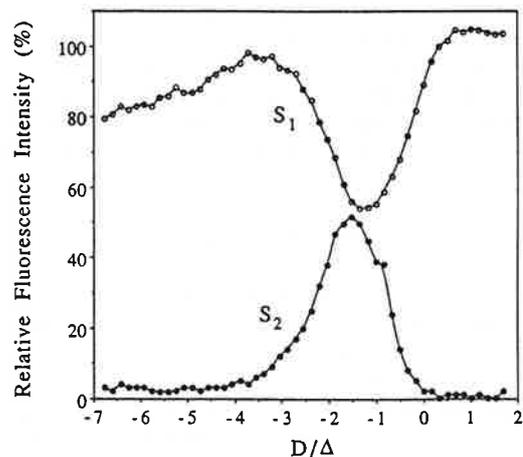


FIG. 2. The transfer efficiency (curve S_2) and the partial extinction of the L_{T-} -induced fluorescence (curve S_1) as a function of the displacement D of L_{T+} , in the case of the $F=4 \rightarrow F'=4$ transition.

its negative values correspond to the case where L_{T+} precedes L_{T-} . The transfer efficiency is given by the ratio of the measured fluorescence intensity to the total fluorescence obtained when L_{T+} , L_{T-} , and L_A are cut off. The polarization of the L_D beam is σ^+ . The choice of this configuration does not affect significantly the fluorescence signal (compared, for instance, to σ^- polarization). The residual fluorescence in the absence of L_{T+} and L_{T-} (L_A on) is measured to be about 4% of the total fluorescence. The video signal from Z_1 is analyzed at the same time, giving the variation of the fluorescence intensity induced by L_{T-} as a function of D . The intensity is divided by the total fluorescence induced by L_{T-} in the absence of L_{T+} (S_1 in Fig. 2). A maximum transfer efficiency of 52% is obtained for $D \sim -1.5\Delta$. The partial extinction of the L_{T-} -induced fluorescence ($\sim 50\%$) correlates with the population transfer, indicating the coherent character of the process. As the transfer beam is detuned out of the resonance, the process is less efficient. For a detuning of 8Γ , the transfer efficiency decreases to half of that at the resonance.

To interpret our results, theoretical simulations have been carried out for the $F=4 \rightarrow F'=4$ transition in the cesium atom. The laser pulses used in the simulations are assumed to be of Gaussian form, with Rabi frequencies fitting approximately our experimental conditions in the overlapping laser zone. The wave-function formalism is used in our calculations, in which the spontaneous emission from the excited states is taken into account by giving an imaginary part in the excited-state energies. An atom is considered to be lost from the coherent transfer process as soon as it emits a spontaneous photon. The theoretical results are given in Fig. 3. A maximum transfer efficiency of 90% is evaluated. The generalization of the present nine-level system from the three level Λ system does not reduce significantly the transfer efficiency, in the conditions of our experiment. As pointed out above, the $F'=4$ is not the only excited state. We

have to consider the three hyperfine levels $F'=5, 4,$ and 3 in the transfer process (the hyperfine splittings are 251 and 201 MHz, respectively). A calculation including them shows that the maximum transfer efficiency decreases to 55% (Fig. 3, curve *b*), in agreement with our experimental observations. The presence of spurious hyperfine levels is therefore an important source of leaks in the coherent transfer process. For the purpose of finding a more isolated trapped state, the cesium atom is, among the alkaline atoms, the best candidate with relatively large hyperfine splittings. Furthermore the D_1 line, with a 1167 MHz hyperfine splitting in the excited state, should provide a more ideal trapped state. A theoretical calculation gives us a maximum efficiency of 90% for the $F=4 \rightarrow F'=4$ transition of the D_1 line. The influence of the other hyperfine level ($F'=3$) is negligible in this case.

The same experiment has also been performed for the $F=4 \rightarrow F'=3$ transition of the D_2 line. We do not observe more than 15–20% transfer efficiency. For such a transition, the adiabaticity condition is more difficult to fulfill because of the strong asymmetry in the Clebsch-Gordan coefficients.

Finally, we have studied the counterpropagating $L_{T\pm}$ configuration. The direct observation of the coherent momentum transfer must be done preferably in a highly collimated atomic beam or in an atomic fountain. The expected $8\hbar k$ -momentum transfer represents a velocity of 28 mm/s for cesium atoms, which results in a deviation angle smaller than 10^{-4} rad for a thermal beam. The transversal velocity Doppler effect shifts atoms out of the Raman transition resonance and only the atoms with the near-zero transversal velocity will be efficiently transferred. In our experiments, we observe a dark line on the L_{T-} -induced fluorescence centered along the propagating axis of the atomic beam, when L_{T+} is displaced to partially overlap L_{T-} ($D \sim -1.5\Delta$) (Fig. 4). The width (FWHM) of the dark line is about $50 \mu\text{m}$. The corresponding transversal velocities ± 0.45 m/s induce

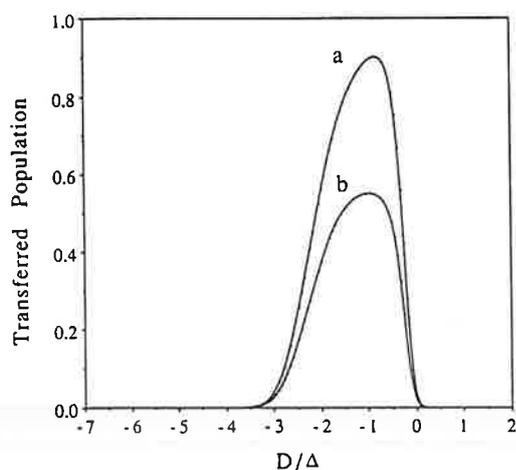


FIG. 3. Theoretically calculated transfer efficiencies as a function of D for $F=4 \rightarrow F'=4$ transition. (Curve *a*) Without consideration of other hyperfine levels. (Curve *b*) With consideration of other hyperfine levels, $F'=5$ and $F'=3$.

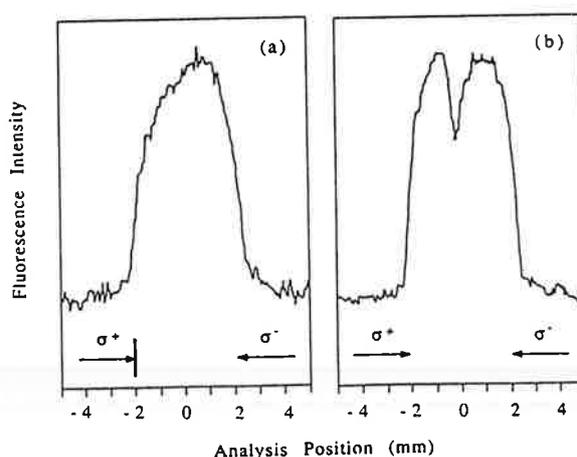


FIG. 4. Profile of the L_{T-} -induced fluorescence in the laser propagation direction. (a) With L_{T-} only; (b) with counterpropagating L_{T+} and L_{T-} ($D \sim -1.5\Delta$)

Doppler shifts $\pm 2 \times 530$ kHz, which is necessary to push atoms out of the Raman resonance ($\Delta\nu \sim 1$ MHz). The observation of the transfer signal in Z_2 cannot be done with a signal-to-noise ratio sufficiently well in this configuration. The zero-velocity transferred atoms have also received a $8\hbar k$ -momentum transfer; even this is not directly measured.

In conclusion, the coherent population transfer has been observed in a multilevel system with an efficiency of more than 50% in the case of the $F=4 \rightarrow F'=4$ transition. Such an efficiency is limited by the presence of other hyperfine levels. The use of the D_1 line should improve the transfer process, allowing large momentum transfers efficiency in a multipassage configuration. The coherent transfer process can also be generalized to other

laser-polarization configurations. An example is given by orthogonal linear polarizations, $\pi_x \perp \pi_y$, where an atomic population initially prepared in the $|m_F=0\rangle_x$ state will be adiabatically transferred into the $|m_F=0\rangle_y$ state. However, the $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ configuration remains the most suitable one in the applications to atomic optics and interferometry with the realization of atomic mirrors and beam splitters as pointed out in Ref. [7] and opens large and novel perspectives in these fields.

The authors wish to thank A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and J. von Zanthier for stimulating and helpful discussions. The Laboratoire Aimé Cotton is associated with the Université Paris-Sud.

*Permanent address: Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, China.

- [1] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
- [2] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
- [3] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [4] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991); D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard, *ibid.* **66**, 2693 (1991).
- [5] P. L. Gould, G. A. Ruff, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986).
- [6] P. J. Martin, B. G. Oldaker, A. H. Miklich, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
- [7] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, 4118 (1991); a detailed analysis of this process has been exposed by C. Cohen-Tannoudji during his teaching at Collège de France, Paris (unpublished).
- [8] E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976).
- [9] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [10] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, *J. Chem. Phys.* **92**, 5363 (1990).
- [11] J. Oreg, F. T. Hioe, and J. H. Eberly, *Phys. Rev. A* **29**, 690 (1984); J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, *ibid.* **40**, 6741 (1989); C. E. Carroll and F. T. Hioe, *ibid.* **42**, 1522 (1990).
- [12] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992); J. Yu, M.-C. Gagné, C. Valentin, R.-L. Yuan, and P. Pillet, *J. Phys. III (France)* **2**, 1615 (1992).

Table des matières

Introduction générale	9
Chapitre I: Les aspects dynamiques de l'interaction matière-rayonnement	19
I - 1 - LE SYSTEME ATOME - CHAMP LASER	19
I - 1 - 1 - Description du système atomique	20
I - 1 - 1 - a - Atome isolé	20
I - 1 - 1 - b - Atome en présence d'un champ magnétique	23
I - 1 - 2 - Interaction de l'atome avec un champ électromagnétique	24
I - 1 - 2 - a - Description d'une onde électromagnétique	24
I - 1 - 2 - b - Hamiltonien d'interaction	25
I - 1 - 2 - c - Exemple de configurations de champs lasers	27
I - 1 - 2 - c - α - Onde stationnaire	27
I - 1 - 2 - c - β - Configuration σ^+ - σ^-	28
I - 1 - 2 - c - γ - Polarisation rectilignes orthogonales	30
I - 1 - 3 - Formalisme de la matrice densité et degrés de liberté externes	31
I - 1 - 3 - a - Equations d'évolution dans le formalisme de la matrice densité	32
I - 1 - 3 - b - Théorème d'Ehrenfest - Calcul de la force	34
I - 1 - 3 - c - Mouvement des atomes	35
I - 1 - 4 - Equations d'évolution dans le formalisme de la fonction d'onde	37
I - 2 - MELASSE SUB - DOPPLER INDUITE PAR UN CHAMP MAGNETIQUE	41
I - 2 - 1 - Système $j = 1/2 \rightarrow j' = 3/2$	41
I - 2 - 2 - Système $j = 1/2 \rightarrow j' = 1/2$	47
I - 2 - 3 - Conclusion	52

I - 3 - TRANSFERT ADIABATIQUE DANS UN SYSTEME A TROIS NIVEAUX DISPOSES EN Λ	53
I - 3 - 1 - Le système Λ et l'état piège	54
I - 3 - 2 - L'évolution adiabatique	56
I - 3 - 3 - Le transfert adiabatique de population	60
I - 3 - 4 - Possibilité de transfert de moment	61
Références bibliographiques du chapitre I	63
Chapitre II: Etude des mélasses optiques sub-Doppler à une dimension: comparaison des transitions $j \rightarrow j + 1$ et $j \rightarrow j - 1$ et rôle d'un champ magnétique statique	67
II - 1 - NOTIONS SUR LES MELASSES OPTIQUES	68
II - 1 - 1 - Historique	68
II - 1 - 2 - Force de pression de radiation et refroidissement Doppler	69
II - 1 - 3 - Mélasses sub-Doppler	76
II - 1 - 3 - a - Mélasse Sisyphe	78
II - 1 - 3 - b - Mélasse dite "d'orientation induite par le mouvement" dans une configuration σ^+ et σ^-	81
II - 2 - MONTAGE EXPERIMENTAL	86
II - 2 - 1 - Principe de l'expérience	86
II - 2 - 2 - La source atomique	87
II - 2 - 2 - a - Le jet atomique	88
II - 2 - 2 - b - L'atome de césium	89
II - 2 - 2 - c - Compensation du champ magnétique	89
II - 2 - 2 - d - Analyse du profil transverse par fil chaud	91

II - 2 - 3 - La zone de mélasse et les diodes lasers	91
II - 2 - 3 - a - La zone de mélasse	91
II - 2 - 3 - b - Les diodes lasers	93
II - 2 - 4 - Procédure expérimentale	95
II - 3 - COMPARAISON DES MELASSES SUB - DOPPLER POUR DES TRANSITIONS $J \rightarrow J + 1$ et $J \rightarrow J - 1$	96
II - 3 - 1 - Différentes configurations de mélasses	96
II - 3 - 1 - a - Transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$	98
II - 3 - 1 - a - α - Effet d'une onde stationnaire	98
II - 3 - 1 - a - β - Différentes configurations	98
II - 3 - 1 - a - β_1 - Mélasse Doppler	99
II - 3 - 1 - a - β_2 - Mélasses sub-Doppler	100
II - 3 - 1 - b - Transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$	103
II - 3 - 2 - Peut-on définir une température transverse du jet atomique?	107
II - 4 - MELASSES SUB - DOPPLER EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE	110
II - 4 - 1 - Effets d'un champ magnétique	110
II - 4 - 1 - a - Mélasse "d'orientation induite par le mouvement"	112
II - 4 - 1 - a - α - Expérience	112
II - 4 - 1 - a - β - Interprétation	115
II - 4 - 1 - b - Mélasse induite par un champ magnétique	118
II - 4 - 1 - c - Mélasse Sisyphe en dérive	120
II - 4 - 2 - Interprétation	125
II - 4 - 2 - a - Mélasse induite par un champ magnétique	125
II - 4 - 2 - a - α - Equations d'évolution du système	127
II - 4 - 2 - a - β - Calcul de la force appliquée au système	129
II - 4 - 2 - b - Mélasse Sisyphe en présence d'un champ magnétique transverse	131
II - 4 - 2 - b - α - Hamiltonien du système	131
II - 4 - 2 - b - β - Equations d'évolution de la matrice densité	133

II - 4 - 3 - Interprétation en terme de théorème de Larmor	135
II - 4 - 3 - a - Mélasse induite par un champ magnétique	136
II - 4 - 3 - a - α - Configuration $\sigma^+ - \sigma^+$	136
II - 4 - 3 - a - β - Configuration lin // lin	138
II - 4 - 3 - b - Mélasse Sisyphe en présence d'un champ magnétique	139
II - 5 - CONCLUSION	141
Références bibliographiques du chapitre II	143
Annexe A _{II} : Calcul des équations d'évolution	147
Annexe B _{II} : Développement de Floquet	152
Annexe C _{II} : Calcul de la force	155
Chapitre III: Transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement dans les systèmes multi-niveau	159
III - 1 - TRANSFERT ADIABATIQUE DANS UN SYSTEME A TROIS NIVEAUX DISPOSES EN Λ	159
III - 1 - 1 - Définition du système	160
III - 1 - 2 - Approche théorique	160
III - 1 - 2 - a - Traitement général	161
III - 1 - 2 - a - α - Hamiltonien du système	161
III - 1 - 2 - a - β - Vecteurs propres et valeurs propres	164
III - 1 - 2 - b - Transfert adiabatique de population	165
III - 1 - 3 - Forme particulière des impulsions conduisant à une solution analytique	170
III - 1 - 4 - Traitement numérique du problème	174

III - 2 - TRANSFERT ADIABATIQUE DE POPULATION DANS LES SYSTEMES MULTI - NIVEAU	183
III - 2 - 1 - Existence d'un état piège dans les systèmes multi-niveau	183
III - 2 - 1 - a - La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$	183
III - 2 - 1 - b - Etat piège pour les systèmes multi- Λ	186
III - 2 - 1 - b - α - Triple- Λ	186
III - 2 - 1 - b - β - Quadruple- Λ	188
III - 2 - 1 - b - γ - Cas de transitions $F \rightarrow F - 1$	189
III - 2 - 2 - Evolution temporelle des populations dans les systèmes multi-niveau	190
III - 2 - 2 - a - Les transitions de type $j \rightarrow j$	191
III - 2 - 2 - a - α - La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$	191
III - 2 - 2 - a - β - La transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$	193
III - 2 - 2 - a - γ - La transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$	195
III - 2 - 2 - b - Synthèse des résultats	197
III - 3 - MISE EN EVIDENCE DU TRANSFERT ADIABATIQUE DE POPULATION	200
III - 3 - 1 - Principe de l'expérience	200
III - 3 - 2 - Description du dispositif expérimental	201
III - 3 - 2 - a - Le jet atomique	202
III - 3 - 2 - b - Les faisceaux lasers	204
III - 3 - 2 - b - α - Faisceau de préparation des atomes	204
III - 3 - 2 - b - β - Faisceaux de transfert de population	204
III - 3 - 2 - b - γ - Faisceau d'analyse	207
III - 3 - 2 - b - δ - Faisceau de détection	208
III - 3 - 2 - c - La détection	209
III - 3 - 3 - Procédure expérimentale	211
III - 3 - 4 - Résultats expérimentaux	212
III - 3 - 4 - a - Transfert adiabatique de population	212
III - 3 - 4 - b - Etude en fonction du désaccord	215

III - 4 - LIMITATION AU TRANSFERT ADIABATIQUE	217
III - 4 - 1 - Rôle des niveaux hyperfins voisins	217
III - 4 - 2 - Evolution du taux de transfert en fonction des paramètres de l'expérience	221
III - 4 - 2 - a - Variations en fonction de l'intensité des faisceaux lasers	221
III - 4 - 2 - b - Effet de la forme des impulsions	225
III - 5 - TRANSFERT ADIABATIQUE DE QUANTITE DE MOUVEMENT DANS LES SYSTEMES MULTI - NIVEAU	230
III - 5 - 1 - Principe du transfert adiabatique de quantité de mouvement	230
III - 5 - 1 - Possibilité de notre expérience de mettre en évidence le transfert de quantité de mouvement	232
III - 5 - 3 - Montage et résultats expérimentaux	234
III - 6 - CONCLUSION	237
Références bibliographique du chapitre III	239
Annexe A _{III} : Calcul des fréquences de Rabi	241
Annexe B _{III} : Equations d'évolution pour un système à neuf niveaux en présence des niveaux hyperfins	245
Conclusion générale	251
Publications	255

Nom: VALENTIN

Prénom: Constance

Titre: Manipulations non-cohérente et cohérente d'un jet atomique de césium par laser:
Mélasses optiques dans un champ magnétique et transfert adiabatique de population.

Résumé:

Cette thèse présente deux expériences de manipulation d'un jet atomique de césium à l'aide de faisceaux lasers suivant une dimension transverse.

Dans la première expérience, nous avons observé les effets de refroidissement Doppler et sub-Doppler sur le jet atomique pour différentes configurations de polarisation des faisceaux lasers. L'étude des deux transitions $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la raie D_2 du césium montre que le désaccord entre la fréquence laser et la fréquence atomique doit être négatif dans le premier cas et positif dans le deuxième. Nous avons aussi mis en évidence que, sous l'effet d'un champ magnétique statique, les mélasses sub-Doppler ne se produisent plus autour de la vitesse transverse nulle mais autour de vitesses non nulles, qui évoluent linéairement avec la valeur de ce champ magnétique.

La deuxième expérience concerne le transfert adiabatique de population et de quantité de mouvement dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Ce système comporte plusieurs sous-niveaux Zeeman disposés en Λ dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ des champs électromagnétiques. Ce processus ne fait pas intervenir l'émission spontanée: les cohérences internes de l'atome sont donc conservées. Dans les meilleures conditions expérimentales, nous avons obtenu un taux de transfert adiabatique de population de 55 %. Cette limitation est due à la présence des niveaux hyperfins voisins $F' = 3$ et $F' = 5$ du niveau excité. Un calcul théorique montre que ces niveaux perturbent le système en apportant une "fuite" de la population par émission spontanée. De plus, nous avons mis en évidence la très grande sélectivité en vitesse du processus de transfert de quantité de mouvement.

Mots-clés:

Refroidissement sub-Doppler

Etat non couplé

Mélasses optiques en dérive

Systèmes multi-niveau

Transfert adiabatique

Sélectivité en vitesse