

基态超精细能级光泵浦效应对原子光致漂移速率影响研究

杨佳琦^{1**}, 刘加东^{1,2}, 刘涛^{1,2*}

¹核工业理化工程研究院, 天津 300180;

²粒子输运与富集技术国防科技重点实验室, 天津 300180

摘要 在光致漂移现象中,基态超精细能级光泵浦效应会影响激光作用下原子在各个能级的布居情况,进而影响原子光致漂移速率的大小。基态超精细能级光泵浦效应影响机制的研究有助于漂移速率和同位素分离选择性的优化。基于原子光致漂移速率方程,利用强碰撞模型描述原子与缓冲气体的碰撞作用,运用数值方法对速率方程进行求解计算,研究了基态超精细能级光泵浦效应对铷原子光致漂移速率的影响。研究表明,基态超精细能级光泵浦效应对光致漂移效应具有抑制作用。基态超精细分裂能级差越大,对光致漂移效应的抑制作用越强。通过提高激光功率与线宽并采用第二束激光将积聚在另一基态超精细能级上的原子重新激发回上能级,可以减弱基态超精细能级光泵浦效应的影响,提高漂移速率。研究结果与物理原理的定性分析基本吻合,也与文献中实验结果较为吻合。

关键词 原子与分子物理学; 光致漂移; 漂移速率; 基态超精细能级

中图分类号 O562

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1002002

Influence of Ground State Hyperfine Pumping on Light-Induced Drift Velocity of Atoms

Yang Jiaqi^{1**}, Liu Jiadong^{1,2}, Liu Tao^{1,2*}

¹Research Institute of Physical and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China;

²Science and Technology on Particle Transport and Separation Laboratory, Tianjin 300180, China

Abstract In the light-induced drift phenomenon, ground state hyperfine pumping has an obvious effect on the population at each energy level of an atom and further on the light-induced drift velocity. The research on the influencing mechanism of ground state hyperfine pumping is helpful to optimize the drift velocity and the selectivity of isotope separation. We build the atomic light-induced drift rate equations and utilize the strong collision model to describe the collision between atoms and buffer gases. The rate equations are solved numerically, and the influence of ground state hyperfine pumping on light-induced drift is investigated. The research results show that ground state hyperfine pumping has an obvious suppression effect on light-induced drift. The larger the ground state hyperfine splitting energy difference is, the stronger the suppression effect on light-induced drift is. Increasing laser power density and laser linewidth and simultaneously using the second laser to re-pump atoms populating at the other ground state hyperfine energy level to the excited state energy level can weaken the effect of ground state hyperfine pumping and enhance the light-induced drift velocity. The research results are basically consistent with the qualitative analysis based on the physical principles and also the experimental results from some related literatures.

Key words atomic and molecular physics; light-induced drift; drift velocity; ground state hyperfine energy level

OCIS codes 020.1335; 020.2930; 020.2070

收稿日期: 2020-11-24; 修回日期: 2020-12-20; 录用日期: 2020-12-30

* E-mail: dpssl@sina.com; ** E-mail: jiaqyang@163.com

1 引言

光致漂移现象^[1-2] (light-induced drift) 是存在于光场中的一种气体动力学效应, 处于稀有缓冲气体环境中的吸收气体粒子(一般为碱金属原子)在激光速度选择性激发的作用下, 在特定方向上产生宏观的定向移动。光致漂移现象的发现为同位素分离技术提供了一个新的发展方向。在稀有缓冲气体环境中, 利用激光对目标同位素原子进行速度选择性激发, 目标同位素原子的碰撞输运特性发生改变, 原子获得群体运动速度, 在激光传播方向上不同的同位素之间形成宏观分布差异, 从而实现同位素的分离。由于光致漂移法具有很高的分离选择性, 因此这一现象一经发现, 就很快被应用于碱金属同位素分离的研究中^[3-5]。

漂移速率是判断光致漂移效应强弱的一个关键参数, 定义为分布在各个能级上的吸收气体粒子沿激光传播方向的速度分量的平均值^[6]。漂移速率的大小直接影响同位素分离过程的选择性。为了提高漂移速率以及同位素分离过程的选择性, 国内外许多学者对碱金属同位素原子的光致漂移过程开展了大量研究^[3-19]。Streater 等^[3-4, 10, 16, 20] 在光致漂移实验研究中发现了基态超精细能级光泵浦现象的存在, 即在光致漂移激发光的作用下, 有一部分原子经过受激吸收与自发辐射过程会从其中一个基态超精细能级向另一基态超精细能级转移, 造成漂移速率的降低, 并开展实验证实了这一效应对钠和铷原子漂移速率的影响。对于光致漂移现象而言, 原子的基态超精细能级结构会影响激光作用下原子在各个能级的布居情况, 进而影响漂移速率的大小。因此, 基态超精细能级光泵浦效应是研究光致漂移效应时不可忽视的一个影响因素, 了解基态超精细能级光泵浦效应的影响机制对于光致漂移速率以及同位素分离选择性的优化具有实际意义。但是相关研究大多从实验出发对这一效应的存在进行验证^[3-4, 10, 16, 20]。一些理论研究在建立理论模型时虽考虑了原子超精细结构的影响, 但其研究结果仍围绕不同激发光频率、功率密度、线宽、缓冲气体压强以及温度等参数条件下漂移速率的变化进行阐述^[6-15], 缺乏基态超精细能级光泵浦效应对光致漂移过程影响机制(包括基态超精细能级分裂对原子能级分布和漂移速率的影响, 以及多光束激发对基态超精细能级光泵浦效应的影响)的相关讨论。

本文以铷原子的光致漂移速率为研究对象, 利

用强碰撞模型描述原子与缓冲气体的碰撞作用, 建立速率方程模型描述光致漂移过程中原子的能级跃迁过程, 计算分析了基态超精细能级光泵浦效应对原子能级分布以及漂移速率的影响, 并基于这一效应对漂移速率的优化进行了分析讨论。

2 光致漂移理论研究模型

天然铷材料中只有⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 两种同位素, 铷原子吸收谱中的 D 双线是原子从基态 5s 态跃迁到激发态 5p 态产生的, 其能级跃迁简化示意图如图 1、2 所示^[21-22], 其中 F 为原子的总角动量量子数。由于核自旋不为 0, 故光谱中存在超精细结构, 其基态超精细分裂能级差分别为 3.036 GHz 和 6.834 GHz, 而⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 这两种同位素原子吸收谱线的多普勒展宽约为 0.6 GHz (400 K), 远小于基态超精细分裂能级差, 所以在分析这一跃迁导致的光致漂移现象时, 必须要考虑基态超精细结构的影响。

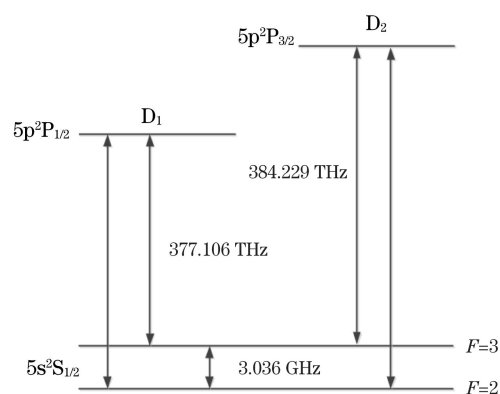


图 1 ⁸⁵Rb 能级示意图

Fig. 1 Energy level diagram of ⁸⁵Rb

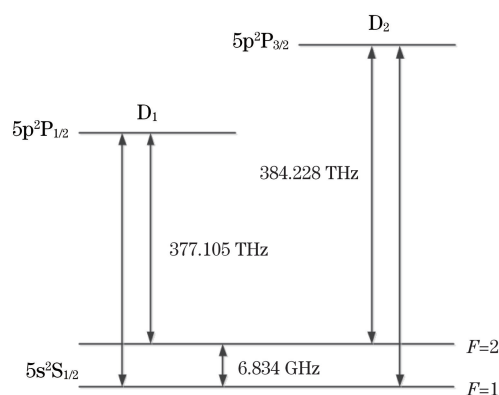


图 2 ⁸⁷Rb 能级示意图

Fig. 2 Energy level diagram of ⁸⁷Rb

在光致漂移现象中, 存在两个必不可少的因素: 对吸收气体的速度选择性激发以及与能级相关的吸

收气体粒子的碰撞弛豫特性。其中速度选择性激发是根据多普勒效应,采用频率偏移吸收气体粒子中心吸收频率的激光进行激发,使得只有某些特定速度的粒子被激发至上能级。速度选择性激发会改变激发态和基态粒子的速度分布,使其不再满足平衡态分布。无论是基态还是激发态上的粒子都会与其他粒子发生碰撞,这些碰撞包括吸收气体粒子之间的碰撞以及吸收气体粒子与缓冲气体粒子之间的碰撞。在光致漂移现象中,缓冲气体粒子数密度是远大于吸收气体粒子数密度的,所以认为吸收气体粒子只与缓冲气体粒子发生碰撞,忽略吸收气体粒子之间的碰撞作用。激发态粒子与基态粒子会呈现出不同的碰撞弛豫特性(表现为与缓冲气体粒子碰撞频率不同)。这种碰撞弛豫特性的不同打破了光束传播方向上吸收气体粒子流的平衡,最终在该方向上产生了宏观净流量,即光致漂移效应。

在建立铷原子的光致漂移速率方程时发现,与钠原子和锂原子相比,铷原子两个激发态精细结构能级之间的能级差较大,激发态精细结构能级之间的原子通过碰撞相互跃迁的概率极低。因此在描述铷原子的光致漂移现象时,只需围绕两个基态的超精细结构能级以及其中一个激发态的精细结构能级上的原子在激光作用下的布居情况进行讨论。在后续光致漂移的计算中选择⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 同位素的 D₂ 线,即对 5s²S_{1/2}→5p²P_{3/2} 这一跃迁进行计算。虽然铷原子的激发态精细结构能级 5p²P_{3/2} 上也存在超精细结构,但是其超精细分裂能级差非常小,在计算时不予考虑。计算时采用的铷原子 D₂ 线的简化能级结构示意图如图 3 所示,其中能级 1 和 2 分别代表原子基态 5s²S_{1/2} 的两个超精细能级结构,能级 3 代表原子激发态能级 5p²P_{3/2}。A_{ij} (i=3, j=1,2) 为自发辐射速率,h_{ij}(v) (i, j=1,2,3) 为速度选择性激发的速率,v 为激光传播方向上的粒子速度,ζ_i(v) (i=1,2,3) 为碰撞作用因子,i, j 为能级。

如图 3 所示,在激光的作用下,基态能级 1 和 2 上的铷原子会通过激光的激发作用跃迁至激发态能级 3,同时激发态能级 3 上的原子会通过自发辐射和受激辐射跃迁回基态能级。除此之外,无论是基态还是激发态能级上的原子都会与缓冲气体原子产生碰撞。由于基态超精细结构能级之间的能级差很大,碰撞跃迁截面较小,因此忽略其碰撞跃迁过程,认为铷原子与缓冲气体之间的碰撞过程仅造成速度的改变。

综合上述分析并结合图 3,可以得到光致漂移

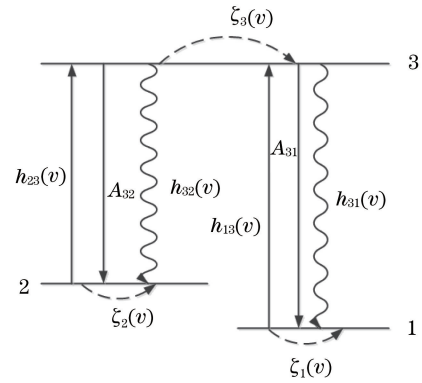


图 3 原子的简化能级结构

Fig. 3 Simplified energy level structure of atoms

过程中铷原子各能级粒子数分布的速率方程^[6]为

$$\frac{\partial \rho_1(v)}{\partial t} = -h_{13}(v)\rho_1(v) + h_{31}(v)\rho_3(v) + A_{31}\rho_3(v) + \zeta_1(v)\rho_1(v), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2(v)}{\partial t} = -h_{23}(v)\rho_2(v) + h_{32}(v)\rho_3(v) + A_{32}\rho_3(v) + \zeta_2(v)\rho_2(v), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_3(v)}{\partial t} = h_{13}(v)\rho_1(v) - h_{31}(v)\rho_3(v) + h_{23}(v)\rho_2(v) - h_{32}(v)\rho_3(v) - A_{33}\rho_3(v) + \zeta_3(v)\rho_3(v), \quad (3)$$

式中:ρ_i(v) (i=1,2,3) 为能级 i 上原子的速度分布函数;t 为时间;A₃=A₃₁+A₃₂;速度选择性激发的速率 h_{ij}(v) (i, j=1,2,3) 的计算公式为

$$h_{ij}(v) = \int \frac{B_{ij}I(f)}{c} \frac{\Gamma}{[2\pi(f - f_{ij}) - kv]^2 + \Gamma^2} df, \quad (4)$$

式中:B_{ij} 为与受激辐射相关的爱因斯坦系数;c 为光速;Γ 为均匀展宽;f 为频率;f_{ij} 为原子从 i 能级跃迁至 j 能级时吸收光子的频率;k 为波数;I(f) 为激发光功率密度的谱分布,计算中认为谱分布是高斯线型^[23],即

$$I(f) = \frac{2I_0 \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta f} \exp \left[-\frac{4(f - f_L)^2 \ln 2}{(\Delta f)^2} \right], \quad (5)$$

式中:I₀ = ∫ I(f) df;Δf 为激发光功率密度谱分布的半峰全宽;f_L 为激光的中心频率。

ζ_i(v) (i=1,2,3) 表示由碰撞引起的原子速度分布的变化。根据强碰撞模型理论,认为原子经过碰撞后的速度满足麦克斯韦分布。因此

$$\zeta_i(v)\rho_i(v) = \gamma_i n_i W(v) - \gamma_i \rho_i(v), \quad (6)$$

式中:γ_i 为碰撞频率;n_i 为能级 i 上的粒子数密度, n_i = ∫ ρ_i(v) dv, 各能级的粒子数密度满足

$$\sum_i n_i = 1. \quad (7)$$

$W(v)$ 为一维麦克斯韦分布函数, 即

$$W(v) = (v_0 \sqrt{\pi})^{-1} \exp(-v^2/v_0^2), \quad (8)$$

式中: v_0 为原子的最概然速率。

因此强碰撞模型下的速率方程^[6]可表示为

$$\frac{\partial \rho_1(v)}{\partial t} = -h_{13}(v)\rho_1(v) + h_{31}(v)\rho_3(v) + A_{31}\rho_3(v) + \gamma_1 n_1 W(v) - \gamma_1 \rho_1(v), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho_2(v)}{\partial t} = -h_{23}(v)\rho_2(v) + h_{32}(v)\rho_3(v) + A_{32}\rho_3(v) + \gamma_2 n_2 W(v) - \gamma_2 \rho_2(v), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_3(v)}{\partial t} = & h_{13}(v)\rho_1(v) - h_{31}(v)\rho_3(v) + h_{23}(v)\rho_2(v) - h_{32}(v)\rho_3(v) - \\ & A_{31}\rho_3(v) + \gamma_3 n_3 W(v) - \gamma_3 \rho_3(v). \end{aligned} \quad (11)$$

在稳态情形下, 令

$$\frac{\partial \rho_i(v)}{\partial t} = 0, i = 1, 2, 3, \quad (12)$$

得到

$$0 = -h_{13}(v)\rho_1(v) + h_{31}(v)\rho_3(v) + A_{31}\rho_3(v) + \gamma_1 n_1 W(v) - \gamma_1 \rho_1(v), \quad (13)$$

$$0 = -h_{23}(v)\rho_2(v) + h_{32}(v)\rho_3(v) + A_{32}\rho_3(v) + \gamma_2 n_2 W(v) - \gamma_2 \rho_2(v), \quad (14)$$

$$0 = h_{13}(v)\rho_1(v) - h_{31}(v)\rho_3(v) + h_{23}(v)\rho_2(v) - h_{32}(v)\rho_3(v) - A_{31}\rho_3(v) + \gamma_3 n_3 W(v) - \gamma_3 \rho_3(v). \quad (15)$$

在(7)式的条件下求解(13)~(15)式, 可解得原子的速度分布函数 $\rho_i(v)$ 。

漂移速率 v_{dr} 计算公式^[6]为

$$v_{dr} = \sum_i \int v \rho_i(v) dv. \quad (16)$$

3 计算结果分析与讨论

本文主要围绕⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 在缓冲气体氩气中的光致漂移速率开展相关计算。计算所需的其他参数^[6]如下: $A_{31} = 1.525 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $A_{32} = 2.135 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $p = 1000 \text{ Pa}$, $T = 400 \text{ K}$, $\Gamma = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_3 = 2.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 。

⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 的漂移速率随激发光频率失谐量的变化如图 4 所示, 其中激发光频率失谐量 $\Omega = f_L - f_0$, f_0 为⁸⁵Rb $5s^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ (即图 3 中 2→3 能级跃迁) 的跃迁频率。由图 4 可以看出, 无论是⁸⁵Rb 还是⁸⁷Rb, 漂移速率随激发光频率的变化趋势是一致的。随着激发光频率的变化, 在正方

向和反方向上分别有两个漂移速率的极大值。当激发光频率逐渐偏离原子从基态跃迁至激发态的中心吸收线时, 漂移速率的值均呈现先增大后减小的趋势。这一变化趋势符合光致漂移的理论模型^[1-2]。需要注意的是, 由于基态超精细分裂能级的影响, 在激发光频率与原子跃迁的中心频率相等时, 漂移速率的值并不是恰好为 0 的。由图 4 还发现, ⁸⁵Rb 的漂移速率的极值比⁸⁷Rb 大很多。当激光频率失谐量为 -0.5 GHz 时, ⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 的漂移速率都接近极大值且方向相反。因此可以利用这一性质, 采用特殊频率的激光对铷同位素进行激发以实现两种同位素的分离。

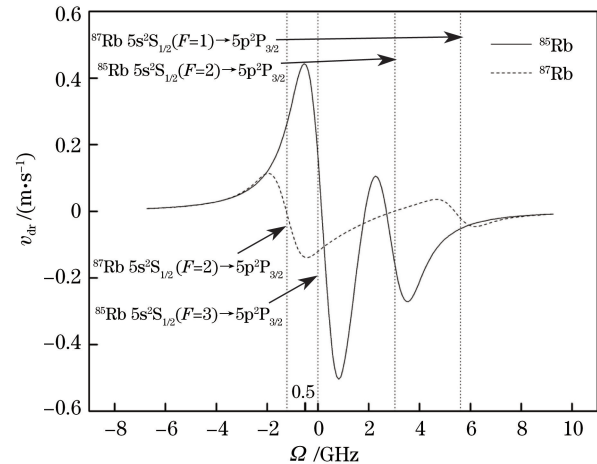


图 4 当 $I_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $\Delta f = 50 \text{ MHz}$ 时, ⁸⁵Rb 和⁸⁷Rb 的漂移速率随激发光频率失谐量的变化

Fig. 4 Drift velocity of ⁸⁵Rb or ⁸⁷Rb versus excitation laser frequency detuning when $I_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ and $\Delta f = 50 \text{ MHz}$

为了研究基态超精细能级光泵浦效应对原子能级分布的影响, 计算了⁸⁵Rb 各能级原子数密度的占比 $n_i / \sum_i n_i$ ($i = 1, 2, 3$) 随着激发光频率失谐量的变化情况, 如图 5 所示。从图 5 中可以看出, 对于⁸⁵Rb 的 D_2 吸收线, 其中一个基态能级上的原子数密度提高, 则另一基态能级上的原子数密度会降低, 这是由基态超精细能级光泵浦效应引起的。为了从光致漂移的原理上阐述这一过程, 假设激发光频率失谐量设定为 0, 这一频率的激光主要将处于 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 超精细能级上的⁸⁵Rb 原子激发至上能级, 这些原子被激发至上能级后, 由于自发辐射效应会再次跃迁回到 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 和 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 两个基态超精细能级上。经过几轮受激吸收与自发辐射过程之后, 会有一部分原子在 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 基态超精细能级上积聚。由于铷原子基态超精细分裂

能级差较大,处于 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 基态超精细能级上的原子通过碰撞弛豫作用回到 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 能级的概率很小,因此 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 能级上的原子数目降低,激发作用受到影响,进一步漂移速率大幅度降低。根据以上描述可以看出,基态超精细能级光泵浦效应是不利于光致漂移效应的。幸运的是,激光也会将具有某些速度的处在 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 上的少量原子激发至上能级,因此在最终达到稳态时,原子不会全部聚集在基态能级 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 上, $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 能级上还是会保留一部分原子,故漂移速率只是降低,并不会完全消失。从图 5 中可以看出,在激发光频率失谐量为 0 时,激光对 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 能级上的原子的激发作用最强,故 n_2 达到最小值, n_1 达到最大值。而在激发光频率失谐量为 3.036 GHz 时,激光对 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 能级上的原子的激发作用最强,故 n_1 达到最小值, n_2 达到最大值。在激发光频率失谐量为 1.5 GHz 时,激光对 $5s^2S_{1/2}(F=2)$ 和 $5s^2S_{1/2}(F=3)$ 两个能级上的原子的共同激发作用达到最大,故激发态能级原子数密度 n_3 达到最大值。

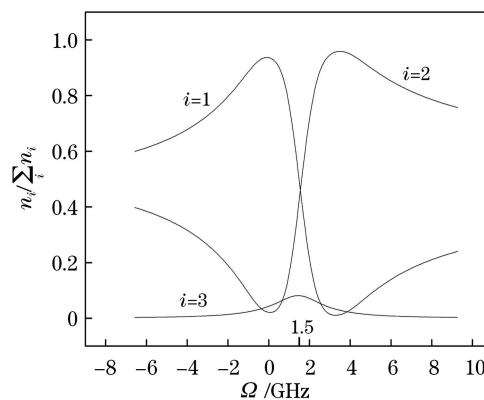


图 5 当 $I_0=10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $\Delta f=50 \text{ MHz}$ 时, ^{85}Rb 各能级原子数密度占比随激光频率失谐量的变化
Fig. 5 Atomic population at each energy level of ^{85}Rb versus laser frequency detuning when $I_0 = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ and $\Delta f=50 \text{ MHz}$

为了进一步研究基态超精细分裂能级差对光致漂移效应的影响,将基态超精细分裂能级差设为 1, 2, 3, 4 GHz, 比较了漂移速率随激发光频率失谐量的变化情况,如图 6 所示,其他计算参数与图 5 相同。可以看出,当基态超精细分裂能级差为 1 GHz

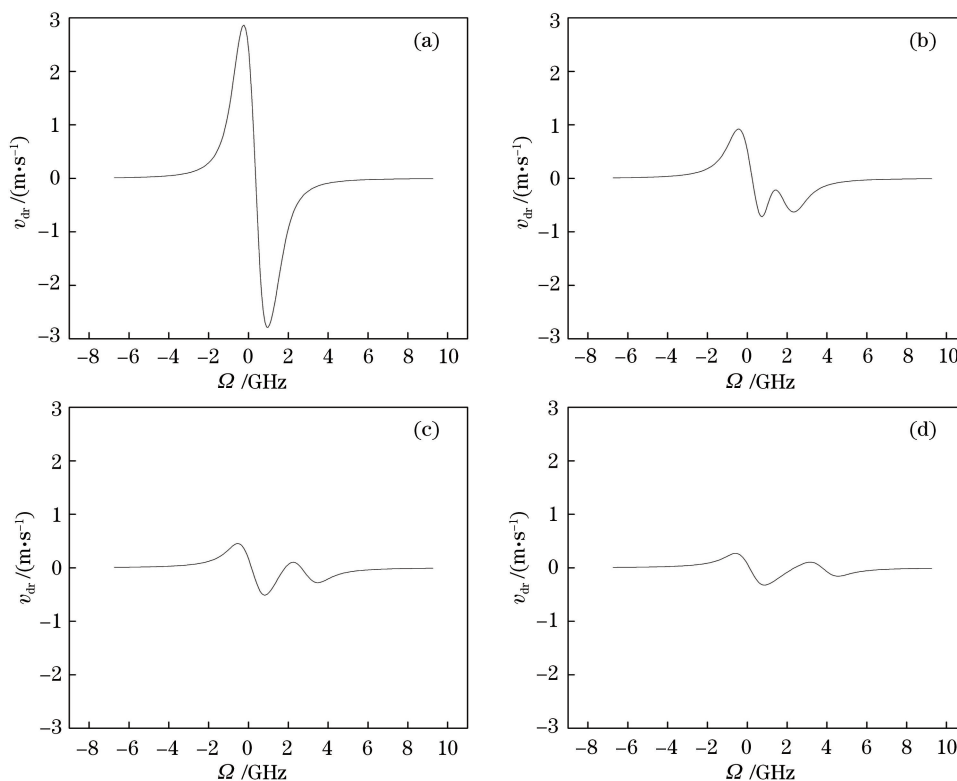


图 6 当 $I_0=10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $\Delta f=50 \text{ MHz}$ 时,不同基态超精细分裂能级差下的漂移速率随激发光频率失谐量的变化。

(a) 1 GHz; (b) 2 GHz; (c) 3 GHz; (d) 4 GHz

Fig. 6 Drift velocity versus laser frequency detuning under different ground state hyperfine splitting energy differences when $I_0=10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ and $\Delta f=50 \text{ MHz}$. (a) 1 GHz; (b) 2 GHz; (c) 3 GHz; (d) 4 GHz

时,在正反两个方向上只存在一个漂移速率的极值。这与钠和锂的光致漂移变化曲线是类似的^[10,14]。当基态超精细分裂能级差增加至 2 GHz、3 GHz 时,谱线形状逐渐发生变化;当能级差达到 4 GHz 时,在两个基态超精细能级吸收谱位置上各分裂出一个漂移速率的变化曲线,在正方向和反方向上分别有两个漂移速率的极大值。此外通过图 6 还可以看出,随着基态超精细分裂能级差的逐渐增大,漂移速率的极大值是逐渐减小的,这是因为有更多原子在超精细能级光泵浦作用下跃迁到未被共振激发的另一基态超精细能级上,从而无法参与光致漂移过程。这一理论可以解释为何图 4 中⁸⁵Rb 的漂移速率极值远大于⁸⁷Rb,也与文献[3]中⁸⁵Rb 光致漂移效应远强于⁸⁷Rb 这一实验结果较为吻合。

通过以上研究发现,基态超精细能级光泵浦效应对光致漂移效应具有抑制作用。为了弱化其对光致漂移的负面影响,提高漂移速率,首先从激光功率密度这一因素出发,研究了不同激发光功率密度条件下⁸⁵Rb 的漂移速率随激发光频率失谐量的变化情况,如图 7 所示。从图 7 中可以看出,当功率密度从 $0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 提高到 $100 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,光致漂移速率在正反两方向上的极值是逐渐增大的,而且在功率密度达到 $100 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,漂移速率变化曲线从四个极值变为两个极值。由理论分析可知,通过增大激发光功率密度,可以保证两个基态超精细能级上的原子都有较大概率被激发至上能级,从而减弱基态超精细能级光泵浦效应对光致漂移效应的影响。虽然增加激发光功率密度可以减弱基态超精细光泵浦效应的影响,但是增大激发光功率密度并不

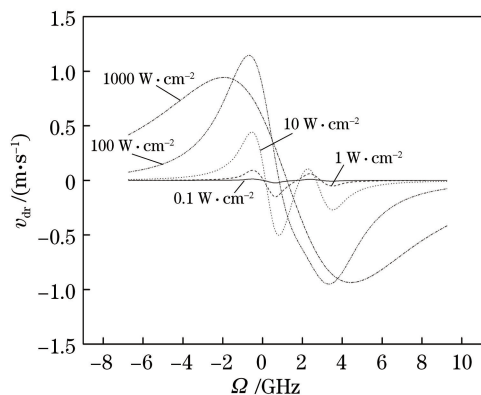


图 7 当 $\Delta f = 50 \text{ MHz}$ 时不同激发光功率密度下漂移速率随激发光频率失谐量的变化

Fig. 7 Drift velocity versus laser frequency detuning under different laser power densities when $\Delta f = 50 \text{ MHz}$

能使漂移速率无限增加,在某个功率密度下激发作用会趋于饱和,上能级原子数不再增加,而是趋于一个定值,之后随着功率密度的进一步增大,由于谱线展宽的影响,反向运动的原子被激发,漂移速率减小。这也解释了图 7 中功率密度从 $100 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 增大到 $1000 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时漂移速率极值不升反降的现象。

接下来研究了激发光线宽对⁸⁵Rb 漂移速率的影响,如图 8 所示。从图 8 中可以看出,窄线宽条件下(5 MHz 和 100 MHz)漂移速率的曲线基本不发生变化。当进一步增大线宽(1, 1.5, 2 GHz),光致漂移速率曲线形状开始发生改变,逐渐由四个极值曲线向两个极值曲线过渡,且正反两方向上漂移速率的极值逐渐增大,基态超精细能级光泵浦效应减弱。由理论分析可知,由于⁸⁵Rb 基态超精细分裂能级差为 GHz 量级,窄线宽情形下激光只能有效激发某一特定速度附近的少量原子,因此漂移速率在窄线宽条件下基本不受影响。当线宽逐渐增大至 GHz 量级时,另一基态超精细能级上的原子也能被激发至上能级,更大速度范围内的原子会被激发,激发效率的提高使原子的漂移速率增大;但是随着线宽的持续增大,在激光功率密度一定的条件下,线宽的增加会导致谱功率密度下降,使得处于激光线宽内的原子受到的激发作用减弱;此外,线宽过大也会导致反向运动的原子被激发,漂移速率开始呈现下降的趋势。因此激光线宽为 4 GHz 时漂移速率的极值有所下降。由计算结果可知,将激发光线宽提升至 2 GHz 左右可以实现⁸⁵Rb 漂移速率的显著提升,但是目前光致漂移实验中激发光通常是由可调谐半导体激光器或可调谐固体激光器产生的,这些激光器的一个特点就是窄线宽,通常线宽在 MHz 量级,远小于 GHz 量级。因此通过提高激发光的线宽来降低基态超精细能级光泵浦效应较难实现。

为了减少原子在另一基态超精细能级上的积聚,考虑采用两束光(标记为 A 和 B)对原子进行激发,其中一束激光 A 用来产生光致漂移效应,另一束激光 B 将积聚在另一基态超精细能级上的原子重新激发到上能级。计算了不同功率密度条件下⁸⁵Rb 的光致漂移速率随激发光 A 的频率的变化,并与只采用一束功率密度为 $10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的激发光进行激发的情况进行了对比,如图 9 所示。其中激光 B 的中心频率为⁸⁵Rb $5s^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ 的跃迁频率(对应于图 3 中 1→3 能级跃迁频率),激发光频率失谐量为 0 的点对应的频率依然是⁸⁵Rb $5s^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ 的跃迁频率(对应于

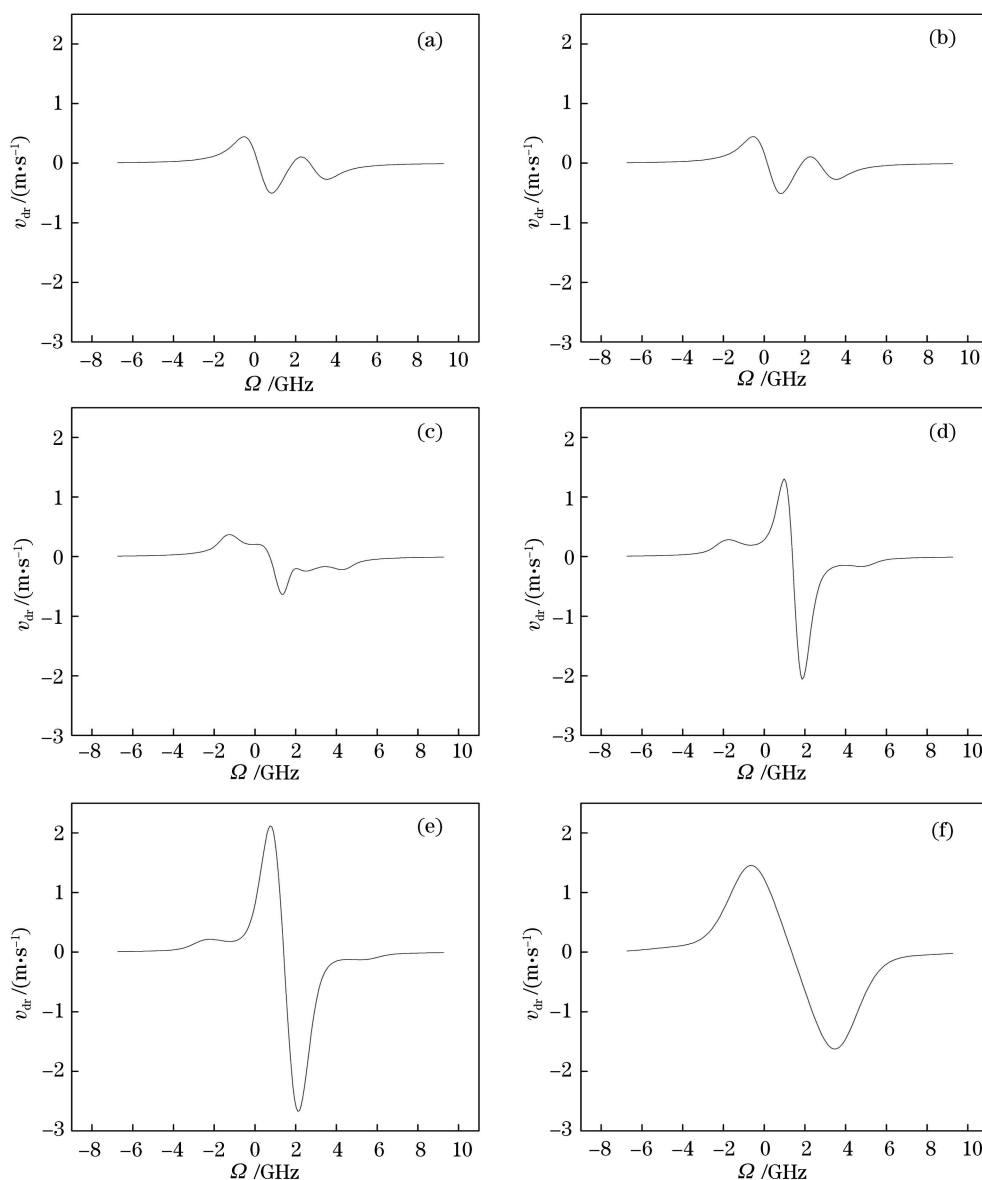


图 8 当 $I_0=10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时不同激发光线宽下光致漂移速率随激发光频率失谐量的变化。(a) 5 MHz; (b) 100 MHz; (c) 1 GHz; (d) 1.5 GHz; (e) 2 GHz; (f) 4 GHz

Fig. 8 Drift velocity versus laser frequency detuning at different laser linewidths when $I_0=10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

(a) 5 MHz; (b) 100 MHz; (c) 1 GHz; (d) 1.5 GHz; (e) 2 GHz; (f) 4 GHz

图 3 中 2→3 能级跃迁频率)。从图 9 中可以看出, 无论两束激光的功率密度为 $0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 还是 $5 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 采用单束光进行激发获得的漂移速率的最优值都要小于采用两束激光进行激发的情形。采用单束光在正方向获得的漂移速率最大值为 $0.45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。对于两束激光功率密度均为 $0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的情形, 虽然激光的功率密度仅为单束光功率密度的 1%, 但在正方向获得的漂移速率的最大值为 $1.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 为单束光情形的 3.1 倍。进一步计算了这两种情形下漂移速率最大值对应的三个能级原子数密度的占比, 如表 1 所示。可以看出, 采用两束

功率密度均为 $0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的激光使得能级 1 上的原子数密度占比从 93.0% 下降到 27.3%, 极大地削弱了基态超精细能级光泵浦效应。从这一结果可以看出, 采用第二束激光将积聚在另一基态超精细能级上的原子重新激发回上能级, 对漂移速率的大幅提升具有十分积极的作用, 而且只需要采用很低功率密度的激光就能获得比单束高功率密度激光更好的光致漂移效果。Werij^[10] 等和 Sato 等^[16] 等曾经利用两束激光开展钠和铷的光致漂移实验, 获得了比单束激发光更好的光致漂移效果, 其实验结果与本文结论较为吻合。

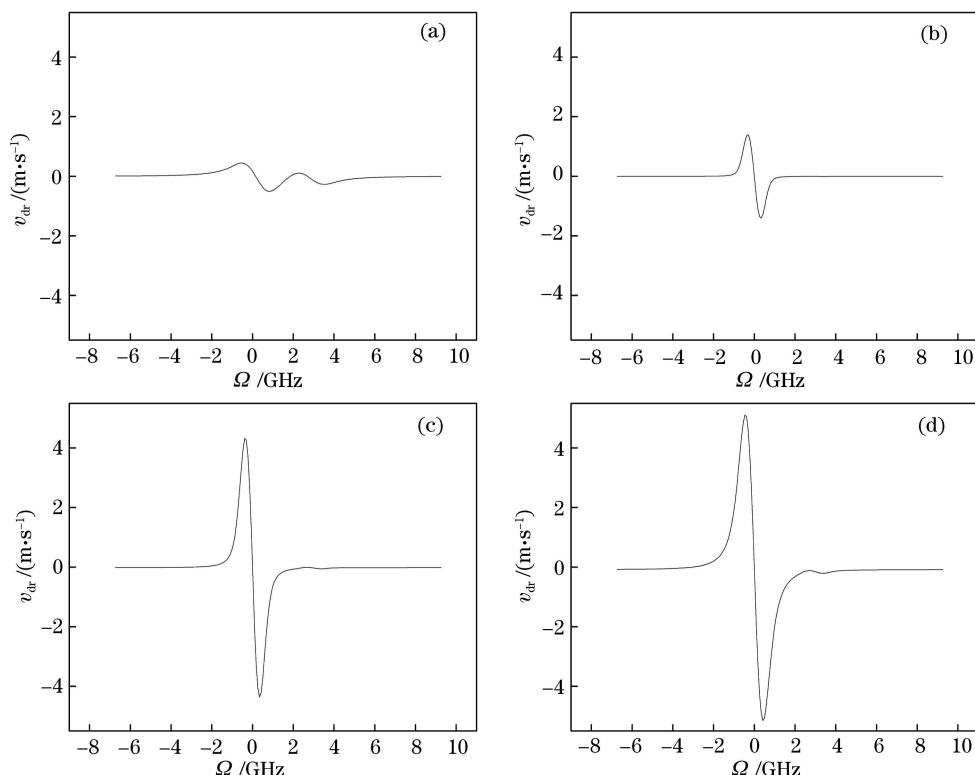


图 9 当 $\Delta f = 50$ MHz 时采用不同激光激发的漂移速率随激光频率失谐量的变化。(a) 单束激光, $I_0 = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) 两束激光, $I_0 = 0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (c) 两束激光, $I_0 = 1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (d) 两束激光, $I_0 = 5 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$

Fig. 9 Light-induced drift velocity versus laser frequency detuning under different types of lasers when $\Delta f = 50$ MHz.

(a) Single laser, $I_0 = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) two lasers, $I_0 = 0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (c) two lasers, $I_0 = 1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (d) two lasers, $I_0 = 5 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$

表 1 漂移速率极大值下的 $n_i / \sum_{i=1,2,3} n_i$

Table 1 $n_i / \sum_{i=1,2,3} n_i$ at maximum drift velocity

Laser condition	$n_1 / \sum_{i=1,2,3} n_i$	$n_2 / \sum_{i=1,2,3} n_i$	$n_3 / \sum_{i=1,2,3} n_i$
Single laser with power density of $10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} / \%$	93.0	3.6	3.4
Two lasers with each laser power density of $0.1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} / \%$	27.3	66.3	6.4

4 结 论

研究了基态超精细能级分裂对原子能级分布以及漂移速率的影响,揭示了基态超精细能级光泵浦效应对光致漂移效应的影响机制,并针对如何从这一效应出发优化漂移速率进行了分析讨论。经研究获得以下结论:在基态超精细能级光泵浦效应的影响下,有一部分原子经过受激吸收与自发辐射过程会从其中一个基态超精细能级向另一基态超精细能级转移,转移到这一能级上的原子几乎不参与激光的激发作用,也较难通过碰撞弛豫作用回到原本的基态能级上,因此漂移速

率大幅度减小。基态超精细分裂能级差越大,光致漂移效应越小。利用两束激光对原子进行激发,其中一束激光用来产生光致漂移效应,另一束激光将积聚在另一基态超精细能级上的原子重新激发回上能级,可以大大消除基态超精细能级光泵浦效应的影响,对漂移速率的大幅提升具有十分积极的作用,且采用很低功率密度的激光就能获得很好的光致漂移效果。研究结果基本符合物理原理的定性分析,也与文献中的实验结果较为吻合,为后续开展相关实验研究提供了理论基础,对于光致漂移法同位素分离实验中激发光的参数优化匹配具有一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Gel'mukhanov F K, Shalagin A M. Light-induced diffusion of gases [J]. ZhETF Pis ma Redaktsiiu, 1979, 29(12): 711-713.
- [2] Antsygin V D, Atutov S N, Gel'Mukhanov F K, et al. Light-induced diffusion of sodium vapor[J]. JETP Letters, 1979, 30: 261-265.
- [3] Streater A D, Mooibroek J, Woerdman J P, et al. Light-induced drift in rubidium: spectral dependence and isotope separation[J]. Optics Communications, 1987, 64(2): 137-143.
- [4] Streater A D, Mooibroek J, Woerdman J P, et al. Enhanced efficiency in separation of Rb isotopes by light-induced drift with the use of a diode laser with relaxation sidebands [J]. Applied Physics Letters, 1988, 52(8): 602-604.
- [5] Atutov S N, Kolinko P V, Shalagin A M, et al. Separation of lithium isotopes by light-induced drift [J]. Laser Physics, 1993, 3(4): 855-859.
- [6] Streater A D, Woerdman J P. Strong collision model for light-induced drift of multi-level atoms [J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1989, 22(4): 677-691.
- [7] Dubetskii B I. Theory of light-induced drift [J]. Zhurnal Eksperimental'noi I Teoreticheskoi Fiziki, 1985, 88: 1586-1599.
- [8] Nienhuis G. Theory of light-induced drift and the optical piston[J]. Physical Review A, 1985, 31(3): 1636-1646.
- [9] Kh Gel'mukhanov F, Il'ichov L V, Shalagin A M, et al. Kinetic theory of light-induced drift of particles with degenerate energy levels[J]. Journal of Physics A: Mathematical and General, 1986, 19(11): 2201-2213.
- [10] Werij H G, Haverkort J E, Planken P C, et al. Light-induced drift velocities in Na-noble-gas mixtures [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(25): 2660-2663.
- [11] Haverkort J E, Werij H G, Woerdman J P, et al. Numerical study of light-induced drift of Na in noble gases[J]. Physical Review A, 1988, 38(8): 4054-4063.
- [12] Popov A K, Shalagin A M, Shalagin V M, et al. Drift of gases induced by nonmonochromatic light [J]. Applied Physics, 1981, 25(3): 347-350.
- [13] Chai J J, Chen R S, Xu W Q, et al. Dynamic model on light induced drift of lithium atom using chaotic field approximation[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0102001.
- 柴俊杰, 陈日升, 许文强, 等. 混沌场近似下锂原子光致漂移过程的动力学模型[J]. 光学学报, 2015, 35(1): 0102001.
- [14] Yang J Q, Zhang Z Z, Xiong M, et al. Numerical simulation on effect of key parameters on light-induced drift velocity of lithium atoms[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(2): 0202001.
- 杨佳琦, 张志忠, 熊明, 等. 关键参数对锂原子光致漂移速率影响的数值研究[J]. 光学学报, 2018, 38(2): 0202001.
- [15] Yang J Q, Liu J D, Liu T, et al. Influence of laser linewidth on light-induced drift velocity of atom[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(11): 113201.
- 杨佳琦, 刘加东, 刘涛, 等. 激发光线宽对原子光致漂移速率的影响[J]. 物理学报, 2018, 67(11): 113201.
- [16] Sato S, Saito M. Enhanced isotope separation of rubidium by light-induced drift using backpumping [J]. Materials Transactions, JIM, 1996, 37(12): 1789-1792.
- [17] Werij H G C, Woerdman J P. Light-induced drift of Na atoms[J]. Physics Reports, 1988, 169(3): 145-208.
- [18] Atutov S N, Kolinko P V, Shalagin A M, et al. Light induced drift of atomic lithium vapor without adsorption on the walls of the cell[J]. Optics Communications, 1994, 107(3/4): 218-222.
- [19] Takeyama A, Sato S. Evidence of the light-induced drift effect in lithium vapor [J]. Materials Transactions, JIM, 2000, 41(8): 1108-1110.
- [20] Okamoto M, Nakamura T, Sato S, et al. Observation of light-induced drift effect of rubidium by using two diode lasers for pumping and repumping[J]. Materials Transactions, JIM, 2008, 49(11): 2632-2635.
- [21] Steck D A. Rubidium ^{85}D line data[EB/OL]. (2008-04-30)[2020-10-21]. <http://steck.us/alkalidata>.
- [22] Steck D A. Rubidium ^{87}D line data[EB/OL]. (2001-09-25)[2020-10-21]. <http://steck.us/alkalidata>.
- [23] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, et al. Principle of laser[M]. 7th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2014: 134-137.
- 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 7 版. 北京: 国防工业出版社, 2014: 134-137.