

·激光技术·

相干控制光电流的物理研究及进展

寿倩

(华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广东 广州 510631)

摘要:从产生相干控制光电流的基础理论,即直接带隙半导体的Kane能带模型及其基于黄金跃迁定则的跃迁矩阵元入手,给出了光生载流子在激发路径不同相对相位差下的动量空间分布图,揭示了相干控制光电流的物理实质,即产生动量空间不对称分布、某一方向分布占优的载流子而产生电流,通过激发光场的相位对电流的大小和方向进行控制。最后介绍了相干控制光电流在理论和实验方面的研究进展。

关键词:相干控制光电流;Kane能带模型;黄金定则微扰理论;动量空间分布

中图分类号:O415;O471

文献标识码:A

文章编号:1673-1255(2011)04-0022-06

Physical Research and Progress of Coherent Control Photocurrent

SHOU Qian

(Key laboratory of Photonic Information Technology of Guangdong Higher Education Institutes,
South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

Abstract: Starting with the basic theory of the coherent control photocurrent, namely the Kane energy band mode and the Golden transition rule, the distribution of the photo-induced carries in the momentum space is demonstrated under several phase differences between the two exciting paths. The physical substance of the coherent control photocurrent is revealed, it is the result of the asymmetric distribution of the photo-carrier in momentum space and its magnitude and direction are controlled by the phase difference of the exiting light fields. The experimental and theoretical progress on the coherent control photocurrent is reviewed.

Key words: coherent control photocurrent; Kane band model; golden perturbation theory; distribution in momentum space

光生电流的研究和应用已经有很多年的历史,在20世纪60年代的时候,人们就已经鉴定出产生光电压(photo-voltage)和光电流效应(photo-current)的电光晶体,产生光电流的传统方法是用光激发具有反演对称性的材料,产生的载流子在外加电场的驱动下加速定向运动形成电流。这些年来,光信息科学的发展趋势要求传输速率达到Tbit/s,有关器件至少要在皮秒甚至飞秒时间内运行,这一要求受到传统光生载流子寿命的限制。随着超短脉冲技术的发展,人们开始关注飞秒激光在相位相干控制光电流方面的应用。相干控制就是利用脉冲激光

的相位对与之相干的物质体系的演化过程进行人工控制的技术。最早用于光化学反应中的原子、分子体系,后来推广到半导体材料激子态和连续态的布居、辐射及光电流等行为。相干控制光电流利用两条相干光学跃迁路径的量子干涉,产生动量空间不对称分布、某一方向分布占优的载流子而产生电流,通过激发光场的相位对电流的大小和方向进行控制。因为电流的产生是干涉导致的动量空间的不对称分布引起的,其响应时间决定于入射光脉冲的上升时间,所以即使在中心反演对称性的材料中,无需偏压,也可以在飞秒时间内得到高的电流

收稿日期:2011-05-12

基金项目:国家自然科学基金(60908003)

作者简介:寿倩(1978-),女,河南开封人,光学博士,讲师,主要从事非局域空间光孤子方面的研究。

密度。

1 Kane能带模型与跃迁矩阵元

从基础理论来分析相干控制电流的产生原理和物理实质。对于闪锌矿结构半导体来说,Kane的能带模型是基于 $k \cdot p$ 微扰理论并考虑了价带顶能带的自旋轨道耦合后得到的较为准确的带边能带结构。由3个价带和一个导带 c 组成,各能带都是两重自旋简并的^[1],如图1a所示。重空穴带 hh 和轻空穴带 lh 在 Γ 点($k=0$)是简并的, E_g 是价带顶到导带底的禁带宽度, Δ 是自旋轨道分裂带 so 与轻、重空穴带在 Γ 点的能量差。选取的双频入射光场的光子能量满足 $E_g/2 < \hbar\omega < E_g < 2\hbar\omega < (E_g + \Delta)$,光场不会激发自旋轨道分裂带 so 到导带 c 的光跃迁。

重空穴带和轻空穴带的能量面是弯曲的,不同波矢 k 方向上的能量是不同的。在Kane能带理论的球形近似下,即认为重空穴带和轻空穴带是各向同性的,价带电子的布洛赫函数只与波矢 k 的方向有关,不同 k 方向的波函数由旋转变换矩阵 $T(\theta, \phi)$ 相联系,其中 θ 和 ϕ 是 k 空间的欧拉角,如图1b所示。坐标轴 x, y, z 分别指向晶轴 $[100], [010], [001]$ 方向。

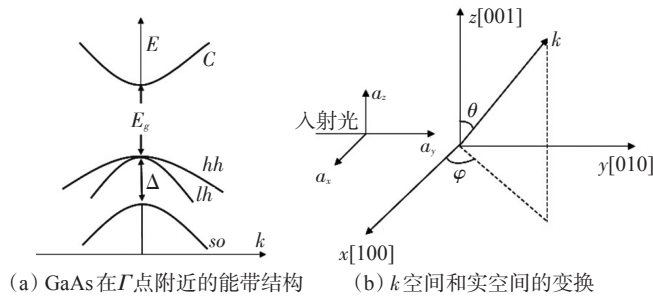


图1 GaAs的能带结构及 k 空间和实空间的变换

根据角动量耦合理论,重空穴和轻空穴带的不同自旋态在波矢 k_z 方向的布洛赫波函数的振幅可以用总角动量的 z 分量 J_z 的本征函数表示^[1]

$$u_{ha} = (x + iy) \uparrow / \sqrt{2} \quad (1)$$

$$u_{ha} = (x - iy) \downarrow / \sqrt{2} \quad (2)$$

$$u_{la} = -(x + iy) \uparrow / \sqrt{6} - \sqrt{2/3} z \downarrow \quad (3)$$

$$u_{la} = (x + iy) \downarrow / \sqrt{6} + \sqrt{2/3} z \uparrow \quad (4)$$

重空穴带对应的角动量本征值量子数是 $J = 3/2, J_z = \pm 3/2$,轻空穴带对应于 $J = 3/2, J_z = \pm 1/2$,

式中, x, y, z 为 p 型布洛赫振幅的坐标部分,分别对于 x, y, z 轴具有对称操作不变性。非 k_z 方向的波函数各分量 x', y', z' 与 k_z 方向上的波函数各分量 x, y, z 存在以下的变换关系^[1]

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (5)$$

利用半导体材料带边附近各能带的波函数表达式(1)~式(4)可以得到跃迁矩阵元

$$P_{cv} = \langle u_c(k, r) | p | u_v(k, r) \rangle \quad (6)$$

表1为重空穴和轻空穴跃迁所对应的 P_{cv} ^[2], λ 和 μ 均为 k 空间上的2个基矢。

表1 重空穴和轻空穴跃迁所对应的跃迁矩阵元 P_{cv}

价带 v	导带 c	
	+1/2	-1/2
$hh:+3/2$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda + i\mu)$	0
$hh:-3/2$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda - i\mu)$
$lh:+1/2$	$\sqrt{\frac{2}{3}}k$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(\lambda + i\mu)$
$lh:-1/2$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(\lambda - i\mu)$	$\sqrt{\frac{2}{3}}k$

2 相干控制光电流的微扰理论

在对相干控制电流的理论研究中,一般采用跃迁振幅的黄金定则这种普通的量子力学处理方法。这种方法仅能提供光激发初始瞬间载流子动量空间的分布信息,却不涉及电流的时间演化过程。

考虑单光子、双光子吸收干涉导致的相干控制电流效应,基频 ω 和倍频 2ω 光场的时间部分分别为

$$E^\omega(t) = E(\omega) \exp(-i\omega t) + c.c.$$

$$E^{2\omega}(t) = E(2\omega) \exp(-i2\omega t) + c.c. \quad (7)$$

其中, $E(\omega) = |E(\omega)| \exp(i\phi_\omega)$; $E(2\omega) = |E(2\omega)| \exp(i\phi_{2\omega})$ 为光场的复振幅函数,其频率满足 $\hbar\omega < E_g < 2\hbar\omega$; E_g 为半导体的禁带宽度。单光子、双光子吸收的能量将半导体材料从价带的基态 $|0\rangle$ 激发到导带的 $|cvk\rangle$,产生具有波矢 k 的电子空穴对。体系波函数表示为

$$|\psi(t)\rangle = c_0(t)|0\rangle + \sum_{c,v,k} c_{cvk}(t)|cv, k\rangle \quad (8)$$

对本征半导体来说,电子和空穴的注入速率是相等的,由满足偶极跃迁的费米黄金定则得到电子

和空穴的注入速率为

$$\begin{aligned} \dot{n}_h = \dot{n}_e = v^I = \frac{1}{V} \sum_{c,v,k} \frac{d}{dt} \left[|c_{cvk}(t)|^2 \right] = \\ \frac{2\pi}{V} \sum_{cv,k} \left| \frac{ie [P_{cv,k} \cdot E(2\omega)]}{m\hbar\omega_{cv,k}} + \left(\frac{2ie}{m\hbar\omega_{cv,k}} \right)^2 \times \right. \\ \left. \sum_n \frac{[P_{cn,k} \cdot E(\omega)][P_{nv,k} \cdot E(\omega)]}{\bar{\omega}_{cv,k} - \omega_n} \right|^2 \times \delta(\omega_{cv,k} - 2\omega) \end{aligned} \quad (9)$$

式中, V 为样品归一化体积。一般情况下光生载流子包括三项的贡献: $\dot{n} = \dot{n}_{2\omega} + \dot{n}_\omega + \dot{n}_I$, 分别对应单光子吸收、双光子吸收和它们的干涉效应。在非中心对称性不是很强的材料中, 可以忽略最后一项的贡献, 认为干涉作用不产生净的载流子。用注入张量来唯像的表示分别与单光子和双光子吸收对应的载流子密度注入速率为

$$\dot{n}_{2\omega} = \xi_1^{ij} (2\omega) E^i(-2\omega) E^j(2\omega) \quad (10)$$

$$\dot{n}_\omega = \xi_2^{ijkl} (\omega) E^i(-\omega) E^j(-\omega) E^k(\omega) E^l(\omega) \quad (11)$$

式中, i, j, k, l 代表不同的偏振分量, 张量 $\xi_1^{ij} (2\omega)$ 和 $\xi_2^{ijkl} (\omega)$ 表示为

$$\xi_1^{ij} (2\omega) = 2\pi \left(\frac{e}{m_0\hbar} \right)^2 \sum_{c,v} \int \frac{d^3k}{4\pi^3} \frac{p_{vc}^i(k) p_{cv}^j(k)}{\omega_{cv}^2(k)} \delta(\omega_{cv}(k) - 2\omega) \quad (12)$$

$$\xi_2^{ijkl} (\omega) = 32\pi \left(\frac{e}{m_0\hbar} \right)^2 \sum_{c,v,n,m} \int \frac{d^3k}{4\pi^3} \frac{\{p_{vm}^i(k) p_{mc}^j(k)\} \{p_{cn}^k(k) p_{nv}^l(k)\}}{[\bar{\omega}_{cv}(k) - \omega_m(k)][\bar{\omega}_{cv}(k) - \omega_n(k)] \omega_{cv}^4(k)} \delta(\omega_{cv}(k) - 2\omega) \quad (13)$$

其中, m_0 为自由电子质量; p 为动量算符; $\bar{\omega}_{cv}(k) = (\omega_c(k) + \omega_v(k))/2$; $\hbar\omega_c(k) (>0)$ 和 $\hbar\omega_v(k) (<0)$ 为特定动量 k 处的导带和价带能量; $\omega_{cv}(k) = \omega_c(k) - \omega_v(k)$; $\{\}$ 是笛卡尔分量的对称形式, 表示对导带和价带态 (n, m) 求和。

由式(9)知道 $|c_{cv,k}|^2$ 是以下各项的贡献之和: $\hat{A}: E(2\omega)E(-2\omega)$, $\hat{B}: E(\omega)E(\omega)E(-\omega)E(-\omega)$, $\hat{C}: v_{cc}(k): E(-2\omega)E(\omega)E(\omega)$, 其中张量 \hat{A} 、 \hat{B} 和 \hat{C} 为 k 的偶函数。由于最后一项中导带内的速度算符 v_{cc} 为 k 的奇函数, 所以 $|c_{cv,k}|^2 \neq |c_{cv,-k}|^2$, 即光生载流子在 k 空间的分布是不对称的, 导致了宏观电流的产生。图2是带间跃迁吸收过程导致电子在动量空间中的极

性分布, 图2a对应 \hat{A} 和 \hat{B} 项的和, 虚线表示不发生干涉, 导带内的电子在动量空间成对称分布。图2b则对应 \hat{A} 、 \hat{B} 与 $\hat{C}: v_{cc}(k)$ 三项的和, 干涉重新分布载流子动量布局从而使其呈现极性。起止态相同的2条跃迁路径, 由于其各自不同的宇称选择性而互相干涉, 干涉项虽然对载流子的产生没有贡献, 却可以对其在动量空间进行重新分布, 导致具有一定晶体动量 k 的载流子的产率增加, 而具有晶体动量 $-k$ 的载流子的产率减少。载流子在动量空间呈现极性分布, 这是实空间电流产生的根本原因。

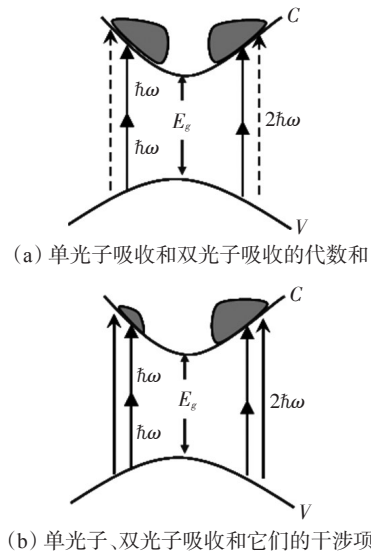


图2 单光子、双光子吸收路径的干涉原理图

电流注入速率 j 的计算只需将式(9)中的电子密度算符替换为电流密度算符即可, 总电流注入速率为电子和空穴电流的和。将与物质性质有关的项与光场的项分开, 得到一个唯像的表达式

$$j_{e(h)}^I = \eta_{e(h)}^{\wedge} (2\omega): E(-\omega)E(-\omega)E(2\omega) + c.c. \quad (14)$$

式中的电流注入张量 $\eta_{e(h)}^{\wedge}$ 表示为

$$\eta_{e(h)}^{\wedge} (2\omega) = -8\pi i \left(\frac{e}{m_0\hbar} \right)^4 \sum_{c,v,n,k} \frac{P_{cc(vv)}^i(k) \{P_{vn}^j(k) P_{nc}^k(k)\} P_{cv}^l(k)}{(\omega_n(k) - \bar{\omega}_{cv}(k)) \omega_{cv}^3(k)} \delta(\omega_{cv}(k) - 2\omega) \quad (15)$$

由于 $E(-\omega) = E^*(\omega)$ 和 $E(2\omega)$ 都为复数振幅, 所以 $j_{e(h)}^I$ 将受控于两束光的相位差。由于空穴的有效质量远大于电子的有效质量, 则空穴的速度比电子的速度小得多, 因此空穴对电流的贡献很小。因此可以忽略空穴电流, 并忽略角标 e, h 。

一般情况下电流的弛豫时间比光脉冲的周期要长,因此电流的衰减效应可单独处理,虽然费米黄金定则得到的式(14)并没有考虑带内和带间弛豫过程,作为修正,唯像的给出电流密度的时间演化方程

$$\dot{j} = j' - J/\tau \quad (16)$$

这里 τ 是电流弛豫时间,对于两光束的偏振方向均沿 x 晶轴的情况来说,电流的变化率可具体表示为

$$\dot{j}_x = 2(\eta)_{xxxx} |E_x^\omega E_x^\omega E_x^{-2\omega} \sin(2\varphi_\omega - \varphi_{2\omega}) - (J)_x/\tau \quad (17)$$

这里 φ_ω 和 $\varphi_{2\omega}$ 是两光场的位相,后面的描述中用 $\Delta\phi = 2\phi_\omega - \varphi_{2\omega}$ 。式(14)直接反映了相干控制电流的2个特性:位相参数可以用来控制电流的正负方向和大小,入射光场的偏振方向决定了电流的方向。

3 相干控制光电流的物理实质

现在来具体分析和计算光生载流子在动量空间的分布情况。已知光场的偏振态,将动量矩阵元各分量带入式(9),可以推导出光生载流子动量空间的角分布函数^[3]

$$\dot{n}(\theta, \phi) = \frac{1}{2\hbar\omega} [\alpha I_{2\omega} F_1(\theta, \phi) + \beta I_\omega^2 F_2(\theta, \phi) + 2\sqrt{\alpha I_{2\omega} \beta I_\omega^2} F_3(\theta, \phi) \sin(\Delta\varphi)] \quad (18)$$

式中, I_ω 和 $I_{2\omega}$ 为入射光场的光强; α 和 β 分别为单光子和双光子吸收系数; $F_1(\theta, \phi)$ 、 $F_2(\theta, \phi)$ 和 $F_3(\theta, \phi)$ 分别对应倍频光项、基频光项和倍频基频干涉项的作用效果,光场的相位差为 $\Delta\varphi = \varphi_{2\omega} - 2\varphi_\omega$ 。在不同偏振态下,计算角分布函数 $F_1(\theta, \phi)$ 、 $F_2(\theta, \phi)$ 和 $F_3(\theta, \phi)$,便可以绘制光生载流子动量空间分布图,从而可以看出其宏观电流的大小和方向。

光生载流子的角分布函数项的计算如下^[4]

$$\begin{aligned} F_1(\theta, \phi) &\propto \sum_{c,v,\alpha,\beta} |p_{cv} \cdot E_{2\omega}|^2 \\ F_2(\theta, \phi) &\propto \sum_{c,v,\alpha,\beta} |[p_{cn} \cdot E_\omega][p_{nv} \cdot E_\omega]|^2 \\ F_3(\theta, \phi) &\propto [p_{cv} \cdot E_{2\omega}] \left(\sum_{c,v,\alpha,\beta} [p_{cn} \cdot E_\omega][p_{nv} \cdot E_\omega] \right)^* + c.c \end{aligned} \quad (19)$$

入射光场为基频光 ω 与倍频光 2ω 为同向线偏振光,即

$$E(t) = a_z E_\omega(t) + a_z E_{2\omega}(t) \quad (20)$$

把表2、表3和表4中同向线偏振光激发的重空穴和轻空穴之间跃迁所对应的角分布函数的各项代入式(19),得到 $F_1(\theta, \phi)$ 、 $F_2(\theta, \phi)$ 和 $F_3(\theta, \phi)$ 分别为

$$V = hh, F_1 \propto \sin^2\theta, F_2 \propto r^2 \sin^2\theta \cos^2\theta, F_3 \propto 2r \sin \Delta\phi \sin^2\theta \cos \theta \quad (21)$$

$$V = lh, F_1 \propto \cos^2\theta + 1/3, F_2 \propto r^2(4/3 \cos^4\theta + 1/3 \sin^2\theta \cos^2\theta), F_3 \propto 2r \sin \Delta\phi(4/3 \cos^3\theta + 1/3 \sin^2\theta \cos \theta) \quad (22)$$

其中, $\Delta\varphi = \varphi_2 - 2\varphi_1$ 为干涉项的相位差, $r \propto |E_\omega|^2/|E_{2\omega}|$ 决定2条干涉路径的相对强度。

表2 同向线偏振的基频与倍频光激发下的角分布函数中 $|P_{cv} \cdot E_{2\omega}|^2$ 项的值

v	C	
	+1/2	-1/2
$hh:+3/2$	$\frac{1}{2}\sin^2\theta$	0
$hh:-3/2$	0	$\frac{1}{2}\sin^2\theta$
$lh:+1/2$	$\frac{2}{3}\cos^2\theta$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta$
$lh:-1/2$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta$	$\frac{2}{3}\cos^2\theta$

表3 同向线偏振的基频与倍频光激发下的角分布函数中 $[P_{cn} \cdot E_\omega][P_{nv} \cdot E_\omega]$ 项的值

v	C	
	+1/2	-1/2
$hh:+3/2$	$\frac{1}{2}\sin^2\theta \cos^2\theta$	0
$hh:-3/2$	0	$\frac{1}{2}\sin^2\theta \cos^2\theta$
$lh:+1/2$	$\frac{2}{3}\cos^4\theta$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta \cos^2\theta$
$lh:-1/2$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta \cos^2\theta$	$\frac{2}{3}\cos^4\theta$

表4 同向线偏振的基频与倍频光激发下的角分布函数中 $[P_{cn} \cdot E_{2\omega}](\sum [P_{cn} \cdot E_\omega][P_{nv} \cdot E_\omega])^*$ 项的值

v	C	
	+1/2	-1/2
$hh:+3/2$	$\frac{1}{2}\sin^2\theta \cos \theta$	0
$hh:-3/2$	0	$\frac{1}{2}\sin^2\theta \cos \theta$
$lh:+1/2$	$\frac{2}{3}\cos^3\theta$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta \cos \theta$
$lh:-1/2$	$\frac{1}{6}\sin^2\theta \cos \theta$	$\frac{2}{3}\cos^3\theta$

基于式(21)和式(22),图3给出了同向线偏振光激发下不同激发路径的相对相位差和激发强度比下的载流子动量空间的分布。 $hh-c$ 和 $lh-c$ 分别表示重空穴和轻空穴到导带的跃迁。 $\Delta\phi$ 表示两跃迁路径的相位差, r 表示跃迁路径强度比。 $\Delta\phi=0$ 时,干涉项为零,这时对应单光子吸收和双光子吸收2条跃迁路径的代数叠加。事实上当电子由单个脉冲激发时,不论是 ω 或者 2ω 脉冲,尽管态填充是各向异性的而并球状对称,光生载流子在动量空间的角分布却是完全中心对称的。当 $\Delta\phi$ 取 $+\pi/2$ 和 $-\pi/2$ 的时候,分别对应 $+k_z$ 占优和 $-k_z$ 占优的极性分布,形成 $+k_z$ 和 $-k_z$ 方向上的电流,而且电流仅存在于光的偏振方向上。这就是用入射光的相对相位差来改变电流方向的道理。 $r=1$ 时单光子吸收和双光子吸收的强度相等,对应载流子最显著的不对称分布和最大的宏观电流;当 $r < 1$ 时,单光子吸收强度大于双

光子吸收强度;当 $r > 1$ 时,单光子吸收强度弱于双光子吸收强度。在后2种情况下,2条跃迁路径不能平衡,光生载流子动量空间的分布不能达到最大的极性。这时虽然单个 k 态的动量有着与跃迁平衡时相同的量值大小,但由于动量的矢量特征,非最大极性分布的宏观动量显然小于最大极性分布的情况,宏观电流值也相应减少。还有一点很重要,轻空穴的跃迁效率比重空穴的高,光生载流子分布的极性更强。所以可以通过调节入射波长等办法来选择性的激发轻空穴到导带的跃迁。

4 相干控制光电流的研究进展

在半导体方面,频率相干控制最早由E. Dupont等人在 n 型量子阱中实现^[5]。在此之前,几乎所有的相干控制全部集中在原子系统当中。 n 型量子阱因有着高度对称性的基态,所以很适于作为相干控制多路径跃迁的初始态。

之后Driel和Sipe小组开始了体材料中相干控制光电流的理论研究^[6]。在黄金定则微扰论的理论框架内,他们提出了单光子吸收、双光子吸收和电流(即单、双光子吸收干涉项)注入张量的概念,将载流子布局和光生电流的产生用决定于材料能级结构和对称性的材料响应参数(即相应的张量)对外加电场的响应来描述。对于GaAs体材料,R. Atanasov等人的主要结论为: η_{xxxx} 和 $\eta_{xyxy} = \eta_{xyyx}$ 是最大的电流注入张量,而 η_{xyxx} 却小得多。这些结论不仅可以提供材料生长、光入射样品时相对偏振方向的选择等方面的重要参考,而且可以据此估计出相干电流的大小。次年,本小组的A.Hache等人就在GaAs和LT-GaAs上实现了无偏压的相干控制光电流^[7]。体材料相对于量子阱材料有2个优点:(1)连续态消除了选择定则的限制,使所有被光耦合的基态和激发态都可以贡献电流;(2)体材料相对于量子阱消除了空间上的量子约束,电流又多了方向上的自由度,即电流方向由入射光的偏振方向决定,而不像量子阱那样只能在生长方向上产生电流。

M. Sheik-Bahae对相干控制光电流做了重要的理论贡献^[8]。虽然他的缀势论只是将光场纳入系统波函数,本质上也属于黄金定则微扰论,但他却进一步计算了相干控制光电流在激发初始时刻载流子在动量空间的分布。这正是相干控制电流的实

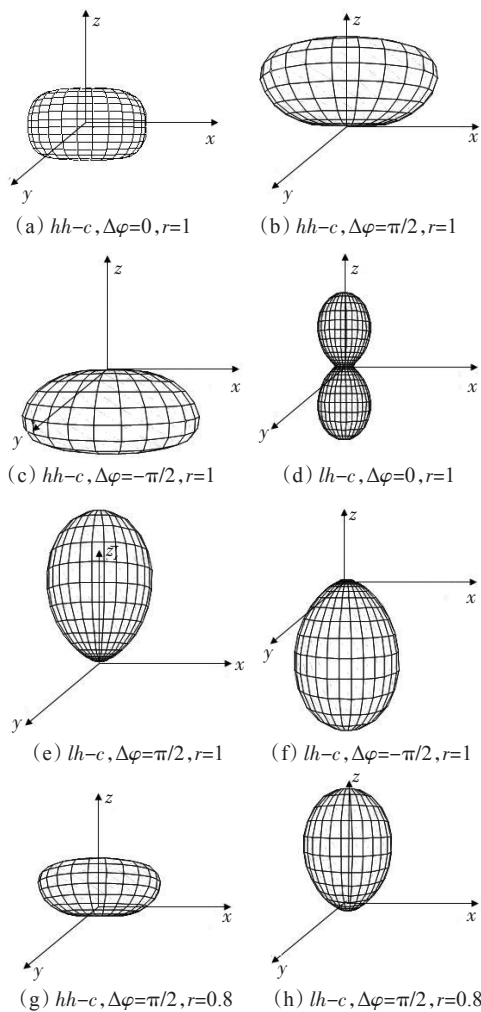


图3 光生载流子动量空间的分布图

质。在第三节的内容中将详细讨论这个问题。第二年, Driel小组的M.Henry等人用传统的微扰论得到了同样的物理图像^[9]。为了提供材料方面的参考,他们推演出电流注入张量反比于材料带隙平方的依赖关系。这样,窄带隙的InSb和InAs就成为相干控制电流的首选材料。

事实上,上面提到的通过双光束激发单、双光子吸收的干涉来产生光电流的方案只是三光束激发的一个简并情况。Driel小组的J.M.Fraser等人首次在LT-GaAs上完成了三光束相干控制光电流的理论和实验工作^[10]。他们的计算表明,电流注入张量的 η_{xxx} 分量在简并的时候取得最小值。这就说明非简并的三光束激发较简并的双光束激发具有更大的电流注入效率。因为“失简并”参量的存在起到了一种类似共振增强的效应。

三光束相干控制虽然较双光束有着更多的控制自由度,但他们本质上都属于三阶非线性效应。那么,相干控制光电流能否由更低阶的效应产生呢?同年,Driel小组的N.Laman等人用双光束激发维兹矿的CdSe而实现了这种猜想^[4]。虽然单光束激发有着更低阶的非线性,但它与双光束、三光束相干控制有着同样的物理原理,即同样来自2个吸收路径的干涉。单光束中2个相互垂直的偏振分量对应吸收路径的干涉,其相位差通过改变单光束的偏振态来改变。在物质结构上,因为单光束相干控制是偶数阶效应,所以必须在非中心对称的材料中才能产生。而且,对于与之对应的三阶电流注入张量也有着更多的限制:末2个下标必须反对称。在32种晶系中只有18种晶系的电流注入张量才满足这个要求。

最近,相干控制光电流的理论和实验研究又进一步发展至Si、Ge等非直接带隙这一类广泛应用的电子学材料^[11,12]。甚至是在SiC基底上生长外延单层石墨的体系中,人们也用双光束相干控制的方法得到了光电流,并且通过光电流辐射出的太赫兹波对其进行探测^[13]。外延单层石墨的体系有望替代硅成为下一代集成电路材料。

参考文献

- [1] Kane E O. Band structure of indium antimonide[J]. *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, 1:249–261.
- [2] Zakharchenya B P, Mirlin D N, Perel V I, et al. Spectrum and polarization of hot-electron photoluminescence in semiconductors[J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1982, 25 (3) : 143–166.
- [3] Sheil-Bahae M, Van Stryland E W. Dispersion of bound electronic nonlinear refraction in solids[J]. *IEEE J Quantum. Elect.*, 1991, 27(6): 1296–1309.
- [4] Laman N, Hache A, Sipe J E, et al. Quantum interference control of currents in Cd Se with a single optical beam[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 75(17): 2581–2583.
- [5] Dupont E, Corkum P B, Liu H C, et al. Phase-controlled currents in semiconductors[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74 (18): 3596–3599.
- [6] Atanasov R, Hache A, Hughes J L P, et al. Coherent control of photocurrent generation in bulk semiconductors [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76(10): 1703–1706.
- [7] Hache A, Kostoulas Y, Atanasov R, et al. Observation of coherently controlled photocurrent in unbiased bulk GaAs[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 78(2): 306–309.
- [8] Sheik-Bahae M. Quantum interference control of current in semiconductors: universal scaling and polarization effects[J]. *Phys. Rev. B*, 1999, 60(16): R11257–R11260.
- [9] van Driel H M. Coherent control of currents in semiconductors: a materials perspective[J]. *Chem. Phys.*, 2000, 251: 309–318.
- [10] Fraser J M, Hache A, Shkrebtii A I, et al. Three color coherent generation and control of current in low-temperature-grown GaAs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 74 (14): 2014–2016.
- [11] Costa L, Betz M, Spasenovic M, et al. All-optical injection of ballistic electrical currents in unbiased silicon[J]. *Nat. Phys.*, 2007, 3: 632–635.
- [12] Spasenovic M, Betz M, Costa L, et al. All-optical coherent control of electrical currents in centrosymmetric semiconductors[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, 77(8): 085201–9.
- [13] Sun D, Divin C, Rioux J, et al. Coherent control of ballistic photocurrents in multilayer epitaxial graphene using quantum interference[J]. *Nano. Lett.*, 2010, 10(4): 1293–1296.