

新构思硅红外探测器

王 迅 叶 令 胡 际 璜

(复旦大学表面物理国家重点实验室 上海 200433)

摘要 在 Si 衬底上用 MBE 方法进行 n 型与 p 型 δ 掺杂, 将 Si 的能带调制成锯齿型结构, 产生 Si 的带间跃迁. 控制掺杂浓度与周期, 来控制电子(空穴)跃迁的有效能隙, 可望制成 8—12 μm 波长的 Si 超晶格带间跃迁型红外探测器.

PACC: 6170W, 0762

1 引言

在 8—12 μm 波段的远红外探测器材料中, 碲镉汞(MCT)是最成熟的一种, 它可以达到很高的探测率. 但 MCT 材料均匀性比较差, 不易制成大面积的红外焦平面列阵, 也不容易与用硅制造的读出电路集成在一起. 近年来, 人们致力于发展各种新型的远红外探测器来与 MCT 探测器竞争. 其中以 AlGaAs/GaAs 多量子阱远红外探测器(QWIP)为典型代表. 用它来制造焦平面列阵, 其均匀性优于 MCT. 但这种 QWIP 不能在垂直光照下激发, 因而必须采用复杂的光栅结构来耦合被探测的入射光, 并且 AlGaAs/GaAs QWIP 也不能同硅读出电路实现单片集成. 另一个典型代表是金属硅化物同硅的肖脱基二极管(SBD), 如 PtSi/Si SBD 探测器已经做到 1024 \times 1024 元的面阵并带 CCD 读出电路. 这样规模的单片集成是其它材料所无法做的. 但 PtSi/Si 探测器的工作波长在 3—5 μm 范围. 有一些方法可以将 SBD 探测器响应波长扩展到 8—12 μm , 如采用 IrSi/Si^[1], SiGe/Si^[2,3] 和界面掺硼的 PtSi/Si 等. 其基本思想是将界面势垒的高度降低到 0.1eV 左右, 以对应于 12 μm 左右的响应波长. 但势垒的高度降低以后, 暗电流相应增大, 使得器件只能工作在低于 77K 的温度(例如 40—50K), 这在使用上极不方便.

无论是 QWIP 还是 SBD 型探测器, 它们的探测率比起 MCT 探测器都要低得多. 从物理原理上来分析, QWIP 利用的是子带间跃迁, 与跃迁相应的态密度要比 MCT 利用能带间跃迁的态密度低得多, 因此吸收强度无法与后者比拟. 对 SBD 探测器, 载流子跃迁的初态在费密能级附近, 该处的态密度更小, 加上光激发载流子输运时的损失, 使得它的外部量子效率只有 0.1—1%, 更加无法与 MCT 相比. 上述的固有物理因素是无法克服的, 这决定了 QWIP 和 SBD 型探测器探测率不可能超过 MCT 探测器.

王 迅 男, 1934 年生, 教授, 复旦大学应用表面物理国家重点实验室主任, 专业为半导体物理与表面物理
1994 年 7 月 25 日收到初稿, 1994 年 12 月 23 日收到修改稿

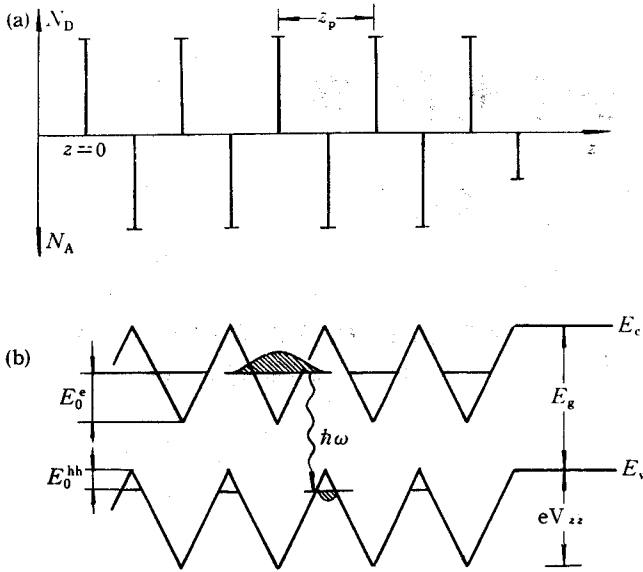


图1 δ 掺杂浓度分布与锯齿型能带结构

在本工作中,我们试图利用能带工程,将禁带宽度比较大的硅电子和空穴的基态能量之差调节到与远红外波段的光子能量相对应.所采用的方法是在硅中交替地进行n型和p型的原子层掺杂(δ 掺杂),使其能带呈锯齿形调制.选择适当的掺杂浓度和周期,以控制调制的深度,可以使有效带隙调节到0.1eV附近,从而成为Si带间跃迁型的远红外探测器.

2 原理

在硅衬底上制备锯齿型(Sawtooth) δ -掺杂的超晶格(图1)^[4];是否能裁剪出具有所需物理性质的器件呢?先来看制备一个远红外探测器,它应具有哪些主要的物理性质.第一,要求这种超晶格的带隙达到0.1eV左右的尺度,才能对应8—12 μ m的响应波长.这样窄的带隙,就要求 δ -掺杂的浓度足够高,使能带调制幅度足够大,以实现一个足够深的势阱(图2).第二,势阱中的载流子应有足够大的穿透几率,容易穿过势垒,使热阱之间载流子的耦合起到实质性的作用,可以看作是形成了能带,而不是局域在一个孤立的阱中,具有像通常NIPI那样很长寿命的载流子.这就要求势垒不能太高,与第一点是相互制约的.第三,为了使 δ -掺杂面可以近似地被看作是一个均匀的荷电面,超晶格的半周期必须大于 δ -掺杂面上杂质原子的平均间距,否则这些分立的电荷源会使附近的平行层平面中势阱的深度和宽度的统计涨落太大.下面我们将按上述要求设计器件的结构参数.

首先,为了简化模型和计算方便起见,假定n型和p型 δ -掺杂的二维浓度相等,即 $N_D^{2D} = N_A^{2D} = N^{2D}$.设超晶格的周期为 z_p ,则带边的调制幅度可以用下式来表示^[5]:

$$eV_{zz} = (\pi e^2 / \epsilon) N^{2D} z_p \quad (1)$$

式中 e 为基本电荷, ϵ 为介电常数(公式中单

在硅衬底上制备锯齿型(Saw-

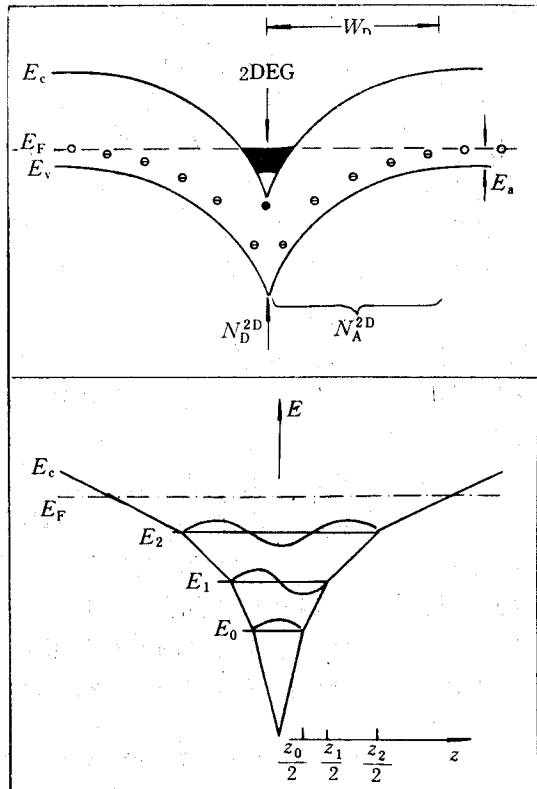


图2 δ 掺杂形成势阱与子能带

位制由 MKSA 制转换为 CGSesu 制时有一个 4π 因子, 即 $\epsilon \rightarrow (1/4\pi)\epsilon$. 以下除特别注明的以外, 均采用 CGSesu 制. 考虑到要设计的 V-型势阱很窄, 阱内能态量子化的效应明显, 其中电子(空穴)的能带分裂成若干个子能带. 各个子带的极小值和二维杂质浓度的关系可以写为^[6]:

$$E_0 = [(1/4 \sqrt[3]{2})(i+1)^{2/3}] [4\pi e^2 h N^{2D} / (\epsilon m^*{}^{1/2})]^{2/3} \quad (2)$$

其中 $i=0, 1, 2, \dots$ 为子带序号; h 为 Planck 常数; m^* 为电子(空穴)的有效质量. 子带分裂后, 最低子带带底离开阱底有一个有限的间隔, 即为 $i=0$ 时的 E_0 值(参见图 1). 於是超晶格的有效能隙可以写为:

$$E_g^{SL} = E_g - eV^{zz} + E_0^e + E_0^{hh} \quad (3)$$

其中 E_0^e 和 E_0^{hh} 分别为最低电子子带和最低重空穴子带的带底能量. 辐射的电子-空穴复合主要涉及这两个能级的电子-空穴. 由(3)式, 可以根据(1)(2)式中 N^{2D} 、 z_p 计算出超晶格的有效能隙, E_g^{SL} .

其次, 希望相邻两个势阱的载流子之间有较强的耦合, 参照 Ploog 等人对 GzAs δ -型掺杂超晶格的考虑^[5]来定义隧穿型(A型)和局域型(B型)两种超晶格结构. 与最低电子(空穴)子带的极小值能量 E_0 (参见(2)式)对应的波函数的空间展宽尺度为 z_0 (图 3), 则

$$z_0 = (1/2)h(2m^*E_0)^{-1/2} \quad (4)$$

用 WKB 方法计算波函数在势垒中的衰减, 可以定量地定义出一个区分 A 型和 B 型的条件. 波函数在势垒中的振幅:

$$\Psi_B = \Psi_0 \exp(-\Phi) \quad (5)$$

其中 Ψ_0 为波函数在界面处(即 $z=(1/2)z_0$)的振幅. Φ 由下式表示,

$$\Phi = (8\pi^2 m^* / h^2)^{1/2} \int_{z_0/2}^z (E_c - E_0)^{1/2} dz \quad (6)$$

E_c 为导带边. 假定在势垒中心处, 相应的孤立波函数的振幅等于或大于界面处波函数振幅的十分之一, 即 $\Psi_B \geq (1/10)\Psi_0$, 此时相邻量子阱间的耦合起主要作用, 定义它为 A 型超晶格, 反之, 为 B 型. 由(5)式知, 这一分界条件下, $\Phi = \ln 10$, 於是:

$$\ln 10 = ((8\pi^2 m^* / h^2)^{1/2} \int_0^{z_T} [1/2(4\pi e^2 / \epsilon) N^{2D}]^{1/2} dz) \quad (7)$$

得到透穿长度 z_T 为

$$z_T = [\ln 10 (3h/4\pi e) (\epsilon/4\pi m^* N^{2D})^{1/2}]^{2/3} \quad (8)$$

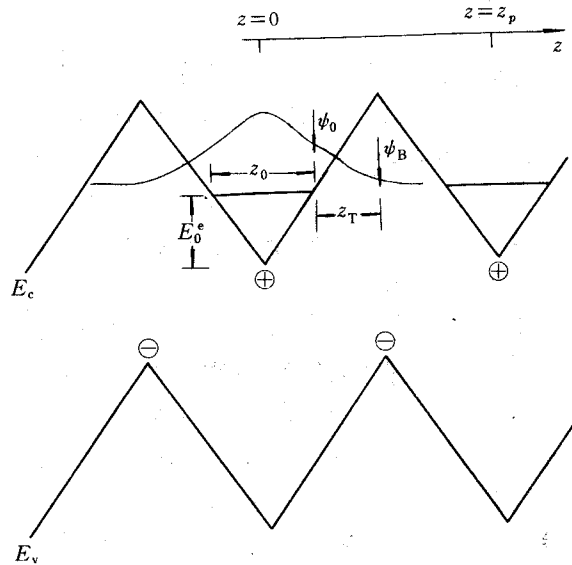


图 3 锯齿型掺杂超晶格势垒中电子波函数幅度衰减示意

这种锯齿型超晶格区分为 A 型或 B 型的临界周期 z_P^* 为

$$z_P^* = z_0 + 2z_T \tag{9}$$

周期 z_P 大于 z_P^* 时,为 B 型;小于 z_P^* 为 A 型.

最后,分析一下要得到近似均匀的 δ -掺杂荷电层要满足什么条件. δ -掺杂层中,杂质中心是一些分立电荷,它们无规地分布着,相邻中心间的平均距离为 $(N^{2D})^{-1/2}$,为了保证势阱的深和阱宽有足够小的统计涨落,就要求超晶格的半周期应大于杂质的平均距离;这时才能近似地将 δ 层看作是一个均匀电荷面,於是有:

$$z_P > 2(N^{2D})^{-1/2} = z_P^0 \tag{10}$$

3 计算

下面根据 300K 时 Si 的已知参数进行计算. 为了减小电子的有效质量,选用 Si(100)面为超晶格的生长面. 导带底的纵向有效质量 $m_{cl}^* = 0.92m_e$,横向的 $m_{ct}^* = 0.19m_e$, m_e 为自由电子质量. 半导体物理学中熟知,导带底的电导有效质量 m_c^* 由下式给出:

$$1/m_c^* = (1/3)[(1/m_{cl}^*) + (2/m_{ct}^*)] \tag{11}$$

计算得 $m_c^* = 0.258m_e$,价带顶的有效质量 $m_v^* = 0.52m_e$. 硅的介电常数 $\epsilon = 11.7$,300K 时的带隙为 $E_g = 1.14\text{eV}$.

由(2)式计算得到 E_g^0 和 E_g^{hh} 与 N^{2D} 的关系,列于表 1 中. 可以看到浓度很高时, E_g^0 和 E_g^{hh} 可以很大,可以超过能隙 E_g 的数值. 由(1—3)式可以计算出在给定的 E_g^{SL} 下, z_P 和 N^{2D} 的关系,现要求 $E_g^{SL} = 0.1\text{eV}$,这时 z_P 和 N^{2D} 的关系也列在表 1 中. 根据这些计算结果,在图 4 中画出了 $z_P^* \sim N^{2D}$ 的关系曲线以及 $z_P^0 \sim N^{2D}$ 的关系曲线,两根曲线之间的阴影区便是满足 A 型 δ -掺杂超晶格的 $z_P \sim N^{2D}$ 范围. 图 4 中也画出了使 $E_g^{SL} = 0.1\text{eV}$ 的 $z_P \sim N^{2D}$ 关系曲线,在高浓度段有相当宽的浓度范围内,这一曲线落在 A 型区中,这时超晶格的周期 z_P 约为 3—4nm. 这是可以实现前述几个物理条件的可行范围.

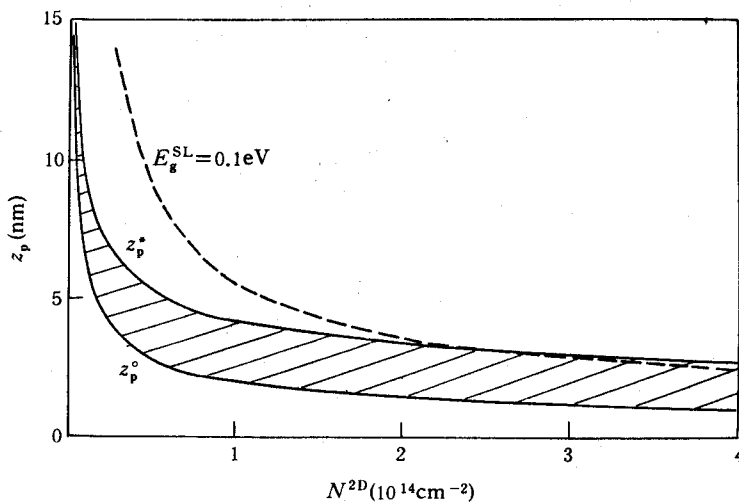


图 4 超晶格周期 z_P 与二维杂质浓度 N^{2D} 的关系

表 1

$N^{2D}(\times 10^{12}\text{cm}^{-2})$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$E_{\beta}^{\beta}(\text{eV})$.125	.198	.270	.327	.379	.428	.474	.518	.561	.602
$E_{\beta}^{\beta h}(\text{eV})$.103	.164	.214	.259	.300	.339	.376	.411	.444	.477
$z_{\beta}^{\beta}(\text{nm})$	32.8	18.1	13.1	10.5	8.91	7.79	6.97	6.37	5.88	5.48

$N^{2D}(\times 10^{12}\text{cm}^{-2})$	120	140	160	180	200	300	400
$E_{\beta}^{\beta}(\text{eV})$.680	.753	.823	.890	.955	1.252	1.561
$E_{\beta}^{\beta h}(\text{eV})$.538	.596	.652	.705	.757	.991	1.200
$z_{\beta}^{\beta}(\text{nm})$	4.87	4.42	4.06	3.79	3.56	2.88	2.43

表 2

$N^{2D}(\times 10^{12}\text{cm}^{-2})$	2	4	6	8	10	20	40	60
$z_{\beta}^{\beta}(\text{nm})$	15.43	12.25	10.70	9.72	9.02	7.16	5.68	4.97
$z_{\beta}^{\beta h}(\text{nm})$	14.14	10.00	8.16	7.07	6.32	4.47	3.16	2.58

$N^{2D}(\times 10^{12}\text{cm}^{-2})$	80	100	150	200	250	300	400
$z_{\beta}^{\beta}(\text{nm})$	4.51	4.19	3.66	3.32	3.09	2.90	2.64
$z_{\beta}^{\beta h}(\text{nm})$	2.24	2.00	1.63	1.14	1.26	1.15	1.00

4 讨论

對於上述的结果,有必要进行一些分析和讨论.

首先,对 z_{β}^{β} 的计算只是对最低子带($i=0$)进行的,随着浓度的升高,被填充的子带数也会增加,而对于更高的填充子带,它们与势垒顶的能量差值会更小,穿透几率当然更大.所以这里给出的只是下限,即估计在 z_{β}^{β} 附近,比 z_{β}^{β} 大的区域内,势阱间的穿透几率还是可以很大的,图 4 中的 z_{β}^{β} 曲线并不是一个严格的分界.究竟填充到第几个子带,电子穿透几率的分布等,还需作进一步的考虑和较繁的计算来实现.

其次,在图 4 中, N^{2D} 的数值被推到了很高的数值,这是否脱离了实际呢,因为 Si(100)面上 Si 原子的面密度约为 $6.8 \times 10^{14}\text{cm}^{-2}$,掺杂替位原子的浓度怎么可以和它相近,甚至超过它呢.实际上,虽然选用的 δ -掺杂模型认为杂质都严格分布在一个层平面内,但实验制备的掺杂层可能有稍许出界或是大于一层的情况,近似地还可以认为是 δ -掺杂(比周期小得多时), N^{2D} 的数值以可变大.这一点将进一步由实验来考证.

对于复合几率的问题,就算是估计,也是很繁复的.虽然 Si 具有间接能隙,不利于提高复合几率.但目前讨论的锯齿型势场下,阱间又有较大的耦合,能带已有形变.同时带隙变得很小(0.1eV),熟知跃迁几率与介电常数的虚部 $\epsilon_2(\omega)$ 有关,而 $\epsilon_2(\omega) \propto 1/\omega^2$,所以 0.1eV 的带隙对应的 ω 很小,因而 $\epsilon_2(\omega)$ 很大,跃迁几率是不会小的.

以上只是用一个十分简单的模型来进行设计的,给出了零级近似的概念,进一步的实验探索与理论计算将给出更好的设计.

5 结论

以上分析表明,在 Si 衬底片上交替地进行 n 型与 p 型的原子层掺杂,使之形成锯齿型能带. 选择适当的掺杂浓度和周期,以调制锯齿型能带的深度,使电子跃迁的有效带隙调节到 0.1eV 附近,与远红外波段的光子能量相对应,从而使得 Si 带间跃迁型的红外探测器的实现成为可能.

参 考 文 献

- [1] B. Y. Tsauro, M. J. McNutt, R. A. Bredthauer and R. B. Mattson, IEEE Electron Device Lett., 1989, **10**:361.
- [2] T. L. Lin and J. Maserjian, Appl. Phys. Lett., 1990, **57**:1422.
- [3] B. Y. Tsauro, C. K. Chen and S. A. Marino, IEEE Electron Device Lett., 1991, **12**:293.
- [4] K. Ploog, M. Hauser and A. Fisher, Appl. Phys., 1988, **A45**:233.
- [5] K. Ploog, A. Fisher and E. F. Schubert, Surf. Sci., 1986, **174**:120.
- [6] E. Schubert, Y. Horikoshi and K. Ploog, Phys. Rev., 1985, **B32**:1085.

New Idea for Fabricating a Silicon Infrared Detector

Wang Xun, Ye Ling and Hu Jihuang

(Surface Science Laboratory, Fudan University, Shanghai 200433)

Received 25 July 1994, revised manuscript received 23 December 1994

Abstract Sawtooth-shaped energy band edges can be achieved by delta doping on Si substrate using MBE method, therefore, interband transition of electrons (holes) occur. Effective energy gap for electronic transition will be controlled if dopant type, dopant concentration and doping period are controlled. It is hopeful to fabricate Si superlattice infrared detector which works in 8—12 μm wavelength region.

PACC: 6170W, 0762