

电离施主的振动电流对半无限的 第Ⅰ类半导体超晶格内表面电子 集体激发模式的修正

秦 国 毅

(南京大学物理系)

1985年3月4日收到

本文计算了电离施主的振动电流对半无限的第Ⅰ类半导体超晶格内电子集体激发表面模式的修正,结果是在整个波矢范围内频率降低,而且在波矢的一些区间内,模式有微小的分裂。

一、物理机制

对无限的半导体超晶格材料内电子集体激发谱的研究,已取得不少进展^[1-3],理论和实验结果的一致性,说明计算所依的模型确能反映物理的实情。最近又进而探讨了有表面的半无限超晶格样品内的电子集体激发谱^[4,5],当然从研制新器件的前景来看,表面激发谱的研究更有实用价值。

但是在以往的对无限或半无限的第Ⅰ类半导体超晶格的理论工作中,都忽略了离化施主的效应,以 $\text{GaAs}/\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 超晶格为例, $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层中的离化施主以填隙原子的方式束缚于晶格上,当晶格振动时它们也随着振动而生成振动电流,这一电流将影响超晶格电子的集体激发模式^[6]。反之集体激发产生的电场又会经由电离施主影响晶格的振动。简言之,横光频声子与等离子激元经由电离施主而相互影响。本文计算了这种效应对半无限的第Ⅰ类半导体超晶格内电子集体激发谱的修正。

以 $\text{GaAs}/\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 为典型代表的第Ⅰ类半导体超晶格的能带结构如图1所示,由于 GaAs 层的带隙完全被 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层的带隙所覆盖,使导带底和价带顶呈现城墙上雉堞形的起伏,用调制掺杂技术给 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层掺以施主杂质,则从这些施主释出的电子将坠入 GaAs 层(A层)的能量低的子带上去,而离化的施主则以填隙方式束缚于 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层(B层)的晶格上。

为减轻计算的工作量,我们只讨论掺杂施主比较集中于B层中央平面的情形。

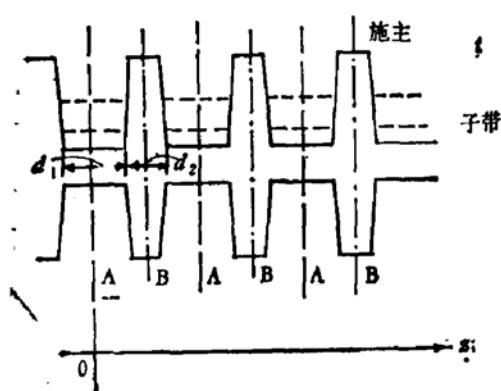


图1 第Ⅰ类半导体超晶格的能带图
A层代表 GaAs 层,其宽度为 d_1 , B层
代表 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层,其宽度为 d_2

我们采用与[5]文一样的模型，即把超晶格视作是一些平行的二维的电子层和(不可迁移的)正离子层，交替地镶嵌在介电常数为 ϵ_s 的背景材料中。(近似认为 A 层与 B 层的介电常数相等且都等于 ϵ_s) 而在表面的另一侧，则是真空或介电常数为 ϵ_0 的介质，我们把宽为 $2a = d_1 + d_2$ 的单元称做一个“原胞”。且由电中性条件知：离化施主的二维面密度 $n^{(r)}$ 和电子的二维面密度 $n^{(e)}$ 必满足关系 $n^{(r)}d_2 = n^{(e)}d_1$ 。

写出第 n 个原胞内 p 极化波的解^[7]：

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(y, z, t) = & e^{iqy-i\omega t} \left(0; E_+^n e^{i\beta(z-2na)} + E_-^n e^{-i\beta(z-2na)}; \right. \\ & \left. -\frac{q}{\beta} E_+^n e^{i\beta(z-2na)} + \frac{q}{\beta} E_-^n e^{-i\beta(z-2na)} \right), \\ 2na < z < (2n+1)a & \text{(原胞左半部)} \end{aligned} \quad (1-1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(y, z, t) = & e^{iqy-i\omega t} \left(0; E_+^n e^{i\beta[z-(2n+1)a]} + E_-^n e^{-i\beta[z-(2n+1)a]}; \right. \\ & \left. -\frac{q}{\beta} E_+^n e^{i\beta[z-(2n+1)a]} + \frac{q}{\beta} E_-^n e^{-i\beta[z-(2n+1)a]} \right), \\ (2n+1)a < z < 2(n+1)a & \text{(原胞右半部)} \end{aligned} \quad (1-2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(y, z, t) = & e^{iqy-i\omega t} \left(\frac{\epsilon_s \omega}{c \beta} (E_+^n e^{i\beta(z-2na)} - E_-^n e^{-i\beta(z-2na)}); 0; 0 \right), \\ 2na < z < (2n+1)a & \text{(原胞左半部)} \end{aligned} \quad (1-3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(y, z, t) = & e^{iqy-i\omega t} \left(\frac{\epsilon_s \omega}{c \beta} (E_+^n e^{i\beta[z-(2n+1)a]} - E_-^n e^{-i\beta[z-(2n+1)a]}); 0; 0 \right), \\ (2n+1)a < z < 2(n+1)a & \text{(原胞右半部)} \end{aligned} \quad (1-4)$$

式中 q 是 y 方向的波矢， $\beta = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_s - q^2\right)^{1/2}$ ； n 是原胞指标， \mathbf{E} 是电场强度矢量， \mathbf{B} 是磁感应强度矢量。 E_\pm^n 是第 n 个原胞内前向波和反回波的振幅(当 β 是纯虚值时，则是增涨波和衰减波的振幅。)。

由于平移不变性，各原胞中的电场强度必须满足布洛赫型的关系式：

$$\begin{aligned} E_\pm^n &= e^{-2\alpha n} E_\pm^0, \quad (\text{左半原胞之间}) \\ E_\pm^n &= e^{-2\alpha n} E_\pm^1 \quad (\text{右半原胞之间}) \end{aligned} \quad (1-5)$$

为使我们的计算可以包容更多的物理内容，不妨从最一般的情形出发，即假定在 B 层面上还存在着可迁移的空穴，其面密度为 $n^{(h)}$ ，于是在各界面上运用标准的边界条件后可得：

$$E_+^0 + E_-^0 - E_+^1 e^{(2a+i\beta)a} - E_-^1 e^{(2a-i\beta)a} = 0, \quad (1-6a)$$

$$E_+^0 e^{i\beta a} + E_-^0 e^{-i\beta a} - E_+^1 - E_-^1 = 0, \quad (1-6b)$$

$$-(1 + \Delta^{(e)}) E_+^0 + (1 - \Delta^{(e)}) E_-^0 + E_+^1 e^{(2a+i\beta)a} - E_-^1 e^{(2a-i\beta)a} = 0, \quad (1-6c)$$

$$\begin{aligned} E_+^0 e^{i\beta a} - E_-^0 e^{-i\beta a} - E_+^1 (1 + \Delta^{(h)}) + E_-^1 (1 - \Delta^{(h)}) \\ + \frac{4\pi\beta c i}{\epsilon_s} n^{(r)} e^{\alpha 2na} \xi_y(q, \omega, z = (2n+1)a) = 0. \end{aligned} \quad (1-6d)$$

式中

$$\Delta^{(e)} = \frac{4\pi i e^2 \beta}{q^2 \epsilon_s} \chi^{(e)}; \quad \Delta^{(h)} = \frac{4\pi i e^2 \beta}{q^2 \epsilon_s} \chi^{(h)},$$

而

$$\chi^{(e)} = \frac{n^{(e)} q^2}{m_e^* \omega^2}; \quad \chi^{(h)} = \frac{n^{(h)} q^2}{m_h^* \omega^2}. \quad (1-7)$$

分别是二维电子(空穴)气的密度响应函数。 $n^{(e)}$, $n^{(h)}$ 和 $m_e^* m_h^*$ 则分别是电子与空穴的面密度及有效质量。

(1-6d)式的最末项正是B层中离化施主振动电流的贡献,因为振动电流 $i_{ly} = e n^{(l)} \xi_y$, $n^{(l)}$ 是离化施主的面密度, e 是电子电荷的绝对值, ξ_y 是晶格位移矢量的 y 分量。

从联立方程组 (1-6a)–(1-6d) 可以导出多种物理情形下无限长超晶格的体色散关系式:

(i) 若 $\xi_y = 0$, 即忽略离化施主的振动电流, 则由联立方程组系数行列式等于零可得:

$$\left(1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(e)} S\right) \left(1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q} \chi^{(h)} S\right) - \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon_s q}\right)^2 \chi^{(e)} \chi^{(h)} (\tilde{S})^2 = 0. \quad (1-8)$$

式中

$$S(\beta a, \alpha a) = \frac{\sinh(2i\beta a)}{\cosh(2i\beta a) - \cosh(2\alpha a)},$$

$$\tilde{S}(\beta a, \alpha a) = \frac{2\cosh(\alpha a) \sinh(i\beta a)}{\cosh(2i\beta a) - \cosh(2\alpha a)}.$$

(1-8)式即第 II 类半导体超晶格的体色散关系式^[7]。

(ii) 若 $\xi_y = 0$, 而且 $n^{(h)} = 0$ (因之 $\chi^{(h)} = \Delta^{(h)} = 0$) 即既忽略离化施主振动电流, 又不存在可迁移空穴的情形, 这时由联立方程组系数行列式等于零可得第 I 类半导体超晶格的体色散关系式^[4]:

$$-1 + \left(\frac{\Delta^{(l)}}{2}\right) \left(\frac{\sinh(2i\beta a)}{\cosh(2i\beta a) - \cosh(2\alpha a)}\right) = 0. \quad (1-9)$$

(iii) 本文要讨论的则是, 没有可迁移空穴 ($\Delta^{(h)} = \chi^{(h)} = 0$), 但考虑离化施主振动电流的效应, 因之令 (1-6d) 式中 $\Delta^{(h)} = 0$, 再联立 (1-6a)–(1-6c) 可望得到这种情形下的体色散关系式。若再加上表面条件^[7]:

$$\frac{E_+^0}{E_-^0} = \frac{1 - F}{1 + F}. \quad (1-10)$$

式中

$$F = \left[-\frac{i\beta \epsilon_0}{i\beta_0 \epsilon_s} + \frac{4\pi e^2 i\beta}{q^2 \epsilon_s} \chi^{(h)} \right]; \quad \beta_0 = \left(q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0\right)^{1/2},$$

就可以导出表面模式的色散关系。眼前必须解决的问题是, 如何把 (1-6d) 式中的晶格位移矢量 ξ_y 与电磁量 E_+^0 和 E_-^0 联系起来, 下面将说明, 只要导出超晶格振动的格林函数, 这一问题就迎刃而解了。

二、超晶格振动的格林函数

沿用文献[8]的方法，假定源点位于 z' 点，则容易写出 $z > z'$ 区域内 A 层及 B 层内齐次振动方程的解 $\xi^>(z)$ ，以及 $z < z'$ 区域内 A 层及 B 层内齐次振动方程的解 $\xi^<(z)$ ：

$$\xi^>(z) = e^{-\gamma z^2 a} (A_+^T e^{\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]} + A_-^T e^{-\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]}),$$

$$2na - \frac{d_1}{2} < z < 2na + \frac{d_1}{2} \quad (2-1a)$$

$$\xi^>(z) = e^{-\gamma z^2 a} (B_+^T e^{\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]} + B_-^T e^{-\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]}),$$

$$2na + \frac{d_1}{2} < z < 2(n+1)a - \frac{d_1}{2} \quad (2-1b)$$

$$\begin{aligned} \xi^<(z) = & e^{-\gamma z^2 a} (A_+^I e^{\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]} + A_-^I e^{-\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]}) \\ & + e^{\gamma z^2 a} (A_+^R e^{\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]} + A_-^R e^{-\alpha_1 [z - (2na - \frac{d_1}{2})]}) \\ & 2na - \frac{d_1}{2} < z < 2na + \frac{d_1}{2}. \end{aligned} \quad (2-1c)$$

$$\begin{aligned} \xi^<(z) = & e^{-\gamma z^2 a} (B_+^I e^{\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]} + B_-^I e^{-\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]}) \\ & + e^{\gamma z^2 a} (B_+^R e^{\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]} + B_-^R e^{-\alpha_2 [z - (2na + \frac{d_1}{2})]}), \\ & 2na + \frac{d_1}{2} < z < 2(n+1)a - \frac{d_1}{2} \end{aligned} \quad (2-1d)$$

(2-1a) 及 (2-1b) 代表从位于 z' 点的 delta 函数源向 $+\infty$ 方向传播的波，而 (2-1c) 及 (2-1d) 则代表从源点出发向表面传播的波和从表面反射回来的波的迭加。式中 $\alpha_1 = [q^2 - (\frac{\omega}{c_{t_1}})^2]^{1/2}$ ； $\alpha_2 = [q^2 - (\frac{\omega}{c_{t_2}})^2]^{1/2}$ ； γ 是复的衰减因子； c_{t_1} 和 c_{t_2} 分别是 GaAs 和 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 材料的声速。

在源点右侧 GaAs 和 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层的各界面上运用位移及应力连续条件（即 $\xi^>$ 和 $\rho c_t^2 \frac{\partial \xi^>(z)}{\partial z}$ 连续）可得：

$$A_+^T = A_-^T C^R; \quad B_+^T = B_-^T E^R; \quad A_+^I = A_-^I C^I. \quad (2-2a)$$

式中

$$C^R = \frac{(1+F)}{(1-F)} \frac{(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{-\gamma z^2 a} e^{\alpha_2 d_2})}{(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\gamma z^2 a} e^{\alpha_2 d_2})}, \quad (2-2b)$$

$$E^R = \frac{(1+F)}{(1-F)} \frac{(e^{-\alpha_2 d_2} - e^{-\gamma z^2 a} e^{\alpha_1 d_1})}{(e^{\alpha_2 d_2} - e^{-\gamma z^2 a} e^{\alpha_1 d_1})}, \quad (2-2c)$$

$$C^I = \frac{(1+F)}{(1-F)} \frac{(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{\gamma z^2 a} e^{\alpha_2 d_2})}{(e^{\alpha_1 d_1} - e^{\gamma z^2 a} e^{\alpha_2 d_2})}. \quad (2-2d)$$

上列诸式中 $F = \frac{\rho_2 c_{t_2}^2 \alpha_2}{\rho_1 c_{t_1}^2 \alpha_1}$, ρ_1 及 ρ_2 分别是 GaAs 和 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 的密度。

再利用在表面上 ($n = 0$, $z = -\frac{d_1}{2}$) 应力为零的条件(左侧为真空)可得:

$$A_-^R = A_-^I D \quad (2-3a)$$

$$D = \frac{C^I - 1}{1 - C^R}, \quad (2-3b)$$

以及

$$e^{-r^2 a} = \frac{\cosh(\alpha_1 d_1)}{\cosh(\alpha_2 d_2)}. \quad (2-3c)$$

最后再运用表面右侧第一个 GaAs 与 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 的界面上位移及应力连续条件可得:

$$B_-^R = B_-^I \bar{D}. \quad (2-4a)$$

$$\bar{D} = -\frac{E'[(F-1)e^{\alpha_1 d_1} + (F+1)e^{-\alpha_1 d_1}] - [(F+1)e^{\alpha_1 d_1} + (F-1)e^{-\alpha_1 d_1}]}{E^R[(F-1)e^{\alpha_1 d_1} + (F+1)e^{-\alpha_1 d_1}] - [(F+1)e^{\alpha_1 d_1} + (F-1)e^{-\alpha_1 d_1}]}.$$

$$(2-4b)$$

利用格林函数的定义:

$$g(z, z') = \frac{1}{W} [\xi^>(z)\xi^<(z')\vartheta(z-z') + \xi^<(z)\xi^>(z')\vartheta(z'-z)]. \quad (2-5a)$$

其中 Wronskian

$$W = -C_t^2(z) \left[\xi^>(z) \frac{\partial}{\partial z} \xi^<(z) - \xi^<(z) \frac{\partial}{\partial z} \xi^>(z) \right]. \quad (2-5b)$$

可以导得超晶格振动的格林函数为:

$$g^{BB}(z = a, z' = (2n' + 1)a) \\ = G^{BB}<(z = a, z' = (2n' + 1)a) \exp(-\gamma 2an'). \quad (2-6a)$$

其中

$$G^{BB}<(z = a, z' = (2n' + 1)a) \\ = \frac{[E^R(E' + \bar{D}E^R)e^{\alpha_1 d_1} + (1 + \bar{D})e^{-\alpha_1 d_1} + E^R(1 + 2\bar{D}) + E']}{2\alpha_2(E^R - E')C_{t_1}^2}. \quad (2-6b)$$

$a = \frac{d_1 + d_2}{2}$, 即原胞半宽度, 角标 BB 表示是 B 层 ($\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层) 中的源点, 在 B

层中场点 Z 处产生的振动位移(即格林函数)。同样也可以导出 $g^{AA}g^{BA}$ 及 g^{AB} , 但下节将说明当 $\omega\tau \approx 1$ 时 (τ 是电子的碰撞弛豫时间), 只要求得 g^{BB} 就够了。

三、施加于晶格上的力^[9]

施加于晶格上的力由三部分组成

$$F = F_D + F_C + F_B. \quad (3-1)$$

第一部分 F_D 是由于晶格内出现电场 E 之后, 电场施加于晶格的直接电力, 在 B 层 ($\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 层) 内 $F_D = n^{(t)} e E$ 而在 A 层 (GaAs 层) 内 $F_D = 0$ 。第二部分是碰撞阻尼力

$$F_e = -\frac{m}{e\tau} (j_e + i\omega n_e e \xi),$$

其中 τ 为碰撞弛豫时间,

$$j_e = \sigma_e \left(E - \frac{m^*}{e\tau} \xi \right), \quad \sigma_e = \frac{n^{(e)} e^2 \tau}{m^*(1 + i\omega\tau)}.$$

第三部份是布拉格衍射力,这是由周期势引起的。结果使电子有效质量 m^* 不再等于自由电子质量 m .

$$F_B = n^{(e)} \left(\frac{m}{m^*} - 1 \right) eE,$$

第二、三部份力只在 A 层 (GaAs 层) 中存在。综上所述

$$F = \begin{cases} n^{(I)} eE & \text{在 B 层内} \\ -e n^{(e)} E + \frac{i\omega\tau}{1 + i\omega\tau} \left\{ \frac{m}{m^*} eE - \frac{m}{\tau} i\omega\xi \right\} & \text{在 A 层内} \end{cases} \quad (3-2)$$

(i) 若 $\omega\tau \ll 1$ 则

$$F = \begin{cases} n^{(I)} eE & \text{在 B 层内} \\ -n^{(e)} eE & \text{在 A 层内} \end{cases} \quad (3-3)$$

(ii) 若 $\omega\tau \simeq 1$, 则

$$F = \begin{cases} n^{(I)} eE & \text{在 B 层内} \\ \simeq 0 & \text{在 A 层内} \end{cases} \quad (3-4)$$

物理意义是明确的,当碰撞弛豫时间比电子振动的周期小得多时,在 A 层中电场作用于电子的力几乎全部转加到晶格上去了。而当二者的大小可以相比时,在 A 层中几种力近乎抵消了。

四、计及电离施主振动电流后的电子集体激发表面模式

本文讨论 $\omega\tau \simeq 1$ 的情形,这时施于晶格的力满足(3-4)式,因之

$$\xi(q, \omega, z = (2n + 1)a) = \int dz' g^{BB}(z, z') e n^{(I)} E(z'). \quad (4-1)$$

$g^{BB}(z, z')$ 由 (2-6a) 式给出。

因此联立方程组的 (1-6a)–(1-6c) 依然适用,而 (1-6d) 式用(4-1)式代入后可化为:

$$E_+^0 e^{i\beta a} - E_-^0 e^{-i\beta a} - E_+^1 (1 + \tilde{\Delta}^{(h)}) + E_-^1 (1 - \tilde{\Delta}^{(h)}) = 0. \quad (4-2)$$

式中

$$\tilde{\Delta}^{(h)} = -\frac{4\pi K e^2 n^{(I)2}}{8_s a} \sum_{n'=0}^{\infty} G^{BB}(a, (2n' + 1)a) \exp[-2an'(\alpha + \gamma)]. \quad (4-3)$$

式中 $K = qa$ 即无量纲波矢, $n^{(I)}$ 是离化施主面密度, ϵ_s 是超晶格的背景介电常数, a 是原胞的半宽度, α 是电场的复的衰减因子, γ 是晶格振动的复的衰减因子。

联立 (1-6a), (1-6b), (1-6c) 及(4-2)式,并令方程组的系数行列式等于零,所得表式外形与 II 类超晶格的体色散关系(1-8)式完全一样,只是(1-8)式中的 $\Delta^{(h)} = \frac{4\pi i e^2 \beta}{q^2 \epsilon_s}$

$\chi^{(h)}$ 换成了 $\tilde{\Delta}^{(h)}$, 即由(4-3)式表示的量。因此用 $\tilde{\Delta}^{(h)}$ 取代 $\Delta^{(h)}$ 后再略经化简, 可得修正后的体色散关系式:

$$\begin{aligned}\cosh(2\alpha a) = & \cosh(2K) - \left(\frac{K}{Q^2} + \frac{\tilde{\Delta}^{(h)}}{2}\right) \sinh(2K) \\ & + \frac{2K}{Q^2} \left(\frac{\tilde{\Delta}^{(h)}}{2}\right) \sinh^2(K)\end{aligned}\quad (4-4)$$

为了导出表面模式, 还需利用表面条件(1-10)式, 可以证明利用(1-6a)–(1-6c)可将(1-10)式化为:

$$\exp(-2\alpha a) = \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} - \frac{2K}{Q^2} + \operatorname{ctnh} K}{-\frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} + \operatorname{ctnh} K}. \quad (4-5)$$

上面二式中 $Q = \sqrt{\frac{2K}{\Delta^{(c)}}} = \frac{\omega}{\omega_p^{(c)}} \sqrt{\epsilon_s(0)}$ 是约化的频率, 而 $\omega_p^{(c)} = \frac{4\pi n^{(c)} e^2}{m_e^* 2a}$ 是等效的三维电子系统的等离子振荡频率。

由(4-4)式及(4-5)式, 再注意到 $\tilde{\Delta}^{(h)}$ 由(4-3)式给出, γ 由(2-3c)式给出, 就可以用数值法算出考虑了电离施主振动电流的效应后的表面模式。正如[4], [5]文中所证明的, 当超晶格背景介电常数 ϵ_s 大于半无限的介质(或真空)的介电常数 ϵ_0 时, α 是实的, 反之若 $\epsilon_s < \epsilon_0$, 则 α 的虚部等于 $i\pi/(d_1 + d_2) = i\frac{\pi}{2a}$ 。同理, 正如[8]所述, 晶格振动的衰减因子 γ 的虚部在声振动体模式的各个禁带内自下而上分别取

$$I_m(\gamma) = i \frac{n\pi}{d_1 + d_2}, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots$$

计算所选其它参数为: $\omega_p^{(c)} = 3.1 \times 10^{14}$ (Hz),

声速 $C_{t_1} = 1.08 \times 10^5$ (cm/s), $C_{t_2} = 1.00 \times 10^5$ (cm/s),

密度 $\rho_1 = 5.32$ (g/cm³), $\rho_2 = 5.12$ (g/cm³),

$\epsilon_s = 13.0$, $\epsilon_0 = 1.0$, $a = 2 \times 10^{-10}$ (Å),

电子面密度 $n^{(c)} = 4.2 \times 10^{13} \left(\frac{1}{\text{cm}^2}\right)$.

数值计算的结果如图2所示, 为便于对比图中用虚线表示没有考虑电离施主效应的表面等离子激元的色散关系, 而用虚线下的实线表示修正后的色散关系。

值得注意的是, 除了频率有不大的降低之外, 修正后的表面模式还在波矢 qa 的一些区间内出现微小的分裂, 图3是把图2中实线所示的表面模式横坐标放大10倍, 纵坐标放大20倍之后绘出的模式分裂的情形。改变超晶格的结构参数如 d_1 , d_2 , ρ_1 , ρ_2 及 C_{t_1} , C_{t_2} 等, 出现分裂的区域会左右移动, 说明这种分裂与超晶格的声振动性质有关。

由于超晶格的声振动模式在 $\omega \sim K$ 图上有分布较密的带状禁区, 一旦频率步入禁区, 电离施主的效应会骤然变小, 这可能是分裂的成因。

另外, 我们还知道[4], 在等离子激元体模式存在区的下部, 也存在着一支表面模式, 用与上述一样的方法, 也可以算出这支模式的修正, 所不同的只是, 这时超晶格是与一介电

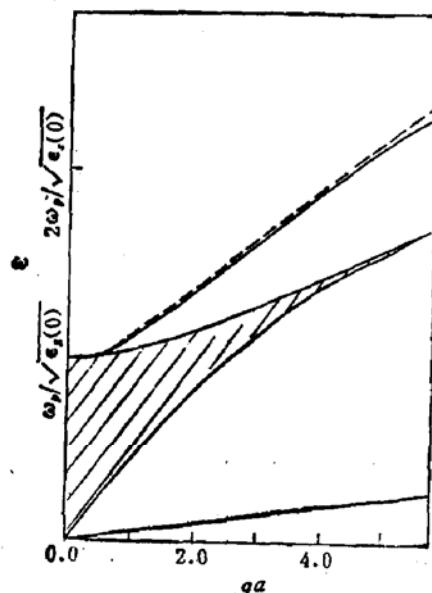


图2 约化频率与无量纲波矢 qa 的关系图 (q 是平行于层面的波矢, a 是超晶格原胞的半宽度). 图中阴影区是带内等离子激元体模式的存在区域. 阴影区上方的实线是计入电离施主振动电流效应后的表面等离子激元的色散关系.

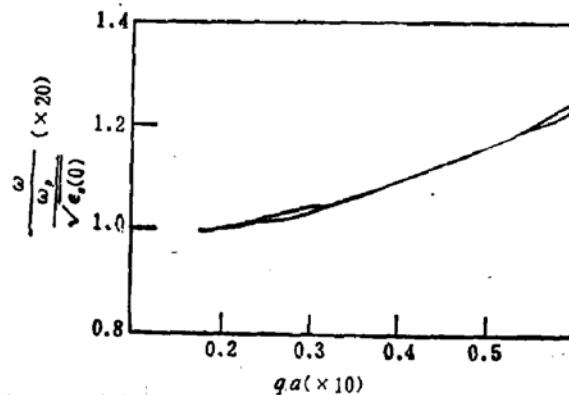


图3 约化频率与无量纲波矢 qa 之间关系的放大图. (纵坐标放大 20 倍, 横坐标放大 10 倍) 如图所示, 在波矢的一些区域表面模式分裂为相距很近的两支. 出现分裂的波矢区域和超晶格的结构参数有关.

常数为 ϵ_0 ($\epsilon_0 > \epsilon_s$) 的半无限的绝缘介质相接触, 因此声振动的格林函数与(2-6)式稍有差异.

文献[6]指出了超晶格中声子的直接电磁产生的可能性, 如果这种机制确实存在, 那么本文所述的效应最终还将修正声振动共振峰的精确位置以及表面阻抗的数值.

参 考 文 献

- [1] S. Das Sarma and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, **B25**, 7603 (1982).
- [2] G. Gonzalez De La Cruz, A. C. Tselis and J. J. Quinn, *J. Chem. Phys. Solids*, **44**, 807 (1983).
- [3] Z. T. Tien, J. M. Worlock, C. H. Perry, A. Pinczuk, R. A. Aggarwal, H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Surf. Sci.*, **113**, 89 (1982).
- [4] G. F. Giuliani, Guoyi Qin and J. J. Quinn, *Proceedings of the 5th International Conference on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, Oxford 1983 *Surf. Sci.*, **142**, 433 (1984).
- [5] Guoyi Qin, G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Phys. Rev.*, **B28**, 6144 (1983).
- [6] J. J. Quinn, U. Storm and L. L. Chang, *Private Communication*.
- [7] 秦国毅, 半导体学报, **6**, 142(1985).
- [8] R. E. Camley, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski and A. A. Maradudin, *Phys. Rev.*, **B27**, 7318 (1983).
- [9] S. Rodriguez, *Phys. Rev.*, **130**, 1778 (1963).

**Modifications of the Surface Electronic Collective Excitation
Modes of a Semi-infinite I-Type Semiconducting Superlattice
Caused by the Oscillation Current of Ionized Donors**

Guoyi Qin

(Nanjing University)

Abstract

The modifications of the surface electronic collective excitation modes of a semi-infinite I-type semiconducting superlattice, produced by the oscillation current of ionized donors, are calculated. The results are that the frequencies of the surface modes are softened in the whole range of the wave vector, and in some regions of the wave vector each mode splits into two modes separated closely from each other.