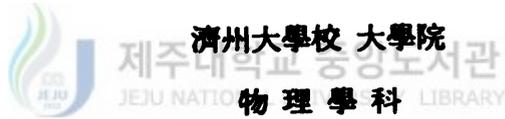


127.72  
'0375g

碩士學位論文

GaAs계에서의 전자-중성불순물 산란에  
의한 사이클로트론의 전의선폭



吳 東 訓



1993年 8月 日

# GaAs계에서의 전자-중성불순물 산란에 의한 사이클로트론의 전의선평

指導教授 洪 性 樂

吳 東 訓

이 論文을 理學 碩士學位 論文으로 提出함

1993年 8月

吳東訓의 理學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長 \_\_\_\_\_

委 員 \_\_\_\_\_

委 員 \_\_\_\_\_

濟州大學校 大學院

1993年 8月

# **Cyclotron Resonance Linewidth for Neutral Impurity Scattering in GaAs**

**Dong-Hun Oh**

**( Supervised by professor Rak-Sung Hong )**



**A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FUFILIMENT  
OF THE REQUIREMENTS FOR THE DEGREE  
OF MASTER OF NATURAL SCIENCE**

**DEPARTMENT OF PHYSICS  
GRADUATE SCHOOL  
CHE JU NATIONAL UNIVERSITY**

**1993. 8.**

# 목 차

ABSTRACT	1
I. 서론	2
II. 계의 모델	4
III. 사이클로트론전이 이론	8
IV. 선모양함수	10
V. 선폭계산	13
VI. 수치적 결과와 논의	17
VII. 결론	24
VIII 참고문헌	25
IX 부록	28

## Abstract

On the basis of the Kubo formalism and Mori's projection technique, the Cyclotron Resonance Linewidth (CRLW) in the quantum limit has been derived for the weak electron-impurity coupling and been calculated for neutral impurity scatterings in GaAs. The CRLW differs from Kobori et al.'s theoretical result obtained by the path-integral method with an optimized model. Our result for intra-Landau-level transitions, however, are in qualitative agreement with Kobori et al.'s experimental data. The results are compared with those of some other authors.



제주대학교 중앙도서관  
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

## I. 서론

사이클로트론 전이는 반도체 물질내에서 전자의 수송현상을 조사하는데 강력한 수단으로 연구되어왔다. 특히 전자-전자, 전자-배경장(불순물과 포논)이 상호작용하는 반도체 물성계의 흡수스펙트럼에서 선풍과 선이동은 온도, 자기장세기, 불순물농도등에 밀접하게 의존하게 된다. 이들의 의존성에 대한 많은 이론적 연구가 이루어졌으며, Kawabata는 Brown운동의 Langevin식에 기초를 한 Mori의 방법을 사용하여 전자-불순물계와 전자-포논계의 Cyclotron Resonance이론을 도출하였고, Shin은 Nakajima와 Zwanzig가 개발한 사영연 산자 방법을 토대로 CR이론을 얻었으며, Ryu, Chang과 Choi는 Kawabata이론을 사용해서 선모양 함수를 제시한 바 있다. 실험적으로는 Otsuka가 Ge과 Zn을 가지고 중성불순물 산란을 연구하였고, Apel은 InSb을 이용하여 자기장에 의존하는 이온화된 불순물 산란 연구하였으며, Kobori는 n-InSb, n-GaAs, p-GaAs을 이용하여 온도, 자기장, 농도의 의존성에 대하여 연구하였다.

전자의 수송현상중 포논의 산란은 일반적으로 고온에서 일어나고, 불순물이 존재하는 경우는 저온에서 나타난다. 만일 물질의 종류가 같다면 극성 또는 비극성이거나 옴향본지 또는 광학본지 이든지간에 격자 진동에 의한 전하운반자의 산란은 시료에 무관하지만 불순물계의 경우는 시료에 의존하게 되어 전기전도도나 운반자의 유동도는 불순물의 농도에 영향을 받게 된다.

불순물계중 중성불순물에 의한 전자의 산란은 Si나 Ge를 불순물로 첨가하여 폭넓게 취급되어 왔다 [Otsuka 1986]. 이론적인 계산방법은 전자-도우너와 전자-억셉터의 각각의 형태에 대하여 Erginsoy나 Otsuka 등의 공식이 지침이 되어왔는데 [Erginsoy 1950, Otsuka et al., 1966] 이러한 계산방법은 산란단면적에 대해 다소 고전적 가정을 토대로 하고 있다. 최근에는 III-V족의 화합물반도체에서 중성불순물 산란의 양자극한취급이 행해졌었다 [Ohyama et al., 1986, Kobori et al., 1990].

사이클로트론의 궤도반경이 보어 반경보다도 비교할만큼 작은 경우 즉, 양자조건하에서 ( $\hbar\omega_0 \gg k_B T$ ,  $\omega_0$ 는 사이클로트론 주파수,  $k_B$ 는 볼츠만 상수,  $T$ 는 온도) GaAs계내에서 전자-중성불순물 산란에 대한 선풍 실험 및 이론이 연구되고 있지만 실험 [Kobori et al., 1990]과

이론적 결과 [Saitoh et al., 1967, Kobori et al., 1990]는 다소 차이를 보이고 있다. 그러므로 양자극한에서 사이클로트론 전이에 대한 연구가 여전히 많은 문제점을 가지고 있다.

본 논문에서는 전자-불순물이 약한 상호작용을 하는 경우에 Mori의 사영연산자 방법을 이용하여 선폭과 관련된 선모양함수를 얻고 그 결과를 경로적분[Saitoh 1967]에 근거하여 계산한 Kobori의 이론적 결과 및 실험결과와 비교하였다.

본 논문의 계산에서는 밴드의 정점을 대략  $\vec{k} \rightarrow 0$  에 두고 스핀과 스핀-궤도 상호작용은 물론 밴드의 속퇴도도 무시한 포물선 밴드모델과 등방성 유효질량에 적용하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. II장에서는 계의 모델을 기술하고 III장에서는 전기전도도가 전자-불순물이 상호작용하는 충돌과정의 선모양 함수에 매우 관련이 있으므로 포물선 모델에서 각진동수에 의존하는 전기전도도를 계산하였다. IV장에서는 전자와 불순물의 상호작용이 약한 경우에 대한 선이동과 선폭함수에 대해서 선이동과 선폭함수로 표현되는 일반적인 선모양함수를 Mori의 사영연산자방법을 재형식화한 것을 활용하였다.[Ryu et al., 1991]. V장에서는 선폭을 온도와 자기장 그리고 불순물농도의 함수로 얻고 그것을 GaAs계의 전자-중성불순물 산란에 적용할 것이다. VI장에서는 수치적 결과를 제시하고 마지막 장에서는 Kobori의 이론 및 실험 결과와 비교하였다.

## II. 계의 모델

전자계가 불순물과 상호작용하고 있는 경우, 정자장  $\vec{B}$ 이 걸리게 되면 계의 해밀토니안  $H$ 은

$$H = H_e + V_{e-imp} = \sum_{\alpha} \sum_{\lambda} \langle \alpha | (h_e + v_{e-imp}) | \lambda \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\lambda}, \quad (2.1)$$

$$h_e = [\vec{p} + e\vec{A}(\vec{r})]^2 / 2m^*, \quad (2.2)$$

$$v_{e-imp} = \sum_{\vec{q}} v_{e-imp}(\vec{q}) \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \quad (2.3)$$

으로 주어진다. 여기서  $|\alpha\rangle \equiv |N, \vec{k}\rangle$ 는 전자의 고유함수이고  $N$ 는 Landau지수이고  $\vec{k}$ 는 전자의 파수벡터이다. 또한  $a_{\alpha}^{\dagger}$  ( $a_{\alpha}$ )는 운동량  $\vec{p}$ , 유효질량  $m^*$ , 에너지  $E_{\alpha}$ 인 전자의 생성(소멸) 연산자이고  $\vec{r}$ 는 전자의 위치벡터이다.  $\vec{A}(\vec{r})$ 는 vector potential이며  $v_{e-imp}(\vec{q})$ 는 불순물 퍼텐셜의 Fourier 변환을 의미한다. Landau gauge  $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ 를 사용하고 스핀의 영향을 무시하여 식(2.2)를 다시쓰면

$$h_e = [p_x^2 + (p_y + m^* \omega_0 x)^2 + p_z^2] / 2m^* \quad (2.4)$$

로 되는데 이때 사이클로트론 주파수( $\omega_0$ )는  $\omega_0 = eB/m^*$ 와 같이 주어진다.

만약 자기장이 반도체 시료에  $z$ -축 방향으로 걸리게 되면 전자의 고유에너지와 고유함수는

$$E_{\alpha} = (N + 1/2)\hbar\omega_0 + \varepsilon(k_z), \quad (2.5)$$

$$\varepsilon(k_z) \equiv \hbar^2 k_z^2 / 2m^*, \quad (2.6)$$

$$|\alpha\rangle \equiv |N, \vec{k}\rangle \equiv |N, k_y, k_z\rangle = |F_{\alpha}(\vec{r})\rangle \quad (2.7)$$

가 되며 여기서

$$F_{\alpha}(\vec{r}) = (L_y L_z)^{-1/2} \phi_N(x + \hbar k_y / eB) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (2.8)$$

$$\phi_N(x) = (2^N N! \sqrt{\pi r_0})^{-1/2} H_N(x/r_0) \exp(-x^2/2r_0^2) \quad (2.9)$$

이다. 여기서  $L_y$  와  $L_z$  는  $y$ -및  $z$ -축 방향의 규격화 상수이고  $H_N$ 는  $N$ 번째 Hermite 다항식이며  $r_0 \equiv (\hbar/eB)^{1/2}$  이다.

불순물 산란에 대해서 상호작용 퍼텐셜과 미분산란 단면적과의 관계는 [Kobori et al., 1990]

$$|v_{e-imp}(\vec{q})|^2 = \frac{2\pi^2 \hbar^4}{m^{*2}} \int_0^\pi \sigma(q, \theta) (1 - \cos\theta) \sin\theta d\theta, \quad (2.10)$$

$$q = 2k \sin(\theta/2), \quad (2.11)$$

로 주어지고 여기서  $\sigma(q, \theta)$ 는 운동량이  $q$ 이고 방위각  $\theta$ 인 미분산란 단면적을 나타낸다.

미분산란 단면적에 대한 전자와 중성 도우너산란과 중성 엑셉터산란에 대해서 살펴보면 전자와 중성 도우너산란에서는 Meyer[Meyer 1978] 에 의해서

$$\sigma_D(k, \theta) = \sigma_D^B(k, \theta) R_D(y) \quad (2.12)$$

$$\sigma_D^B(k, \theta) = \frac{[2 + \frac{1}{2}y(1 - \cos\theta)]^2 a_D^{*2}}{4[1 + \frac{1}{2}y(1 - \cos\theta)]^4}, \quad (2.13)$$

$$R_D(y) = \frac{20}{4\pi y^{1/2}} \frac{(1 + \frac{3}{2}y + 0.8y^2 + \frac{4}{20}\pi y^3)}{(1 + 0.103y^{-1/2}e^{-100y})(1 + y^{5/2})}, \quad (2.14)$$

$$y \equiv (ka_D^*)^2 \quad (2.15)$$

로 주어진다. 중성 도우너에 대한 유효 Bohr반경은  $a_D^* = \epsilon \hbar^2 / m^* e^2$  으으로써  $\epsilon$ 은 유전율이다. 이것은 시료 GaAs에 대해서는  $99A^0$ (구속에너지:  $E_D = 5.8meV$ )이고  $\sigma_D^B(k, \theta)$ 는 Born근사 결과의 미분산란 단면적이다. Born근사는  $y$ 가 클때 타당하지만 만약  $0.16 < ka_D^* < 0.5$  영역에서는 다음과 같은 Erginsoy의 결과가 된다.

$$\sigma_{ND}^c = \frac{20a_D^*}{k} \quad (ka_D^* < 0.5) \quad (2.16)$$

여기서  $\sigma_{ND}^c$ 은 낮은 에너지영역에서 고전극한의 중성 도우너 산란에 대해 운동량이 변환된 단면적인데 입사전자의 에너지는  $\hbar\omega_0/2$ 가 아닌  $k_B T$ 의 차수로 고전 열역학적 에너지 등분원리를 적용했다는 것을 유의해야 된다.

식(2.10)과 식(2.16)을 사용하면 불순물 퍼텐셜의 Fourier 변환은

$$v_{ND}(\vec{q}) = \left[ \frac{10\pi\hbar^4 a_D^*}{m^*2} \frac{1}{q} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

가 되고 Born근사 경우에서는 식(2.13)의  $k$ 를  $q$ 로 대체하면

$$\sigma_D^B(q, \theta) = \frac{(2 + \frac{1}{4}q^2 a_D^{*2})^2 a_D^{*2}}{4(1 + \frac{1}{4}q^2 a_D^{*2})^4} \quad (2.18)$$

가 되고  $q$ 가 큰 경우에는

$$\sigma_D^B(q, \theta) \approx q^{-4} a_D^{*-2} \quad (q a_D^* \gg 1) \quad (2.19)$$

로 주어지는데 식(2.10)으로부터 Coulomb 퍼텐셜 형태가 됨을 알 수 있다. 고전 극한의 식(2.16)과는 달리 식(2.18)에서는 입사 전자의 에너지가 고전 열역학적 에너지  $k_B T$ 가 아니라  $\hbar\omega_0/2$ 인 양자조건으로 주어짐에 유의해야 된다.

또한 고전극한에서의 전자-중성 엑셉터 산란에 대해서는 Otsuka[Otsuka et al.,1966]에 의하면

$$\sigma_{NA}^c = \frac{3.4a_A^*}{k} \exp[-12.5(ka_A^*)^2] \quad (ka_A^* < 0.6) \quad (2.20)$$

으로 주어지고 여기서  $a_A^* = \epsilon\hbar^2/m_h^*e^2$ 는 정공의 유효질량  $m_h^*$ , 구속에너지가  $E_A = 26meV$ 인 중성 엑셉터에 대한 유효반경이다. 그러나 중성 도우너 산란과 마찬가지로 중성 엑셉터 산란에 대한 일반적인 형태의 미분산란 단면적은

$$\sigma_A(k, \theta) = \sigma_A^B(k, \theta)R_A(z) \quad (2.21)$$

$$R_A(z) = \frac{3.4}{4\pi z^{1/2}} \frac{(1 + \frac{3}{2}z + 0.8z^2 + \frac{4}{3.4}\pi z^3)[\exp(-12.5z)/0.08 + 1]}{(1 + 0.103z^{-1/2}e^{-100z})(1 + z^{5/2})}, \quad (2.23)$$

$$z \equiv (ka_A^*)^2 \quad (2.24)$$

으로 주어진다.



제주대학교 중앙도서관  
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

### III. 사이클로트론전이 이론

자기장  $\vec{B}$ 가 z축 방향으로 걸려있는 전자계에 진폭이 E이고, 진동수가  $\omega$ 인 원편광된 전자 기파가

$$E_x = E \cos \omega t, \quad E_y = E \sin \omega t, \quad E_z = 0 \quad (3.1)$$

z축 방향으로 입사하면 계에 전달되는 평균흡수력은

$$P = (E^2/2) \text{Re}[\sigma_{+-}(\bar{\omega})] \quad (3.2)$$

으로 주어진다. 여기서  $\bar{\omega} \equiv \omega - i\delta$  ( $\delta \rightarrow 0^+$ )이고  $\text{Re}$ 는 실수부분을 의미하며  $\sigma_{+-}(\bar{\omega})$ 는 Kubo 공식[Kubo 1957]에서 주어지는 광학적 전기전도도 텐서로써 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\begin{aligned} \sigma_{+-}(\bar{\omega}) &= \Omega^{-1} \int_0^\infty dt \exp(-i\bar{\omega}t) \int_0^\beta d\beta_1 \text{Tr}[\rho_e J^-(-i\hbar\beta_1 | H_e) J^+(t | H)] \\ &= \lim_{u_- \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial u_-} \Omega^{-1} \int_0^\infty dt \exp(-i\bar{\omega}t) \langle \text{Tr}^e[\rho_e(\tilde{H}) J^+(t | H)] \rangle_{\text{imp}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

여기서  $\beta = (k_B T)^{-1}$ ,  $\langle \dots \rangle_{\text{imp}}$ 은 불순물 분포에 대한 평균을 나타내고,  $\text{Tr}$ 와  $\text{Tr}^e$ 는 각각 다입자계 및 다전자계에 대한 Trace이며  $J^\pm \equiv J_x \pm iJ_y$ 이다.  $\tilde{J}(t | H)$ 는 시간에 의존하는 전류연산자이고 전자의 밀도연산자  $\rho_e$ 는

$$\rho_e = \frac{\exp[\beta(\zeta N_e - H_e)]}{\text{Tr}^e\{\exp[\beta(\zeta N_e - H_e)]\}} \quad (3.4)$$

이다. 이때  $\zeta$ 는 화학 퍼텐셜이고,  $N_e = \sum_\alpha a_\alpha^\dagger a_\alpha$ 를 나타낸다. 식(3.3)을 얻기 위하여 항등식

$$\int_0^\beta d\beta_1 \rho_e J^-(-i\hbar\beta_1 | H_e) = \lim_{u_- \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial u_-} \rho_e(\tilde{H}) \quad (3.5)$$

을 사용하였다[Fujita 1966], 여기서  $\tilde{H} \equiv H_e - \vec{u} \cdot \vec{J}$ 이고 J는 총전류 연산자로서 단일상태의 전류연산자  $j$ 로 표현하면

$$J = \sum_\alpha \sum_\lambda \langle \alpha | j | \lambda \rangle a_\alpha^\dagger a_\lambda \quad (3.6)$$

가 된다. 이때  $j$ 은 전자의 전하  $-e$ 와 속도 연산자를 곱한 양이다.

그러면 진동수에 의존하는 전기전도도, 즉 식(3.3)에서 단일전자계의 trace표현[Lodder et al., 1968, Prasad 1982]으로 나타내면

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \Omega^{-1} \sum_{\alpha, \lambda} \frac{f(E_\alpha) - f(E_\lambda)}{E_\lambda - E_\alpha} \langle \alpha | j^- | \lambda \rangle \langle \lambda | \tilde{j}^+(\bar{\omega}) | \alpha \rangle_{imp} \quad (3.7)$$

와 같이 쓸 수 있다. 여기서  $\tilde{j}^+(\bar{\omega})$ 는 시간에 의존하는 단일 전류밀도 연산자의 Fourier-Laplace 변환(FLT)을 의미하며

$$\tilde{j}^+(\bar{\omega}) \equiv FLT[j^+(t | h_T)] = \int_0^\infty dt \exp(-i\bar{\omega}t) j^+(t | h_T) \quad (3.8)$$

와 같이 정의되고,  $h_T = h_e + v_{e-imp}$ ,  $f(E_\alpha)$ 은 단일전자 상태  $|\alpha\rangle$ 의 에너지  $E_\alpha$ 에 대한 Fermi-Dirac 분포함수를 의미하고  $\langle \alpha | j^- | \lambda \rangle = [\langle \lambda | j^+ | \alpha \rangle]^*$ 이다. 사이클로트론 전이에서 선택률은

$$\begin{aligned} \langle \lambda | j^+ | \alpha \rangle &= \int_{\Omega} F_\lambda^*(\vec{r}) j^+ F_\alpha(\vec{r}) d^3r \delta_{\lambda, \alpha+1} \\ &\equiv \langle \alpha + 1 | j^+ | \alpha \rangle \equiv j_\alpha^+ = ie[2\hbar\omega_0(N_\alpha + 1)/m]^{1/2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

와 같이 주어진다[Kawabata 1967]. 식(3.7)에서  $\langle \tilde{j}_\alpha^+(\bar{\omega}) \rangle_{imp}$ 를 계산하는데 계산방법은 다음과 같은 몇가지 방법, 즉 Green함수방법[Ciobanu et al., 1963], Kawabata의 사영연산자 방법[Kawabata 1967], Diagram 방법[Lodder et al., 1968], Nakajima-Zwanzig의 사영연산자 방법[Nakajima 1958, Shin et al., 1973], Argyres-Sigel의 사영연산자 방법[Argyres et al., 1974], Superoperator 방법[Suzuki 1986] 등이 제시된 바 있다. 이들 방법은 산란항을 계산하는데 다소 차이가 있음을 알 수 있다.

식(3.7)의 전개에서 중요한 문제는 불순물계에 대한 평균하에서 산란항  $v_{e-imp}$ 에 대해서 어떻게 계산하느냐에 달려있다. 다음 절에서는 불순물계의 평균하에서 단일 전류밀도 연산자에 대한 FLT의 행렬요소, 즉  $\langle \lambda | \tilde{j}^+(\bar{\omega}) | \alpha \rangle_{imp}$ 에 대해서 적당한 전개방법을 제시하기로 한다.

#### IV. 선모양함수

이 절에서는 불순물 산란에 대한 선모양함수를 계산하기 위해 Mori의 사영연산자를 재 형식화한 [Ryu et al., 1991]방법을 사용하여 무한 전개표현으로 나타나는 선모양 함수를 구하기로 한다.

$\langle \tilde{j}_\alpha^+(\bar{\omega}) \rangle_{imp}$ 를 계산하기 위해 단일전자 상태  $|\alpha\rangle$ 에 대한 사영 연산자  $P_0$  와  $P'_0$ 를

$$P_0 X = [X_\alpha / j_\alpha^+] j^+, \quad (4.1)$$

$$P'_0 = 1 - P_0 \quad (4.2)$$

와 같이 정의하자. 여기서 임의의 선형연산자  $X$ 에 대해서  $X_\alpha \equiv \langle\langle \alpha+1 | X | \alpha \rangle\rangle_{imp}$ 로 정의했다.

Mori의 체계를 따라서  $j^+(t | h_T)$ 를  $j^+$ 축상에 평행한 성분과 이에 수직인 성분으로 분리하면

$$\begin{aligned} j^+(t | h_T) &= P_0 j^+(t | h_T) + P'_0 j^+(t | h_T) \\ &= Z_{0\alpha}(t | h_T) j^+ + \int_0^t dt_1 Z_{0\alpha}(t_1 | h_T) f'_1(t - t_1 | h_T) \end{aligned} \quad (4.3)$$

으로 나타낼 수 있고 여기서

$$Z_{0\alpha}(t | h_T) \equiv j_\alpha^+(t | h_T) / j_\alpha^+, \quad (4.4)$$

$$f'_1(t | h_T) \equiv \exp(iL_1 t / \hbar) f'_1 \quad (4.5)$$

$$f'_1 \equiv iL_1 j^+ / \hbar, \quad (4.6)$$

$$L_1 \equiv P'_0 L_T, \quad (4.7)$$

$$L_T \equiv L_e + L_{eB} \quad (4.8)$$

이다. 이때  $L_e$  와  $L_{eB}$ 는 각각  $h_e$ 와  $v_{e-imp}$ 에 대응되는 Louville 연산자이다.

$\tilde{j}_\alpha^+(\bar{\omega})(\equiv \langle \tilde{j}_\alpha^+(\bar{\omega}) \rangle_{imp})$ 와  $\tilde{Z}_{0\alpha}(\bar{\omega})$ 를 구하기 위해 식(4.4)를 미분하면

$$\frac{d}{dt} Z_{0\alpha}(t | h_T) = i\omega_{0\alpha} Z_{0\alpha}(t | h_T) + \int_0^t dt_1 \Delta_{0\alpha}(t - t_1 | h_T) Z_{0\alpha}(t_1 | h_T), \quad (4.9a)$$

$$= i\omega_{0\alpha} Z_{0\alpha}(t | h_T) + \int_0^t dt_1 Z_{1\alpha}(t - t_1 | h_T) \Delta_{0\alpha} Z_{0\alpha}(t_1 | h_T) \quad (4.9b)$$

가 되고 여기서

$$\omega_{0\alpha} \equiv (L_T j^+ / \hbar)_\alpha / j_\alpha^+ = (E_{\alpha+1} - E_\alpha) / \hbar = \omega_0, \quad (4.10)$$

$$\Delta_{0\alpha}(t | h_T) \equiv f_{1\alpha}(t | h_T) / j_\alpha^+, \quad (4.11)$$

$$f_1(t | h_T) = i L_T f_1'(t | h_T) / \hbar \quad (4.12)$$

이다. 식(4.10)에서 불순물이 무질서하게 분포되어 있다는 가정하에서  $\langle (v_{e-imp})_{\alpha+1\alpha+1} - (v_{e-imp})_{\alpha\alpha} \rangle_{imp} = 0$  를 이용했다[Kawabata, 1967].

식(4.9a)과 식(4.9b)의 Fourier-Laplace 변환으로 부터

$$\tilde{Z}_{0\alpha}(\bar{\omega}) \equiv \tilde{j}_\alpha^+(\bar{\omega}) / j_\alpha^+ = [i\bar{\omega} - i\omega_0 + \tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega})]^{-1} \quad (4.13)$$

을 얻을 수 있다. 여기서  $\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega})$ 는 보통 전자-불순물 상호작용에 기인한 선모양함수라고 부르고 식(4.5)-(4.8), (4.11), (4.12)와 관계식  $P_0 L_e G_0 P_0' X = (L_e G_0 P_0' X)_\alpha = 0$ 을 고려하면

$$\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega}) = (i\hbar j_\alpha^+)^{-1} \langle \sum_{N=1}^{\infty} [(L_{eB} G_0 P_0')^N L_T j^+]_\alpha \rangle_{imp} \quad (4.14)$$

을 얻는다. 이때  $G_0 = (\hbar\bar{\omega} - L_e)^{-1}$ 이고 임의의 연산자 A, B에 대한 다음의 관계식  $(A - B)^{-1} = A^{-1} \sum_{m=0}^{\infty} (BA^{-1})^m$ 을 이용했다. 선모양함수  $\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega})$ 는 불순물 산란 포텐셜에 대응되는  $L_{eB}$ 에 대하여 전개됨을 알 수 있다. 식(4.14)은  $L_{eB}$ 가 작다고 가정하여 구한 전자-불순물계에 대한 무한전개표현의 일반적인 형태가 되고  $L_T$ 을  $L_{eB}$ 로 대체하면 Argyres-Sigel와 같은 결과가 된다[Choi et al., 1983].

식(3.7)과 식(4.13)을 고려하면 다음과 같이 전기전도도 텐서를 쓸 수 있다.

$$\sigma_{+-}(\bar{\omega}) = \frac{i}{\Omega\omega_0} \sum_{\alpha} \frac{[f(E_{\alpha+1}) - f(E_{\alpha})] |j_{\alpha}^{+}|^2}{\hbar\bar{\omega} - \hbar\omega_0 - \langle i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega}) \rangle_{imp}} \quad (4.15)$$

여기서  $|\alpha\rangle$ 와  $E_{\alpha}$ 는 각각 식(2.7)과 식(2.5)에서 주어지는 단일전자 고유함수와 에너지 고유치이다. 선모양함수  $i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega})$ 를 실수부분과 허수부분로 분리하면

$$i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega}) \equiv \hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha}(\omega) + i\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha}(\omega) \quad (4.16)$$

와 같이 정의되는데  $\tilde{\nabla}_{0\alpha}(\omega)$ 와  $\tilde{\Gamma}_{0\alpha}(\omega)$ 는 각각 선이동과 선폭을 나타낸다. 위의 실수부와 허수부는 약한 상호작용인 경우에 식(4.14)에서 얻을 수 있다는 것을 주목해야 된다. 이들은 일반적으로 온도, 자기장, 불순물농도의 함수로 주어진다. 이러한 선이동과 선폭을 계산하기 위하여 먼저 식(4.14)로 부터 선모양 함수를 계산하여야 한다. 이것에 대한 계산은 다음 절에서 하기로 한다.



V. 선평계산

식(4.14)에서 섭동산란항  $v_{e-imp}$  2차항 까지만 계산하면 선모양 함수는

$$i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega}) = \left\langle \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} \frac{(v_{e-imp})_{\alpha+1\lambda} \{ (v_{e-imp})_{\lambda\alpha+1} - (v_{e-imp})_{\lambda-1\alpha} j_{\lambda-1}^+ / j_{\alpha}^+ \}}{\hbar\bar{\omega} - E_{\lambda} + E_{\alpha}} \right. \\ \left. + \sum_{\lambda(\neq\alpha)} \frac{\{ (v_{e-imp})_{\lambda\alpha} - (v_{e-imp})_{\alpha+1\lambda+1} j_{\lambda}^+ / j_{\alpha}^+ \} (v_{e-imp})_{\alpha\lambda}}{\hbar\bar{\omega} - E_{\alpha+1} + E_{\lambda}} \right\rangle_{imp} \quad (5.1)$$

가 된다. 여기서 임의의 연산자  $x$ 에 대하여

$$\sum_{\lambda} (P'_0 X)_{\lambda\alpha} = \sum_{\lambda(\neq\alpha+1)} X_{\lambda\alpha} \quad (5.2)$$

을 사용하였다. 식(5.1)은 전자-불순물의 약한 상호작용의 선모양 함수로써 합기호에서  $\lambda \neq \alpha + 1$ 는 ( $N_{\lambda} \neq N_{\alpha} + 1, \vec{k}_{\lambda} \neq \vec{k}_{\alpha}$ ) 과 ( $N_{\lambda} = N_{\alpha} + 1, \vec{k}_{\lambda} \neq \vec{k}_{\alpha}$ ) 만을 포함한다[Ryu et al., 1991]. ( $N_{\lambda} \neq N_{\alpha} + 1, \vec{k}_{\lambda} \neq \vec{k}_{\alpha}$ )는 비단열 산란과정을 기술하는 반면 ( $N_{\lambda} = N_{\alpha} + 1, \vec{k}_{\lambda} \neq \vec{k}_{\alpha}$ )는 단열 산란과정을 의미한다[Shin et al., 1973].

한편 식(3.2)의 평균흡수력은 식(4.15)의 전기전도도 텐서의 실수부분에 관여하므로 식(4.15)와 식(4.16)으로부터 전기전도도 텐서의 실수부분을

$$Re\{\sigma_{+-}(\bar{\omega})\} = \frac{1}{\hbar\omega_0\Omega} \sum_{\alpha} \frac{[f(E_{\alpha}) - f(E_{\alpha+1})] |j_{\alpha}^+|^2 \tilde{\Gamma}_{0\alpha}(\omega)}{[\omega - \omega_{max}]^2 + [\tilde{\Gamma}_{0\alpha}(\omega)]^2} \equiv \frac{n_e e^2 \gamma}{m} \quad (5.3)$$

와 같이 나타낼 수 있고 이때  $Re$ 는 실수부분을 의미하고  $\omega_{max}$ 은 다음과 같은 근사  $\omega_{max} \equiv \omega_0 + \tilde{\nabla}_{0\alpha}(\omega) \approx \omega_0$ 를 취하기로 한다[Kobori et al., 1990].

식(5.1)을 보다 간편한 형태로 쓰기 위하여 다음과 같이 정의되는 K-행렬

$$K(N, N'; t) = -\frac{N!}{N'} t^{N'-N} \exp(-t) L_N^{(N'-N)}(t) L_{N+1}^{(N'-N-1)}(t), \quad N' > N \\ = \frac{N!}{(N+1)!} t^{N-N'+1} \exp(-t) L_{N'}^{(N-N')}(t) L_{N'}^{(N-N'+1)}(t), \quad N \geq N' \quad (5.4)$$

을 도입하자[Ryu et al. 1990]. 여기서  $L_n^{(m)}(t)$  은 Laguerre 다항식

$$L_n^{(m)}(t) = (n!)^{-1} \exp(t) t^{-m} \frac{d^n}{dt^n} [t^{n+m} \exp(-t)], \quad (5.5)$$

$$r_0 = (\hbar/m\omega_0)^{1/2}$$

$$t = r_0^2(q_x^2 + q_y^2)/2 \quad (5.6)$$

으로 주어진다. 위의 K-행렬을 사용하여 식(5.1)를 K-행렬 표현으로 나타내고 식(4.16)을 이용하여 선평함수를 계산하면

$$\begin{aligned} [\hbar\tilde{\Gamma}_{0\alpha}(\omega)]_{nonad} = & \pi N_I \sum_{\vec{q}} \sum_{k_{\lambda z} (\neq k_{\alpha z})} \sum_{k_{\lambda y} (\neq k_{\alpha y})} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 \\ & \times [ \sum_{N_\lambda (\neq N_\alpha + 1)} \delta(\hbar\omega - E_\lambda + E_\alpha) \\ & + \sum_{N_\lambda (\neq N_\alpha)} \delta(\hbar\omega - E_{\alpha+1} + E_\lambda) ] \\ & \times K(N_\alpha, N_\lambda; t) \delta_{k_{\lambda z}, k_{\alpha z} - q_z} \delta_{k_{\lambda y}, k_{\alpha y} - q_y} \end{aligned} \quad (5.7)$$

(비단열 과정)

$$\begin{aligned} [\hbar\tilde{\Gamma}_\alpha(\omega)]_{ad} = & \pi N_I \sum_{\vec{q}} \sum_{k_{\lambda z} (\neq k_{\alpha z})} \sum_{k_{\lambda y} (\neq k_{\alpha y})} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 \\ & \times [\delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0 - \varepsilon(k_{\lambda z}) + \varepsilon(k_{\alpha z}))K(N_\alpha, N_\alpha + 1; t) \\ & + \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0 - \varepsilon(k_{\alpha z}) + \varepsilon(k_{\lambda z}))K(N_\alpha, N_\alpha; t)] \\ & \times \delta_{k_{\lambda z}, k_{\alpha z} - q_z} \delta_{k_{\lambda y}, k_{\alpha y} - q_y} \end{aligned} \quad (5.8)$$

(단열 과정)

가 된다. 여기서  $N_I$  는 불순물 농도이다. 선이동  $\hbar\tilde{\nabla}_{0\alpha}(\omega) [\equiv Re\{i\hbar\tilde{\Sigma}_{0\alpha}(\bar{\omega})\}]$  은 다음의 Kramers-Kronig 관계식

$$\tilde{\nabla}_0(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{\Gamma}_0(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (5.9)$$

을 이용하여 계산할 수 있다. 여기서  $\tilde{\Gamma}_0(\omega')$ 는 식(5.7)과 식(5.8)에서 주어진 것이다. 식(5.7)과 식(5.8)을 얻기 위하여 불순물이 무질서하게 분포되어 있다고 가정하여[Kawabata 1967] 관계식  $\langle v_{e-imp}(\vec{q})v_{e-imp}(-\vec{q}) \rangle_{imp} = N_I |v_{e-imp}(\vec{q})|^2$ 과 Dirac 항등식

$$\lim_{s \rightarrow 0^+} (x \pm is)^{-1} = P(1/x) \mp i\pi\delta(x) \quad (5.10)$$

을 이용하였다. 여기서 P는 Cauchy의 주값(principle-value)적분이다.

양자극한 조건  $\hbar\omega_0 \gg k_B T$ 는 대부분의 전자가 가장 낮은 Landau 준위에 있으므로  $N=1$ 에서  $N=0$ 로의 전이,  $N=1$ 에서  $N=1$ 로의 전이와  $N=0$ 에서  $N=0$ 로의 전이를 고려할 수 있다. 그러므로 이들에 대한 선폭함수를 식(5.7)과 식(5.8)로부터

$$\begin{aligned} [\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)]_{nonad}^{intra} &= \frac{\pi}{\hbar} N_I \sum_{\vec{q}} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 t \exp(-t) \\ &\quad \times [\delta(\hbar\omega_0 - \varepsilon(k_z - q_z) + \varepsilon(k_z)) \\ &\quad + \frac{1}{2}(1-t)(2-t)\delta(\hbar\omega_0 - \varepsilon(k_z - q_z) + \varepsilon(k_z))], \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} [\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)]_{ad}^{intra} &= \frac{\pi}{\hbar} N_I \sum_{\vec{q}} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 t \exp(-t) \\ &\quad \times [\delta(\varepsilon(k_z - q_z) - \varepsilon(k_z)) + \frac{1}{2}(1-t)(2-t)\delta(\varepsilon(k_z - q_z) - \varepsilon(k_z))], \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} [\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)]_{nonad}^{inter} &= \frac{\pi}{\hbar} N_I \sum_{\vec{q}} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 \frac{1}{2} t^2 \exp(-t) \\ &\quad \times [\delta(2\hbar\omega_0 + \varepsilon(k_z) - \varepsilon(k_z - q_z)) + \delta(\varepsilon(k_z - q_z) - \varepsilon(k_z) - \hbar\omega_0)] \end{aligned} \quad (5.13)$$

가 된다. 여기서  $\tilde{\Gamma}^{intra}(\omega_0, k_z)$ 는 N=1에서 N=1로의 전이와 N=0에서 N=0로의 전이만 고려한 것이고  $\tilde{\Gamma}^{inter}(\omega_0, k_z)$ 는 N=1에서 N=0로의 전이를 고려한 것이다. 최근에 Kobori 등[1990]에 의해서 경로적분[Saitoh, 1967]을 기초로 하여 구한 결과를 살펴보면

$$\tilde{\Gamma}^{intra}(\omega_0, k_z) = \frac{\pi}{\hbar} N_I \sum_{\vec{q}} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 t^2 \exp(-t) \delta(\epsilon(k_z - q_z) - \epsilon(k_z)), \quad (5.14)$$

$$\tilde{\Gamma}^{inter}(\omega_0, k_z) = \frac{\pi}{\hbar} N_I \sum_{\vec{q}} |v_{e-imp}(\vec{q})|^2 t \exp(-t) \delta(\epsilon(k_z - q_z) - \epsilon(k_z) + \hbar\omega_0) \quad (5.15)$$

와 같다.

그리고 양자극한에서 선폭  $\gamma$ 는 식(5.3)에서

$$\left\langle \frac{\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)}{[\gamma/2]^2 + [\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)]^2} \right\rangle = \frac{1}{2} \left\langle \frac{1}{\tilde{\Gamma}(\omega_0, k_z)} \right\rangle \quad (5.16)$$

$$\langle \dots \rangle = N_e \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \dots \exp[-\beta\epsilon(k_z)] / \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \exp[-\beta\epsilon(k_z)] \quad (5.17)$$

같이 주어진다.

식(5.11)-(5.13)과 식(5.14)-(5.15)은 서로 다른 결과로 주어짐을 알 수 있다. 그러므로 다음 절에서는 이들에 대한 결과를 중성 도우너와 엑시터 산탄에 대해서 수치적으로 구하고 실험 결과와 비교 분석하기로 한다.

## VI 수치적 결과와 논의

수치적 계산을 실행하기 위하여 GaAs에서의 불순물농도는 표1에서 선택하였다 [Kobori et al., 1990].

우리는 식(2.6)의  $\epsilon(k_z) \approx k_B T/2$  [Ohyama et al., 1986]를 근사하고 식(2.10), (2.17), (2.18), (2.20), (2.22), (5.11)-(5.13), 및 (5.16), 과 (5.17)을 고려하여 고전극한 및 양자극한에서 GaAs 물질계의 중성 도우너와 엑시터 산란에 대한 온도, 자기장, 불순물농도의 의존성에 대해 구한 선평을 선평은 다음과 같다.

그림1은 파장이  $220\mu\text{m}$ 이고 온도가 4.2K인 중성불순물 산란에서 선평에 대한 온도의 의존성을 나타낸 것이다. 중성 도우너 산란에 대해서 선평은 선형적으로 비례함을 알 수 있다. Erginsoy의 고전극한[Erginsoy 1950]을 이용한 Kobori의 이론적 결과 [Kobori et al., 1990]와 Erginsoy 고전극한과 Born 근사를 이용한 양자극한에서 단일산란과 비단열산란을 계산한 우리의 결과를 중성도우너 산란의 실험과 비교하였다. 두개의 이론과 실험적 결과는 정량적인 차이를 제외하고는 농도에 비례하고 있다. 그리고 Born 근사보다 Erginsoy의 결과에 의한 선평이 더 크다는 것을 알 수 있다.

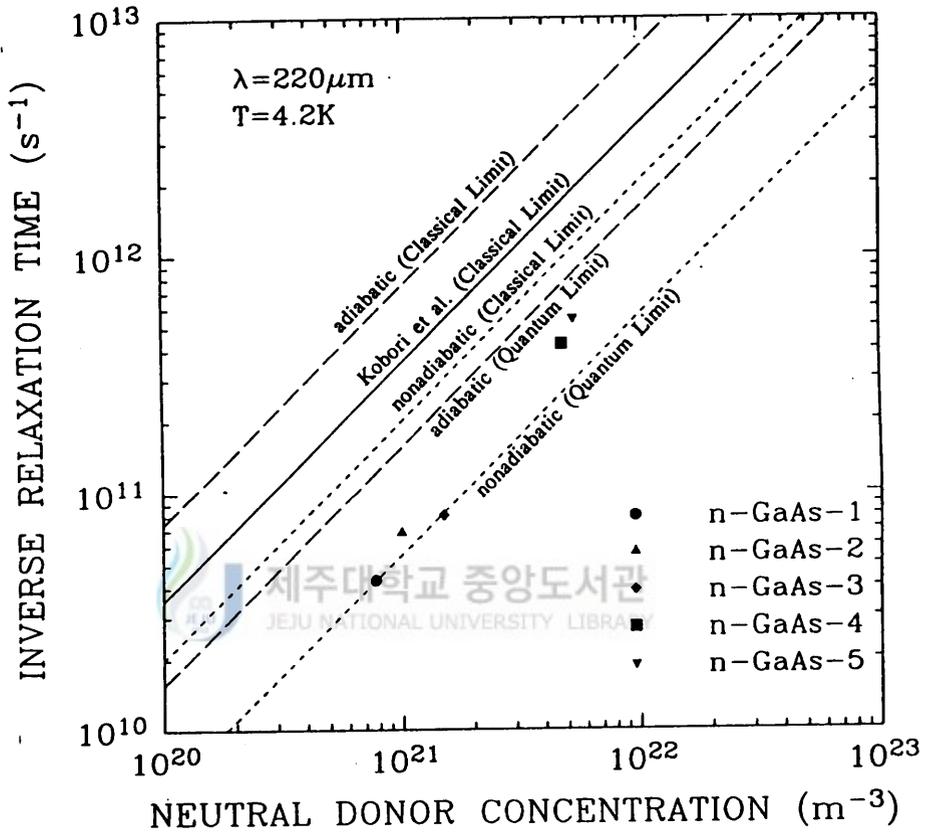
그림2는 각각 파장이  $220\mu\text{m}$ 이고 온도가 1.7K과 4.2K사이에서 중성도우너 산란에 대한 온도의 의존성을 n-GaAs-1 물질계와 n-GaAs-3 물질계에 대하여 얻은 것이다. 실험 결과는 선평이 온도에 무관함을 알 수 있다. Erginsoy의 고전극한과 Born 근사에 의한 양자극한의 단일산란결과와 경로적분에 근거한 Kobori의 이론결과는 정성적으로 서로 일치하지만 실험결과와는 다르게 나타난다. 그러나 비단열산란에서는 Kobori의 실험결과와 다소 일치해 보인다. 그러므로 Born 근사를 이용한 비단열산란에 대한 결과가 Kobori의 실험결과와 꽤 잘 일치한다.

그림3은 온도 4.2K에서 시료 n-GaAs-1 과 n-GaAs-3에서 중성불순물 산란에 대한 선평의 자기장 의존성을 나타낸 것이다. 실험치는 자기장에 감소하는 값을 나타내고 있다. 그러나 Erginsoy의 고전근사를 이용한 비단열 산란에서는 일정한 값을 나타내고 단일산란은 증가하는 값을 보이고 있어서 실험 결과와는 상이하게 다르다. 그러나 Born 근사를 이용한 양자극한에서의 비단열 산란의 결과가 보다 더 Kobori의 실험치와 유사한 값을 갖는다. 보다 더 좋은 결과를

표1. 실험에 사용된 GaAs의 농도

sample	type	$N_d$ ( $\times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ )	$N_a$ ( $\times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ )	Growth method
n-GaAs-1	n	7.5	5.0	MBE
n-GaAs-2	n	10	6.0	MOCVE
n-GaAs-3	n	15	10	VPE
n-GaAs-4	n	55	15	MBE
n-GaAs-5	n	100	—	MBE
p-GaAs-1	p	$N_a - N_d = 3.0 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$		MBE
p-GaAs-2	p	3	63	MBE
p-GaAs-3	p	—	650	MBE

(  $N_d$ : donor concentration,  $N_a$ : acceptor concentration )



**Figure 1.** Neutral donor concentration dependence of the half CRLW by neutral donor scattering in GaAs at 4.2K for a wavelength of  $220 \mu\text{m}$ . Circle, triangle, lozenge, square and inverted triangle indicate Kobori et al.'s experimental data. Solid line represents Kobori et al.'s theoretical result in the Erginsoy classical limit. Both long-dashed broken lines and short-dashed ones, respectively, are the calculated results of adiabatic scattering processes and nonadiabatic scattering processes in the Erginsoy classical limit and the quantum limit by the Born approximation for the scattering cross section.

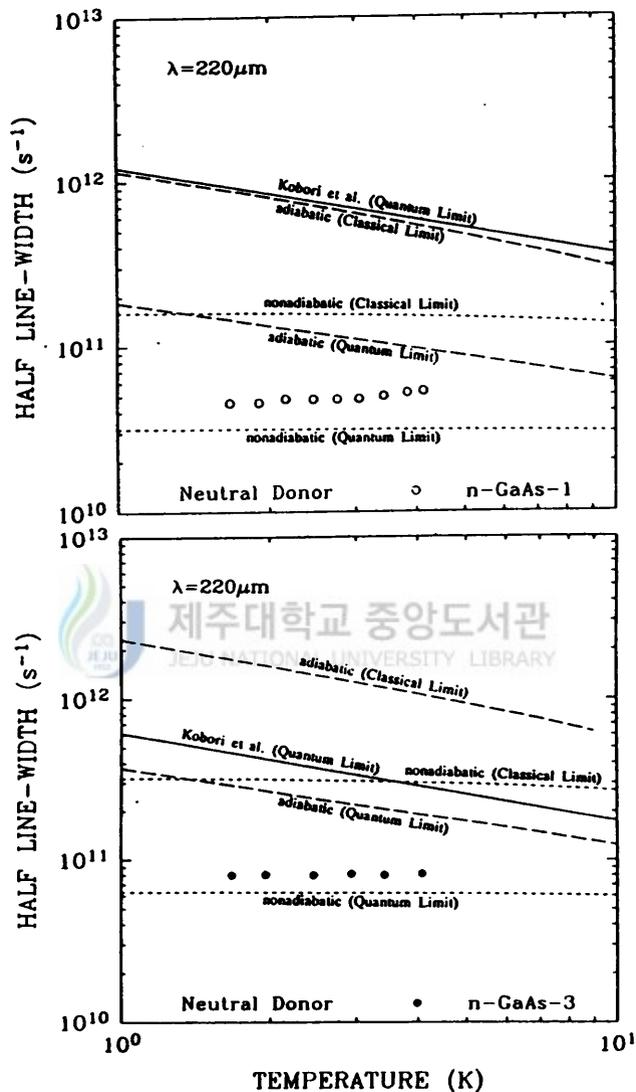


Figure 2. Temperature dependence of the half CRLW by neutral donor scattering in n-GaAs-1 and n-GaAs-3 samples between 1.7 and 4.2 K for a wavelength of  $220 \mu\text{m}$ . Solid circles indicate Kobori et al.'s experimental data. Solid line represents Kobori et al.'s theoretical prediction in the quantum limit by the Born approximation. Both long-dashed broken lines and short-dashed ones, respectively, are the calculated results of adiabatic scattering processes and nonadiabatic scattering processes in the Erginsoy classical limit and the quantum limit by the Born approximation.

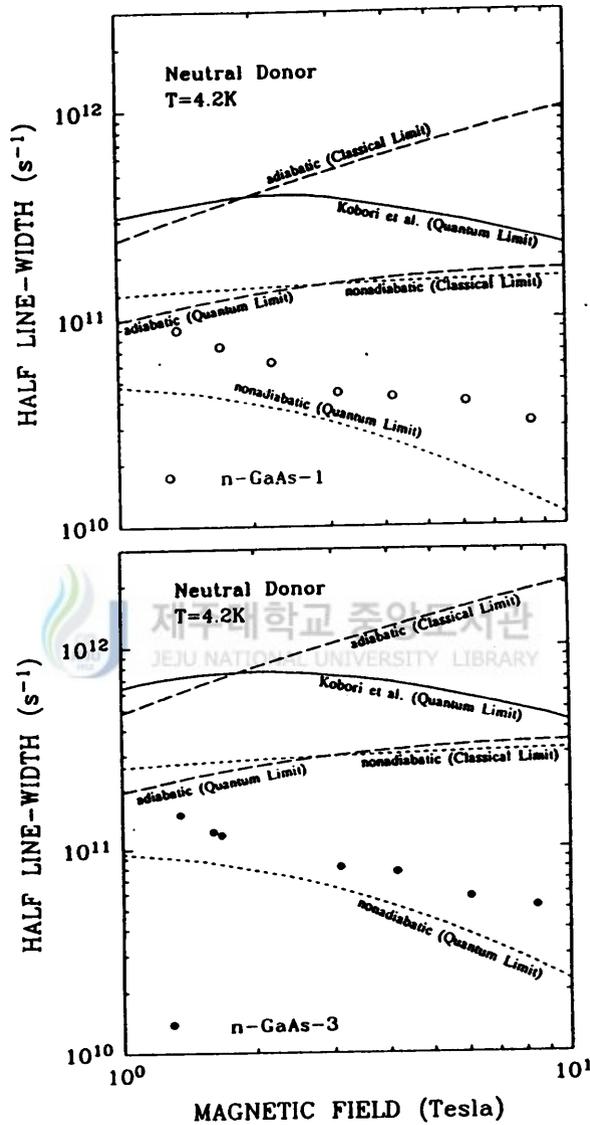


Figure 3. Magnetic field dependence of the half CRLW by neutral donor scattering in n-GaAs-1 and n-GaAs-3 samples at 4.2K. Solid circles indicate Kobori et al.'s experimental data. Solid line represents Kobori et al.'s theoretical prediction in the quantum limit by the Born approximation. Both long-dashed broken lines and short-dashed ones, respectively, are the calculated results of adiabatic scattering processes and nonadiabatic scattering processes in the Erginsoy classical limit and the quantum limit by the Born approximation.

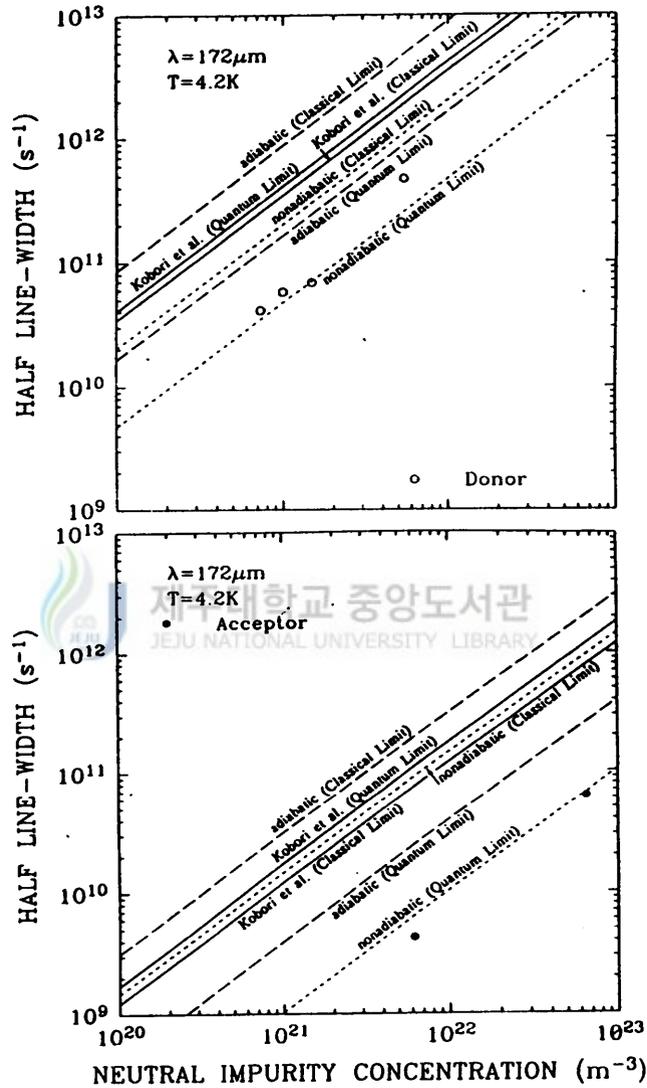


Figure 4. Neutral impurity concentration dependence of the half CRLW by neutral donor and acceptors scattering in GaAs at 4.2K for a wavelength of 172 μm. Open circles indicate Kobori et al.'s experimental data. Solid lines represent Kobori et al.'s theoretical result in the Erginsoy classical limit and the quantum limit by the Born approximation. Both long-dashed broken lines and short-dashed ones, respectively, are the calculated results of adiabatic scattering processes and nonadiabatic scattering processes in the Erginsoy classical limit and the quantum limit by the Born approximation.

얻기 위해서는 유효질량의 자기장 의존성[Ohyama 1982] 을 고려해야 할 것으로 판단된다.

그림4는 파장이  $172\mu\text{m}$ 에서 서로 다른 시료에 대해 엑셀터와 도우너에 대해 중성불순물 농도와 선평의 관계를 나타낸 것이다. Erginsoy의 고전극한과 Born근사에 의한 양자극한에서 구한 결과는 Kobori의 이론 결과와 실험 결과[Kobori et al., 1990]에 정성적으로 일치한다. 마찬가지로 고전극한[Otsuka et al., 1966]과 Born근사에 의한 양자극한의 결과는 Kobori의 결과와도 정성적으로 일치한다. 더우기 주목해야할 점은 정량적인면에서는 양자극한의 결과가 실험값과 근접하다는 것을 알 수 있다.

중성불순물 산탄에서 비단열 산탄이 대체로 실험결과와 정성적으로 꽤 좋은 일치하고 있지만 정량적인 차이를 보이고 있는데 그 이유는 분명하지가 않다. 그러므로 보다는 결과를 얻기 위해서는 식(4.14)의 고차항을 포함시키고 식(5.3)의 선이동  $\tilde{V}_{0\alpha}(\omega)$ 도 고려해야 된다고 판단된다.



## VII 결론

지금까지 Kubo 공식[Kubo 1957]과 Mori형식의 사영연산자 [Ryu et al., 1991]에 기초하여 GaAs 물질계의 중성불순물 산란에 대한 사이클로트론 선풍을 얻었다. 본 연구는 경로적분[Saitoh et al 1967]에 기초한 Kobori의 이론 결과[Kobori et al., 1990]와는 다르고 단일산란에서 구한 선풍은 Kobori의 실험 결과와도 다르게 나타난다. 그러나 Born 근사에 의한 양자극한의 비단열산란에서 구한 선풍은 Kobori의 실험 결과[Kobori et al., 1990]와는 정성적으로 일치한다. 여기서 특이한 점은 자기장 의존성에 대한 Kobori의 실험 결과는 Erginsoy의 고전극한에서의 결과와 다른 반면  $q$ 가 매우 큰 Born 근사의 결과는 양자극한에서 실험 결과와 일치하는 것이다.

보다 나은 결과를 얻기 위해서는 식(4.14)의 고차항과 유효질량의 자기장 의존성[Ohyama 1982], 비포물선 밴드모달[Pfeffer et al., 1990], 스핀-궤도상호작용이 고려되어야 할 것으로 판단된다.

## 참 고 문 헌

- Apel J.R., and T.O. Poehler, 1971. Study on the shape of cyclotron resonance lines in InSb using a far-infrared laser, *Phys. Rev. B* 4 436.
- Argyres P.N., and J.L. Sigel, 1974. Theory of cyclotron resonance absorption, *Phys. Rev. B* 10, 1139-1148; 1984. *Solid State Commun.*, 50, 279-281.
- Ciobanu G., and L. Banyai, 1963. On the kinetic theory of magneto-optical phenomena by Green function method, *Phys. Stat. Sol.* 3, 2299-2304.
- Choi S.D., and O.H. Chung, 1983. Theory of cyclotron resonance lineshape for electron-phonon system in two coupling schemes, *Solid State Commun.*, 46, 717-720; 1984. *J.Phys.Chem.Sol.* 45, 1243-1247.
- Elliott R.J., J.A. Krumhansl, and P.L. Leath, 1974. The theory and properties of randomly disordered crystals and related physical systems, *Rev. Mod. Phys.* 46 464.
- Fujita S., 1966. Introduction to nonequilibrium statistical quantum mechanics, (Saunders, Philadelphia,) Chapter 6.
- Kawabata A., 1967. Theory of cyclotron resonance line width, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 23, 999-1005.
- Lodder A., and S. Fujita, 1968. Theory of cyclotron resonance width, *J. Phys. Soc. Jpn.* 25, 774-783.
- Matsuda O., and E. Otsuka, 1979. Cyclotron resonance study of conduction electron in *n*-type indium antimonide under a strong magnetic field-I., *J. Phys. Chem. Solids* 40, 809-817.
- McCombe B.D, R. Kaplan, R.J. Wagner, E. Gornik, and W. Muller, 1976. Absorption and emission studies of the quantum-limit cyclotron

- linewidth in  $n$ -InSb, *Phys. Rev. B* 13, 2536–2539.
- Kobori H., T. Ohya, and E. Otsuka, 1987. Quantum limit cyclotron resonance in  $p$ -GaAs, *Solid State Commun.* 63, 123–126; 1990 *J. Phys. Soc. Jpn.* 59, 2141–2177.
- Kubo R., 1957. Statistical mechanical theory of irreversible processes.I., *J. Phys. Soc. Jpn.*, 12, 570–586.
- Meyer J.R., and M. Glicksmann, 1978. Electron conductivity germanium as a function of optically injected carrier density and temperature, *Phys. Rev. B* 17 3227.
- Mori H., 1965. Transport, Collective Motion, and Brownian Motion, *Progr. Theor. Phys.* 33, 423–455.
- Nakajima S., 1958. On quantum theory of transport phenomena, *Progr. Theor. Phys.* 20, 948–959.
- Ohyama T., 1982. Dynamical behavior of photoexcited electron system in Gallium Arsenide, *J. Phys. Soc. Jpn.* 51 1431.
- Ohyama T., H. Kobori, and E. Otsuka, 1986. 18th International Conference on The Physics of Semiconductors (Stockholm, Sweden), 21511.
- Otsuka E, K. Murase, and J. Iseki, 1966. Electron scattering by neutralize acceptor in Ge I. Gallium and Indium, *J. Phys. Soc. Jpn.* 21 1104.
- Otsuka E., 1986. Electron scattering by impurity in semiconductors *Jpn. J. Appl. Phys.* 25 303.
- Prasad M., 1982. Quantum-statistical theories of the cyclotron resonance lineshape in parabolic semiconductors, *Phys. Stat. Sol.* B109, 11–34.
- Pfeffer P., and W. Zawadzki, 1990. Conduction electron in GaAs: Five-level K-P theory and polaron effects, *Phys. Rev. B* 41 1561.

Looney J.V., J. De Sitter, J.T. Devreese, 1984. Calculation of the cyclotron-resonance spectrum in the quantum limit for semiconductors Phys. Rev. B30, 7154-7169.

Lyuu J.Y., and S.D. Choi, 1984. Cyclotron resonance lineshape function based on the methods of Mori and Kawabata, Progr. Theor. Phys 72, 429-440; 1985. Phys. Rev. B32, 7769-7775; 1991 Phys. Rev. B44, 11329-11338.

Min E.E., P.N. Argyres, and B.Lax, 1973. High-field anisotropic shielding and cyclotron-resonance linewidth in the quantum limit, Phys. Rev. B7, 5408-5410.

Miyabata F., and H. Ezaki, 1988. Expansion formulae for time-correlation functions and transport coefficients with an application to cyclotron resonance, *Physica A*149 472.

[ 부 록 ]

선택함수를 계산하기 위하여 수치해석에 사용된 프로그램(GWBASIC) 중에서 하나의 예로 N=0에서 N=0의 전이중 자기장 의존성에 대한 것이다.

```

1 CLS
5 REM N=0 TO N=0 TRANSITION, DEPENDENCE
6 REM ON MAGNETIC FIELD: B(TESLA), FOR n-GaAs-1
10 LOCATE 10,10: INPUT "data file name is "; D$
20 OPEN "o", #1, D$
30 N = 50: BB = 20: ITMAX=20
60 FOR B=1 TO 10 STEP .1
98 T=4.2: KB=1.38E-23: M=6.006E-32: NI=1.5E+21
100 AD=2.2E-09: HB=1.054E-34: E=1.6E-19: W=E/M*B
120 KZ=SQR(M/HB*KB*T/HB): RO=SQR(HB/M/W)
121 C1=5*NI*HB/M*AD/RO/SQR(2)/4/KZ
122 C2=5*NI*HB/M*AD/RO/SQR(2)/4
203 T2=0: T1=2*KZ
205 T22=KZ-SQR(KZ*KZ+2*M*W/HB)
208 T11=KZ+SQR(KZ*KZ+2*M*W/HB)
215 R01=T1*T1*RO*RO/2
217 R22=T22*T22*RO*RO/2
218 R11=T11*T11*RO*RO/2
224 RO=T2*T2*RO*RO/2
300 EDS=.000001: ND=N: ITMAX=ITMAX: AA=R01
315 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(1/2)
320 GOSUB 1000
325 IF FLAG=1 THEN 330
330 IX=AA: F3.2=INEW
340 GOTO 502
345 EDS=1E-08: ND=N: ITMAX=ITMAX: AA=R01
350 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(-.5)
355 GOSUB 1000
365 IX=AA: F21.2=INEW
460 IF FLAG=1 THEN 500
502 EDS=1E-08: ND=N: ITMAX=ITMAX: AA=RO
504 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(1/2)
506 GOSUB 1000
508 IX=AA: F13.2=INEW
510 GOTO 700

```

```

700 EDS=.000001:ND=N:ITMAX=ITMAX:AA=R11
710 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(1/2)
720 GOSUB 1000
730 IF FLAG=1 THEN 740
740 IX=AA:F13.2=INEW
750 EDS=.000001:ND=N:ITMAX=10:AA=R11
753 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(-1/2)
756 GOSUB 1000
759 IF FLAG=1 THEN 765
765 IX=AA:F11.2=INEW
770 GOTO 800
800 EDS=.000001:ND=N:ITMAX=10:AA=R22
810 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(1/2)
820 GOSUB 1000
830 IF FLAG=1 THEN 840
840 IX=AA:F23.2=INEW
850 EDS=.000001:ND=N:ITMAX=10:AA=R22
852 DEF FNF(X)=EXP(-X)*X^(-1/2)
854 GOSUB 1000
856 IF FLAG=1 THEN 858
858 IX=AA:F21.2=INEW
900 GOTO 3000
1000 REM simpson integral formular
1010 IT=0
1020 H=(BB-AA)/2/ND
1030 S1=(FN F(AA)+FN F(BB))
1040 S2=0
1050 FOR K=0 TO ND-1
1060 S2=S2+FN F(AA + (2*K+1)*H) : NEXT K
1070 S3=0
1080 FOR K=1 TO ND-1
1090 S3=S3+FNF(AA+2*K*H) : NEXT K
1100 INEW=(S1+4*S2+2*S3)*(H/3)
1110 IT=IT+1
1120 IF IT>ITMAX THEN 1170
1130 IF IT=1 THEN 1160
1140 RE=(INEW-IOLD)/INEW : RE=ABS(RE)
1150 IF RE<EPS THEN 1190
1160 ND=ND+1 : IOLD=INEW : GOTO 1020
1170 FLAG=0
1180 GOTO 1200
1190 FLAG=1
1200 RETURN

```

```

3000 REM "CRLW"
3019 Y01=EXP(R01)*(F3.2-R01*R01*F1.2)
3060 Y1=C1*Y01
3062 Y11=EXP(R11)*(F13.2-R11*R11*F11.2)
3063 Y22=EXP(R22)*(F23.2-R22*R22*F21.2)
3065 Y2=C2/SQR(ABS(KZ*KZ+2*M/HB*W))*(Y01+Y02)
3069 Y=Y1+Y2
3070 PRINT #1,B,"          "Y
3080 PRINT B,"          "Y
3090 NEXT B

```

\* 프로그램의 편의상 다음과 같이 표기하였음.

M : 유효질량, KB : Boltzmann 상수, T : 온도, NI : 불순물 농도  
AD : 유효 Bohr반경, HB : Planck 상수, E : 전자의 질량, B : 자기장  
W : 각 진동수



제주대학교 중앙도서관  
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

## 감사의 글

본 논문을 위해 지도와 격려를 해 주신 홍성탁 지도교수님께 진심으로 감사드립니다.

그리고 좋은 논문이 되도록 체계를 바로 잡아주신 최치규교수님, 헌남규교수님, 류제언교수님께 깊은 감사의 말씀을 드립니다. 또한 조언과 격려를 아끼지 않으신 제주대학교 물리학과 교수님께 감사드립니다.

논문발표에 시간을 허락해주신 황원주부장님, 김주철차장님, 김용현과장님께 감사드립니다.

이 논문이 완성하는데 많은 도움을 준 물리학과 대학원 학우들에게도 감사의 뜻을 전합니다.

지금까지 깊은 사랑과 정성으로 키워주신 부모님의 은혜와 가족모두에게도 아울러 깊은 고마움을 전합니다.