

ЛИТЕРАТУРА

1. Комолов В. П., Нго-Куанг-Ань, Трофименко И. Т. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 6, 85, 1967.
2. Длин А. М. Математическая статистика в технике. М., «Советское радио», 1958.

Поступила в редакцию
15.12 1967 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 539.293 : 537.312.8

В. Ч. ЖУКОВСКИЙ

КВАНТОВЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Развитие лазерной техники представляет много интересных возможностей для наблюдения нелинейных эффектов в твердых телах и в атомах [1, 2]. Теория подобных процессов развивалась в работах Л. В. Келдыша [2] и других авторов [3, 4, 5]. Ниже будет рассмотрено нелинейное поглощение в полупроводнике в магнитном поле в результате параметрического резонанса и будет дана квантовая теория этого эффекта. Рассмотрим заряд e , находящийся в постоянном магнитном поле $\vec{H} \parallel Oz$ и в поле плоской линейно-поляризованной электромагнитной волны $\vec{H} \sim \vec{H}$ с потенциалом $\vec{A} \sim (0, b \sin(kx - \omega t), 0)$, который при $t \rightarrow \pm \infty$ обращается в нуль ($b = 0, t \rightarrow \pm \infty$). Наша задача состоит в том, чтобы вычислить вероятность переходов заряда под действием поля $\vec{H} \sim$ в явном аналитическом виде.

В частности, это могут быть внутризонные переходы носителей в полупроводнике в интенсивном свете.

Введя операторы $\hat{a}(t)$ и $\hat{a}^+(t)$

$$\hat{a}(t) = \hat{a} - i \frac{ca}{\omega_c r_0} \sin(kx - \omega t), \quad [\hat{a}(t), \hat{a}^+(t)] = 1 + \beta \cos(kx - \omega t),$$

$$\hat{a} = \frac{1}{r_0} \left(\frac{cp_x}{eH} - i(x - x_0) \right), \quad [\hat{a}, \hat{a}^+] = 1, \quad (1)$$

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}, \quad r_0 = \left(\frac{2c\hbar}{eH} \right)^{1/2}, \quad x_0 = -\frac{cp_y}{eH}, \quad \beta = \alpha \frac{\omega}{\omega_c} = \frac{H \sim}{H},$$

получим для $\hat{a}(t)$ следующее нелинейное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{a}(t)}{dt} &= \frac{ic\beta}{r_0} \cos(kx - \omega t) - i\omega_c (1 + \beta \cos(kx - \omega t)) \hat{a}(t) - \\ &- \frac{\omega_c}{2} [\hat{a}(t), 1 + \beta \cos(kx - \omega t)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Третье слагаемое в этом выражении для $d\hat{a}(t)/dt$ имеет порядок $\hbar\omega_c/mc^2 \ll 1$ относительно первого и, следовательно, для малых частот ω , пренебрегая отдачей, его можно положить равным нулю.

Это означает, что x здесь можно рассматривать не как оператор, а как c — число, вообще говоря, зависящее от времени. Однако этой зависимостью можно в дальнейшем пренебречь, полагая $kx = \text{const} = \gamma$. Это справедливо, так как длина волны микроволнового или инфракрасного излучения много больше циклотронного радиуса.

Тогда уравнение (2) принимает вид, характерный для задачи о параметрических колебаниях. Заметим, что параметрический резонанс для классических частиц (например, плазмы) в полях (1) и (2) исследовался в [6].

Решение (2) может быть представлено следующим образом:

$$\hat{a}(t) = \tilde{a}_{in}(t) + \int_{-\infty}^t dt' \varphi(t') \exp \left\{ i \int_{t'}^t d\tau \omega(\tau) \right\} \quad (3)$$

или

$$\tilde{a}(t) = \tilde{a}_{out}(t) - \int_t^{\infty} dt' \varphi(t') \exp \left\{ i \int_{t'}^t d\tau \omega(\tau) \right\}. \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{in}(t) &= a_{in} \exp \{ i\omega_c t + \alpha \sin(\omega t - \gamma) \}, \\ \tilde{a}_{out}(t) &= a_{out} \exp \{ i\omega_c t + \alpha \sin(\omega t - \gamma) \}, \\ \varphi(t) &= \frac{i\epsilon\beta}{r_0} \cos(\omega t - \gamma), \quad \omega(t) = \omega_c (1 + \beta \cos(\gamma - \omega t)), \end{aligned} \quad (5)$$

причем при $t \rightarrow \pm \infty$:

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{in}(t) &\rightarrow a_{in} e^{i\omega_c t} && \text{при } t \rightarrow -\infty, \\ \tilde{a}_{out}(t) &\rightarrow a_{out} e^{i\omega_c t} && \text{при } t \rightarrow +\infty \end{aligned} \quad (6)$$

есть решения (2) при выключенном поле $\vec{A}_{\sim}$.

За время действия поля $\vec{A}_{\sim}$ величина a_{in} переходит в $a_{out} = a_{in} + \mu$, причем

$$\mu = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \varphi(t') \exp \{ -i\omega_c t' - \alpha \sin(\omega t' - \gamma) \}. \quad (7)$$

Связь a_{out} и a_{in} может быть записана с помощью так называемой S-матрицы [8]:

$$a_{out} = S^+ a_{in} S, \quad S = \exp \{ \mu a_{in}^+ - \mu^+ a_{in} \}. \quad (8)$$

Используя ее, для вероятности перехода заряда с уровня n зоны на уровень l (l и n — магнитные квантовые числа) найдем следующее выражение:

$$W_{n \rightarrow l} = \begin{cases} I_{l,n}^2(|\mu|^2), & l \geq n, \\ I_{n,l}^2(|\mu|^2), & l < n, \end{cases} \quad (9)$$

где $I_{l,n}(x)$ — функция Лагерра [7]:

$$\begin{aligned} I_{l,n}(x) &= \frac{e^{-x} x^{\frac{l-n}{2}}}{\sqrt{l!n!}} Q_n^{l-n}(x), \quad Q_n^{l-n}(x) = \sum_{j=0}^n (-1)^{j+n} \frac{n! l! x^{n-j}}{j! (n-j)! (l-j)!}, \\ |\mu|^2 &= \frac{e^2}{m^2 r_0^2 \omega_c^2} \sum_{s=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\alpha} J_s(\alpha) E_{\omega} \right)^2, \end{aligned} \quad (10)$$

а E_{ω} — есть Фурье-образ поля волны $\vec{A}_{\sim}$ для $\omega = \frac{\omega_c}{s}$. Так как время действия поля велико, то имеет смысл рассмотреть вероятность перехода в единицу времени $\omega_{l \rightarrow n}$. Так, в простейшем случае, когда в начальный момент все электроны находились на основном уровне $n=0$ для вероятности перехода $0 \rightarrow l$, получим

$$\omega_{0 \rightarrow l} = \frac{4\pi e^2 E_{\sim}^2}{m \beta^2 \hbar \omega_c} \frac{|\mu|^{2(l-1)} e^{-|\mu|^2}}{(l-1)!} \left(1 - \frac{|\mu|^2}{l} \right) \cdot J_s^2(\alpha) \delta(\omega_c - s\omega), \quad (11)$$

где $l > |\mu|^2$.

Существенным здесь является наличие δ -функции, указывающей резонансные значения частот [6] $\omega = \omega_c/s$ ($s=1, 2, 3, \dots$). Вероятность (11) содержит два безразмерных параметра $|\mu|^2$ и α . Параметр $|\mu|^2$ учитывает нелинейность, связанную со ступенчатыми переходами между промежуточными уровнями от 0 до l . Такие переходы могут происходить и на частотах $\omega = \omega_c$ (однофотонное поглощение), и, в частности, при малых значениях α , когда $s=1$ и $J_s(\alpha) = \frac{\alpha}{2}$. Случай $\alpha \ll 1$, $s=1$ рассмотрен в [5]. Много-

фотонные же переходы при $s > 1$ будут происходить с вероятностью, пропорциональной $\alpha = eb/mc^2$. Заметим, что этот же параметр α является характерным для нелинейных процессов со свободным электроном в поле электромагнитной волны [9—12].

Из (11) получим, что при малых α и $|\mu|$ вероятность $w_{0 \rightarrow 1}$ пропорциональна s -ной степени интенсивности $I = cE^2/4\pi$ падающего излучения.

Автор глубоко благодарен проф. А. А. Соколову за интерес и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Button K. J., Lax B., Weiler M. H., Reine M. Phys. Rev. Lett., 17, 1005, 1966.
2. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
3. Braunstein R. Phys. Rev., 125, 475, 1962.
4. Жуковский В. Ч., Соколов А. А. Письма ЖЭТФ, 6, вып. 9, 1967.
5. Намштага Е., Lax B., Shin E. Phys. Rev. Lett., 17, 923, 1966.
6. Смирнов Ю. Н., Франк-Каменецкий Д. А. ЖЭТФ, 53, 1053, 1967.
7. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
8. Carruthers P., Nieto. M. Amer. J. Phys., 33, 537, 1965.
9. Brown L. S., Kibble T. W. B. Phys. Rev., 133, A 705, 1964.
10. Goldman I. I. Phys. Lett., 8, 103, 1964.
11. Никишов А. И., Ритус В. Н. ЖЭТФ, 46, 776, 1964.
12. Тернов И. М., Хапаев А. М., Клименко Ю. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., astron., № 1, 35, 1967.

Поступила в редакцию
28.12 1967 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 669.292 : 621.318.1

А. В. ПЕЧЕННИКОВ, В. И. ЧЕЧЕРНИКОВ, Т. С. ДУБИНКО

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА СУЛЬФИДА ЖЕЛЕЗА $\text{Fe}_{13}\text{S}_{14}$

В данной работе излагаются результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости монокристалла сульфида железа, в котором, как известно, существует анти- и ферромагнитная структура. До настоящего времени, как правило, исследование магнитных свойств сульфида железа проводилось на поликристаллических образцах [1, 2]. Между тем только при изучении монокристаллов можно получить наиболее ценную информацию о магнитной структуре в этом материале. К сожалению, существуют лишь отдельные работы, посвященные изучению магнитных свойств монокристаллов сульфида железа. Так, Вейссом [3] и затем Кайя и Мияхара [4] исследовалась анизотропия магнитных свойств природного сульфида железа (пирротина) при комнатной температуре. Потэнэ [5] изучал температурную зависимость восприимчивости пирротина, примерно того же химического состава, что и у предыдущих авторов, в интервале от -230°C до комнатной. В указанных работах авторы имели дело с ферромагнетиками. Между тем изучение анизотропии магнитных свойств антиферромагнитного сульфида железа также представляет интерес.

Сульфид железа является твердым раствором вычитания [6]. В его элементарной ячейке присутствует переменное число атомов железа (от 1,6 до 2) при постоянном числе атомов серы, равном 2. Большинство составов сульфида железа при комнатной температуре имеет гексагональную структуру типа арсенида никеля [7]. Ионы железа располагаются в гексагональных слоях, перпендикулярных оси c . Предполагается, что между катионами соседних слоев устанавливается антиферромагнитное взаимодействие, при этом можно рассматривать две подрешетки, образованные четными или нечетными слоями. Соединения эквивалентные или близкие по составу подрешеток проявляют антиферромагнитные свойства. Соединения со значительным дефицитом железа обнаруживают ферромагнетизм. Рентгеновский анализ природного монокристалла ферримагнитного сульфида железа показал, что распределение вакантных мест ионов железа упорядочено, причем в структуре происходит чередование слоев без вакансий и слоев с вакансиями. Поэтому число ионов железа в соседних слоях различно, что и приводит к возникновению ферримагнетизма [8]. Ферримагнитный