

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ
НА СПЕКТРЫ МАГНЕТОПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА

В. И. Гавриленко

УДК 637.311.33

Теоретически изучена зависимость спектров магнетоплазменного резонанса в ЭДК в Ge от формы капель. Полученные результаты используются для интерпретации экспериментальных данных.

Как известно, экспериментальное изучение магнетоплазменного резонанса (МНР) в электронно-дырочных каплях (ЭДК) в Ge на субмиллиметровых волнах в области циклотронных частот носителей позволило получить интересную информацию о свойствах конденсированной фазы экситонов в Ge /1,2/. Однако при этом для точной количественной интерпретации спектров поглощения, состоящих из линий, обусловленных взаимодействием ЭДК с электрическим и магнитным полями волны (электродипольное и магнетодипольное поглощение), необходимо пользоваться моделью МНР, учитывающей изменение формы капель в магнитном поле, которая, как известно, может отличаться от сферической /3,4/.

Как следует из /3/ для двух наиболее симметричных ориентаций в Ge, $\vec{H} \parallel [111]$ и $\vec{H} \parallel [100]$, электродипольное (ЭД) поглощение в ЭДК, имеющей форму эллипсоида вращения относительно \vec{H} и помещенной в поле плоской электромагнитной волны \vec{E}^ω , $\vec{H}^\omega \sim \exp(-i\omega t)$, описывается выражением

$$P_{\alpha}^E = (2\pi\epsilon_0\omega t^3/3) \text{Im} \frac{\tilde{\epsilon}_{\alpha} - 1}{4\pi + L_{\alpha}(\tilde{\epsilon}_{\alpha} - 1)} |E_{\alpha}^{\omega}|^2 \quad (I)$$

(предполагается, что размеры капли много меньше длины волны в кристалле λ_0). Здесь P_{α}^E - поглощаемая мощность, $\tilde{\epsilon}_{\alpha}$ - относительная диэлектрическая проницаемость ЭДК /5/ (надеемся α пробегает значения +, - и \parallel , соответствующие двум круговым и про-

дольной поляризации электрического поля волны), ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость Ge, $r = (a^2 b)^{1/3}$, L_{α} - деполаризующий фактор ЭДК в направлении электрического поля волны, характеризующий влияние формы капли на спектр ЭД поглощения.

В настоящей работе мы получим аналогичное выражение для магнетодипольного (МД) поглощения в ЭДК, имеющей форму эллипсоида вращения $x^2/a^2 + y^2/a^2 + z^2/b^2 \leq 1(z \parallel \vec{H})$. Так как $a, b \ll \lambda_0$, распределение магнитного поля волны вне капли в каждый момент времени можно описывать уравнениями статического поля ($\mu = 1$) /6/

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = 0. \quad (2)$$

Полная же система уравнений поля внутри капли имеет следующий вид /6/:

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = i \frac{\omega}{c} \vec{H}, \quad J_k = -\frac{i\omega}{4\pi} \epsilon_{kj} E_j, \quad (4)$$

где \vec{J} - плотность полного тока, а ϵ_{kj} - тензор диэлектрической проницаемости ЭДК в постоянном магнитном поле.

В данной работе мы ограничимся случаем малых капель, когда токи \vec{J} малы и почти не искажают магнитного поля волны \vec{H}^{ω} . Как показано в /7/, где рассматривался случай сферических частиц, это приближение отвечает первому члену ряда по малому параметру $(2\pi r/\lambda_0)^2$. Поскольку в этом приближении правая часть первого из уравнений (4) не зависит от координат (поле \vec{H} однородно), компоненты \vec{E} , а следовательно и \vec{J} , являются линейными функциями координат. Налагая граничное условие $J_n = 0$ (см. (2), (3)) на поверхности ЭДК, мы можем найти $\vec{J} = \vec{J}(\vec{H})$ и определить наведенный магнитный момент ЭДК

$$\vec{M} = \frac{1}{2c} \int_V [\vec{r} \times \vec{J}] dV, \quad (5)$$

а затем получить величину поглощаемой в капле мощности

$$P^M = \frac{1}{2} \omega \operatorname{Im} \vec{M}(\vec{H}^{\omega})^*. \quad (6)$$

Для ориентаций $\vec{H} \parallel [111]$ и $\vec{H} \parallel [100]$ результат удобнее всего предста-

вить для двух круговых (\pm) и продольной (\parallel) поляризаций \vec{H}^ω

$$R_\alpha^M = \frac{\omega^3}{60} \left(\frac{2\pi c}{\lambda_0} \right)^2 \operatorname{Im} \tilde{\epsilon}_\alpha^{\text{эфф}} |\vec{H}_\alpha^\omega|^2, \quad (7)$$

где

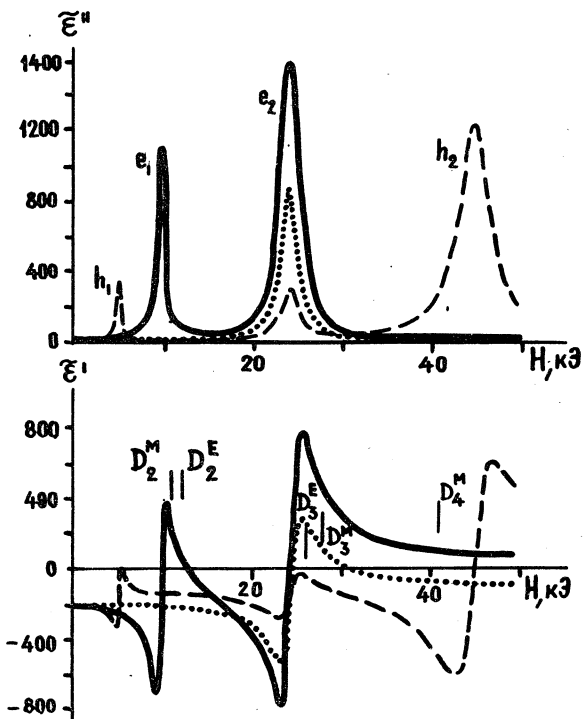
$$\tilde{\epsilon}_\pm^{\text{эфф}} = \rho^{-4/3} \frac{2\tilde{\epsilon}_\pm \rho^2 \tilde{\epsilon}_\parallel}{\tilde{\epsilon}_\pm + \rho^2 \tilde{\epsilon}_\parallel}, \quad \tilde{\epsilon}_\parallel^{\text{эфф}} = \rho^{2/3} \frac{2\tilde{\epsilon}_+ \tilde{\epsilon}_-}{\tilde{\epsilon}_+ + \tilde{\epsilon}_-}, \quad \rho = a/b. \quad (8)$$

Таким образом, ЭД и МД поглощение в ЭДК, имеющих форму сплюснутых или вытянутых вдоль \vec{H} эллипсоидов вращения, описывается выражениями (I) и (7). Это поглощение имеет резонансный характер, причем спектральное положение линий, вообще говоря, не совпадает с положением линий обмчного циклотронного резонанса, а определяется конкретным видом комплексной диэлектрической проницаемости ЭДК $\tilde{\epsilon}$, результаты расчета которой представлены на рис. 1, 2. Видно, что циклотронным частотам "легких" и "тяжелых" дырок (h_1 и h_2) соответствуют особенности $\tilde{\epsilon}$ на "дырочной" круговой поляризации, а циклотронным частотам электронов (e_1 и e_2) — особенности на "электронной" круговой поляризации. При этом, однако, на циклотронной частоте "тяжелых" электронов (e_2) особенности возникают во всех компонентах; это обусловлено тем, что их энергетические эллипсоиды наклонены к \vec{H} .

На рис. 2 представлены спектры ЭД и МД поглощения в ЭДК в Ge, соответствующие данному виду $\tilde{\epsilon}(\omega, \vec{H})$, которые рассчитывались по (I), (7) для линейной поляризации волны при фарадеевской конфигурации $\vec{E}^\omega, \vec{H}^\omega \perp \vec{H}$. При $\vec{H} \parallel [111]$ в этой конфигурации в области циклотронных частот носителей имеется три ЭД линии

D_1^E, D_2^E, D_3^E и шесть МД линий $D_1^M, D_2^M, D_0^M, D_3^M, D_4^M, D_5^M$ (линия D_5^M на рисунке не показана, она расположена при $H \sim 60$ кЭ^{*)}.

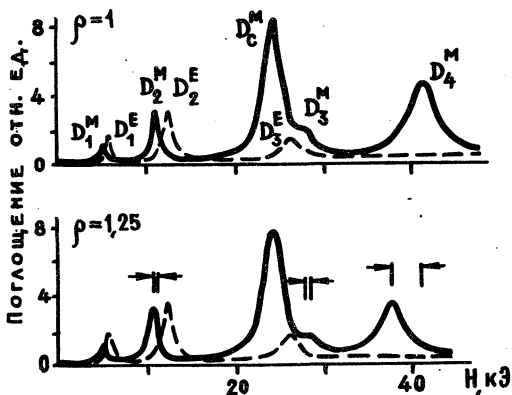
*) Линии D с четными индексами соответствуют "электронной", а с нечетными — "дырочной" круговым поляризациям, линия D_0^M — смешанной ($\sim 70\%$ "электронной" и $\sim 30\%$ "дырочной") поляризации.



Р и с. 1. Рассчитанная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости ЭДК в Ge $\tilde{\epsilon}$ от магнитного поля для "дырочной" (пунктир) и "электронной" (сплошная линия) круговых и продольной (точечная линия) поляризации при $\hbar\omega = 1,21$ мэВ и $\vec{E} \parallel [111]$

В настоящее время экспериментально обнаружены и изучены две ЭД линии - D_1^E и D_2^E и две МД линии - D_2^M и D_3^M /Гр,2/.

Как видно из (1), (7), (8), спектральное положение резонансных линий зависит от формы ЭДК. Результаты численных расчетов, пред-

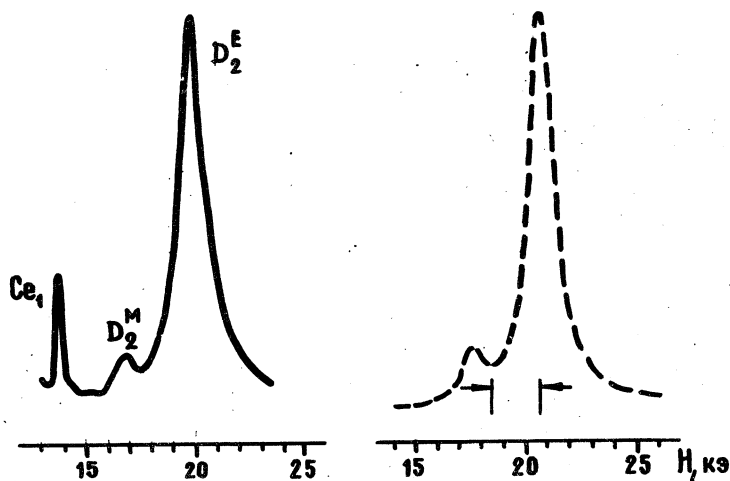


Р и с. 2. Рассчитанные для условий рис. 1 спектры МД (сплошная линия) и ЭД (пунктир) поглощения в сферических ($\rho = 1$) и сплюснутых ($\rho = 1,25$) ЭДК при линейной поляризации волны $\vec{E}^\omega, \vec{H}^\omega \perp \vec{E}$.

Стрелками показано смещение МД линий при сплющивании ЭДК.

ставленные на рис. 1,2 показывают, что МД линии заметно смещаются при изменении формы капли, в то время как для линий ЭД поглощения это смещение пренебрежимо мало. Исключением среди МД резонансов является линия D_3^M , которая расположена точно на циклотронной частоте "тяжелых" электронов (e_2) (что обусловлено наличием здесь особенностей $\tilde{\epsilon}$ на всех поляризациях), и поэтому ее положение в принципе не зависит от формы ЭДК. Природу смещения линий МД поглощения мы проиллюстрируем на примере линии D_2^M . В этом случае резонансное условие имеет вид $\tilde{\epsilon}_- + \rho^2 \tilde{\epsilon}_+ = 0$ (см. (7), (8)) и для сферической ЭДК, как видно из рис. 2, выполняется при $H \sim 10,3$ кЭ. При вытягивании ($\rho < 1$) или сплющивании ($\rho > 1$) капли это условие приводит к сдвигу резонанса соответственно в большую или меньшую поля.

Как видно из рис. 3, расчет спектрального положения линий D_2^M и D_2^E при $\hbar\omega = 2,03$ мэВ дает значительно меньшее расстояние между ними (2,2 кЭ), чем наблюдается в эксперименте (3,2 кЭ) /2/.



Р и с. 3. Измеренный /2/ (сплошная линия) и рассчитанный (пунктир) спектры МНР в ЭДК в Ge при $\hbar\omega = 2,03$ мэВ и $\vec{H} \parallel [111]$. Расчет выполнен для сплюснутой ЭДК с $\rho = 1,7$ и $r = 1,6$ мкм. Стрелками показано рассчитанное положение линий D_2^M и D_2^E для сферической ($\rho = 1$) ЭДК

Это расстояние зависит практически только от одного из используемых в расчете подгочных параметров — сплюснутости капли ρ . Наиболее согласное с экспериментом (рис. 3) наблюдается для $\rho = 1,7$. Такое сближение капли радиусом $\sim 1,5$ мкм в полях $H \sim 20$ кЭ, по-видимому, обусловлено рекомбинационным магнетизмом ЭДК и качественно соответствует результатам анализа формы ЭДК в магнитном поле /4/.

Автор признателен В. Н. Мурзину и В. Л. Кононенко за полезные обсуждения и замечания.

Поступила в редакцию
27 июня 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Гавриленко, В. Л. Кононенко, Т. С. Мандельштам, В. Н. Мурзин, Письма в ЖЭТФ 23, 701 (1976); ДАН 232, 802 (1977).
2. В. И. Гавриленко, В. Л. Кононенко, Т. С. Мандельштам, В. Н. Мурзин, С. А. Саунин, Письма в ЖЭТФ 26, вып. 2 (1977).
3. В. Л. Кононенко, В. Н. Мурзин, Письма в ЖЭТФ 24, 590 (1976); Препринт ФИАН № 54, 1977 г.
4. В. Л. Кононенко, ФТТ 19, 2010 (1977).
5. В. Л. Кононенко, ФТТ 17, 3254 (1975).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959 г.
7. G. W. Ford, J. K. Furdyna, S. A. Werner, Phys. Rev. B 12, 1452 (1975).