

О ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

В.Б.Шикин

Показано, что разогрев системы поверхностных электронов высокочастотным электромагнитным полем в условиях циклотронного резонанса позволяет контролируемым образом переводить часть электронов с глубоких отрицательных уровней на положительные квазиклассические. Наличие квазисвободных электронов, "испарившихся" с поверхностных уровней, приводит к возникновению характерных особенностей на кривой циклотронного резонанса.

Характерной чертой электродинамики двумерной системы электронов, локализованных на поверхности жидкого гелия, являются сравнительно низкие пороги для различных, нелинейных по ведущему электрическому полю E_{\parallel} , т. е. полю вдоль поверхности гелия, эффектов (см. [1]). Один из таких эффектов должен иметь место в условиях циклотронного резонанса при наличии в задаче слабого прижимающего поля E_{\perp} . Речь идет о разогреве резонансным полем E_{\parallel} системы поверхностных электронов, находящейся в магнитном поле, нормальном поверхности гелия, и переходе основной части поверхностных электронов с дискретных отрицательных энергетических уровней $\Delta_i^{(-)}$ ($\Delta_i^{(-)} - \Delta_{i\pm 1}^{(-)} \gg T$, T – температура жидкого гелия) на положительные, квазиклассические с $\Delta_i^{(+)} - \Delta_{i\pm 1}^{(+)} \ll T$. Возникающая система электронов, размазанная

над поверхностью гелия в слое толщины $\lambda \approx T_e / eE_{\perp} \gg \lambda_0$ (T_e — электронная температура, $T_e \gg T$, λ_0 — масштаб локализации электрона на основном уровне) уже не является двумерной. В частности, циклотронная частота для таких электронов не должна зависеть от угла между магнитным полем и нормалью к поверхности гелия, что имеет место для поверхностных электронов [2]. Другим отличительным свойством квазисвободных электронов является слабость их взаимодействия с гелием при достаточно низких температурах. Дело в том, что плотность газообразного гелия может быть сделана сколь угодно малой, а взаимодействие с колеблющейся поверхностью для квазисвободных электронов в значительной мере ослаблено благодаря заметному удалению их, по сравнению с поверхностными, от свободной границы гелия.

Целью данной работы является определение характерных параметров циклотронного резонанса, благоприятствующих возникновению системы квазисвободных электронов. Среди возможных предельных случаев ниже будет рассмотрена простейшая классическая ситуация, в которой плотность n_s электронов мала ($e^2 n_s^{1/2} \ll T_e$), циклотронная частота $\Omega \ll \ll T_e$, а плотность газа над поверхностью гелия мала по абсолютной величине, но еще достаточно велика для того, чтобы электронная температура формировалась, в основном, за счет столкновения электронов с атомами газообразного гелия.

В отсутствие магнитного и переменного электрического полей заселенность электронами основного поверхностного уровня глубины $\Delta \approx 8\text{K}$ определяется выражениями [1]:

$$\frac{n_s^{(1)}}{n_s} = (1 + \xi)^{-1}, \quad \xi = \chi \exp\left(-\frac{\Delta}{T}\right), \quad \chi = \frac{m^{1/2} T^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \hbar e E_{\perp}} \quad (1)$$

e , m — заряд и масса свободного электрона, T — температура, $n_s^{(1)}$, n_s — поверхностная плотность электронов на основном уровне и полная поверхностная плотность электронов. Очевидно, что основной уровень заполнен достаточно хорошо, если $\xi \ll 1$. Для температур $T \lesssim 1,0\text{K}$ и $E_{\perp} \lesssim 1 \text{ в/см}$ $\xi \approx 0,04$ и $n_s^{(1)}/n_s \approx 0,96$. Определения (1) справедливы при выполнении неравенств

$$e^2 n_s^{1/2} \ll T, \quad \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right) \gg N, \quad \chi \gg N, \quad (2)$$

где N — число отрицательных уровней в спектре поверхностных электронов при наличии слабого прижимающего поля E_{\perp}

$$2\pi\hbar N \approx \sqrt{2m} \int_0^{z^*} \left(\frac{\Delta}{z} - eE_{\perp} z\right)^{1/2} dz, \quad z^* = \left(\frac{\Lambda}{eE_{\perp}}\right)^{1/2}, \quad \Lambda = \frac{e^2(\epsilon - 1)}{4(\epsilon + 1)} \quad (2a)$$

$\epsilon - 1 = 0,06$, ϵ — диэлектрическая постоянная жидкого гелия. Для $E_{\perp} \lesssim 1 \text{ в/см}$ $N \gtrsim 10$. Что касается величины χ , то при $T \lesssim 1^\circ$ $\chi \approx 123$. Таким образом, в области $T < 1\text{K}$ и $E_{\perp} \lesssim 1 \text{ в/см}$ неравенства (2) выполнены с хорошим запасом.

Включим теперь магнитное поле, нормальное поверхности гелия, и переменное электрическое поле резонансной частоты $\omega \approx \Omega$. Пусть плотность газа над поверхностью гелия достаточно мала, так чтобы возникающий разогрев электронного газа привел к эффективной электронной температуре $T_e > \Delta$. В результате, практически все поверхностные электроны должны испариться с глубоких отрицательных уровней и перейти в квазиклассическую область энергий, там где имеется лишь слабое прижимающее поле E_{\perp} . Столкновения приповерхностных электронов с атомами газообразного гелия в слабо неоднородных условиях формирует новую электронную функцию распределения с эффективной температурой T_e , определяемой выражением [3]

$$T_e = T + \frac{e^2 E_{\parallel}^2}{6m\delta [(\omega - \Omega)^2 + \chi^2]} \quad (3)$$

E_{\parallel} , ω – амплитуда и частота переменного электрического поля, δ – средняя доля энергии, теряемая электроном при одном соударении (для столкновения с нейтральным атомом $\delta = 2m/M$, M – масса атома He_4), ν – эффективная частота столкновений электрона с атомами газообразного гелия, $\nu = \pi a^2 n v_e$, a – радиус атома He_4 , $a \approx 0,62 \text{ \AA}$, v_e – тепловая скорость электрона, $v_e^2 \approx T_e/m$, n – объемная плотность газообразного гелия. Определение T_e законно в меру выполнения неравенства $l \ll T_e/eE_{\perp}$, l – характерная длина пробега электронов. Кроме того, необходимо, чтобы повышение температуры электронного газа до значений $T_e \gg T$ не приводило к заметному разогреву газообразного гелия (в противном случае необходимо в ходе определения температуры T_e учитывать условия теплоотвода, что в принципе меняет величину объемной плотности газообразного гелия в приповерхностном слое). Нетрудно показать, что обычно используемые плотности поверхностных электронов $e^2 n_s^{1/2} \ll T$ при перегреве до $T_e \lesssim 10\text{K}$ не приводят к нагреву газообразной фазы.

В условиях возникновения электронной температуры T_e , одинаковой для всех электронов¹⁾, заселенность поверхностных уровней электронами снова описывается выражениями (1), в которых роль температуры T играет электронная температура T_e . Согласно (1) основная часть электронов находится при этом на квазиклассических уровнях, если $\xi(T_e) \gg \gg 1$. Следовательно, граничное требование, определяющее область существования слоя квазисвободных электронов, имеет вид $\xi(T_e) \gtrsim 1$ или в развернутом виде и в предложении $T_e > \Delta$.

$$\frac{m^{1/2}}{(2\pi)^2 e \hbar E_{\perp}} \left(\frac{M^{1/2} e E_{\parallel}^*}{m^{1/2} n a^2} \right)^{3/2} \approx 1 \quad (4)$$

1) В переходной области параметров, когда электроны заполняют положительные и отрицательные уровни, температуры поверхностных и квазисвободных электронов могут быть различными.

Численное значение пороговой напряженности $E_{||}^*$ из (4) при $E_{\perp} \lesssim 1$ в/см и $n \sim 10^{16}$ см⁻³ имеет масштаб $E_{||}^* \sim 10^{-8}$ ед. CGSE.

Практическая возможность перевода заметной части поверхностных электронов в условиях циклотронного резонанса на квазиклассические уровни продемонстрирована в экспериментах Эдельмана [4]. Появление квазисвободных электронов с ростом напряженности $E_{||}$ приводит в этих экспериментах к возникновению новой относительно узкой линии поглощения резонансного поля, положение которой не зависит от угла между H и нормалью к поверхности гелия. Однако, в количественном отношении результаты [4] относятся к промежуточной ситуации, когда основная часть электронов находится еще на глубоких поверхностных уровнях.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 марта 1977 г.

Литература

- [1] В.Б.Шикин, Ю.П.Монарха. Физика низких температур, 1, 957, 1975.
 - [2] T. R. Brown, C. C. Grimes. Phys. Rev. Lett., 29, 1233, 1972.
 - [3] А.В.Гуревич, А.Б.Шварцберг. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., изд. Наука, 1973, стр. 28.
 - [4] В.С.Эдельман. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 422
-