

РАСПАД СЛАБОСВЯЗАННЫХ ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПОЛЯХ

С.П.Андреев, В.А.Полунин

Найдено, что включение слабого магнитного поля параллельно электрическому существенно изменяет время жизни, концентрацию и т. д. слабосвязанных примесных состояний отрицательных ионов.

Слабосвязанные (СС) примесные состояния носителей на нейтральных атомах играют важную роль как в кинетике низкотемпературных процессов в полупроводниках и диэлектриках ¹, так и в свойствах неупорядоченных систем ². В последнее время интенсивно изучается поведение таких состояний во внешних полях (поле других примесей ², электрическое ³ и магнитное поле ⁴). Мы покажем, что в параллельных (даже очень слабых) постоянных электрическом и магнитном полях имеет место аномальное уменьшение вероятности распада отрицательного иона, обусловленное изменением спектра СС состояния. Очевидно, что такой спад вероятности распада примесных состояний должен приводить к существенному изменению кинетических параметров (времени жизни, концентрации и т. д.) систем отрицательных ионов в области низких температур.

Рассмотрим СС состояние электрона (энергия $E \simeq -\kappa_0^2/2$) в потенциале нейтрала радиуса $r_c \ll \kappa_0^{-1}$ в параллельных электрическом ϵ и магнитном H полях ($\epsilon \parallel H \parallel Oz$, ϵ и H — напряженности полей). Согласно теории ⁵ энергия основного состояния $l = m = 0$ (l и m — орбитальный момент и его проекция) задается уравнением

$$-\frac{1}{a_0} = \sqrt{2\eta} + \left(\frac{\omega^2 i}{2\pi}\right)^{1/2} \int_0^\infty \frac{dt}{t^{3/2}} \exp(-i\eta t) \left[\frac{\exp\left(-i\frac{\epsilon^2 t^3}{24}\right)}{1 - \exp(-i\omega t)} - \frac{1}{i\omega t} \right], \quad (1)$$

где a_0 — длина рассеяния, $\eta = -E + \omega/2$, ω — циклотронная частота. Внешние поля вы-

зывают сдвиг энергии на $E - \kappa_0^2/2 = \Delta(\epsilon, \omega, E)$ и появление ионизационной ширины $\Gamma_{00}(\omega, \epsilon, E)$. Найдем зависимость Γ_{00} от H в слабых полях ($\epsilon a_0^3 \ll 1, \omega \ll \kappa_0^2, a_0 > 0$), тогда $E \simeq -\kappa_0^2/2 = -a_0^{-2}/2$.

Расчет Γ_{00} в (1) проводится методом перевала, где перевальная точка $t_0 \sim \kappa_0/\epsilon$ находится на отрицательной мнимой полуоси. Из (1) получаем:

$$\Gamma_{00} = \beta(\omega, \kappa_0, \epsilon) \Gamma_{00}^\epsilon(\epsilon, \eta); \quad \beta = \frac{\omega t_0}{1 - \exp(-\omega t_0)},$$

здесь $\Gamma_{00}^\epsilon(\epsilon, \kappa_0) = \Gamma_{00}(\omega = 0)$. Параметр $\beta(\omega) \gg 1$ описывает влияние магнитного поля на распад. В предельных случаях слабого ($\omega t_0 \ll 1$) и "сильного" ($\omega t_0 \gg 1, \omega \lesssim \kappa_0^2$) магнитных полей имеем:

$$\Gamma_{00} = \Gamma_{00}^\epsilon (1 + \omega t_0/2) \exp(-\omega t_0/2); \quad (\omega t_0 \ll 1), \quad (2)$$

$$\Gamma_{00} = \Gamma_{00}^\epsilon \omega t_0 \exp(-\omega t_0/2); \quad (\omega t_0 \gg 1, \omega \ll \kappa_0^2). \quad (3)$$

Возникающая зависимость (2) – (3) ширины $\Gamma_{00}(H)$ определяется двумя механизмами. Во-первых, поднятием границы сплошного спектра в магнитном поле на $+\omega/2$, что приводит к экспоненциальному спаду $\Gamma_{00} \propto e^{-\omega t_0/2}$. Линейная же зависимость $\Gamma(H)$ обусловлена "сжатием" волновой функции электрона магнитным полем в поперечной ϵ плоскости. Например, для доноров P ($E = 1,7$ мэВ) в Si при $H = 0,2$ Т и $\epsilon = 5 \cdot 10^{-4}$ В/м, $K = \omega t_0 = 8$, и при температурах $T = 1$ К вероятность тепловой активации иона в магнитном поле мала по сравнению с ионизационной.

Физическое объяснение линейного роста $\Gamma_{00}(H)$ в магнитном поле – таково: частица, проходя в область $z \geq z_0$ (где z_0 определяется из условия $\epsilon z_0 = -\kappa_0^2/2$) набирает в электрическом поле энергию больше, чем энергия связи $E = -\kappa_0^2/2$, после чего переходит в непрерывный спектр. Поэтому интенсивность ионизации состояния определяется вероятностью нахождения частицы в области $\infty > z \geq z_0$ и для Γ_{00} имеем соотношение:

$$\Gamma_{00}/\kappa_0^2 = \int_{z \geq z_0} dV |\Psi|^2, \quad \text{где } \Psi - \text{волновая функция (ВФ). Ионизационная ширина формируется на больших } z \gg \kappa_0^{-1} \text{ расстояниях от центра. Поэтому существенное ее изменение происходит даже при очень слабой перестройке ВФ в области } (z \gtrsim z_0 \gg \kappa_0^{-1}) \text{ и при включении магнитного поля мы должны следить за отношением плотностей вероятности нахождения частицы в области } z \gtrsim z_0: |\Psi(H \neq 0)|^2 / |\Psi(H = 0)|^2 \Big|_{z=z_0}.$$

В слабом ($L \gg \kappa_0^{-1}$) магнитном поле ВФ электрона имеет вид:

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1 = C \left[\exp(-\kappa_0 r/r^{-1}) + \frac{1}{\kappa_0 L^2} \exp\left(-\kappa_0 z - \frac{\rho^2}{4L^2}\right) \right],$$

здесь $\rho_0^2 = z_0 \kappa_0^{-1} \sim t_0, \omega = L^{-2}, L$ – магнитная длина. Первое слагаемое обусловлено действием потенциала примеси, а второе – магнитного поля. В очень слабом магнитном поле $\rho_0^2/L^2 \ll 1$ (или $\omega_0 t_0 \ll 1$) основной вклад в Γ_{00} дает Ψ_0 , а Ψ_1 представляет малое возмущение: при этом $\Gamma_{00}^\epsilon = \kappa_0^2 \rho_0^2 / z_0^2 \exp(-\kappa_0 z_0)$ и $\Gamma_{00} = \Gamma_{00}^\epsilon (1 + \rho_0^2 / 2L^2)$. С точностью до коэффициентов Γ_{00} и Γ_{00}^ϵ совпадает с (2). В сильном магнитном поле: $\rho_0^2 \gg L^2 \gg \kappa_0^{-2}$ (или $t_0^{-1} \ll \omega \ll \kappa_0^{-2}$) ширина уровня определяется Ψ_1 . После интегрирования имеем: $\Gamma_{00} = \Gamma_{00}^\epsilon \rho_0^2 / L^2$, что соответствует (3). Таким образом рост $\Gamma_{00} \propto \omega$ обусловлен радиальным сжатием "хвостов" ВФ магнитным полем и следовательно возрастанием вероятности нахождения частицы в области $z \geq z_0$.

Для $l \geq 1$ и $l = m$ из-за концентрации ВФ частицы в радиальной плоскости имеет место более сильная зависимость Γ_{00} от H .

Теперь рассмотрим ионизацию магнитопримесного (МП) состояния $l = m = 0$. При $r_c \ll |a_0| \ll L, a_0 < 0$ под дном произвольной зоны Ландау ($N \geq 1$) существует квази-

связанное МП состояние с энергией $\Delta E = -a_0^2/2L^4$ и шириной $\Gamma_{00}^H \sim a_0^3 L^{-5}$, обусловленной возможностью ухода в непрерывный спектр низших зон. Включение электрического поля приводит к изменению ширины: $\Gamma_{00}^H \Rightarrow \Gamma_{00} + \Gamma_{00}^H$. Уравнение, определяющее энергию такого состояния получается аналитическим продолжением (1) в область $E > 0$, а его решение дает:

$$\Gamma_{00}^H / \Gamma_{00} \approx \epsilon L^3 \beta^0 \exp \beta^0; \quad \beta^0 \sim a_0^3 (\epsilon L^6)^{-1}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что если в области очень слабых полей $[(\epsilon L^3) \ll (a_0/L)^3]$ ширина в основном определяется процессом перехода в состояния низших зон Ландау, то при $[\epsilon \sim \tilde{\epsilon} \lesssim (a_0/L^2)^3]$ распад обусловлен уже электрическим полем. Такая же ситуация будет наблюдаться и для состояний $l \geq 1$. Для примесей Li^- , As^- в Si^6 получаем, что при $H = 6 \text{ Т}$, $\tilde{\epsilon} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ В/м}$.

Литература

1. Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А. УФН, 1980, 132, 353.
2. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. "Электронные свойства легированных полупроводников", М.: Наука, 1979, §14, 107.
3. Головинский П.А., Зон Б.А. Изв. АН СССР, 1981, 45, 2305.
4. Андреев С.П., Ткаченко С.В. ЖЭТФ, 1982, 83, 1816.
5. Андреев С.П., Карнаков Б.М., Мур В.Д., Полунина В.А. ЖЭТФ, 1984, 86, 866.
6. Андреев С.П. УФН, 1984, 143, 213.