Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 9, стр. 449 - 451 10 мая 1991 г.

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ ЛУНКИ НА ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ГЕЛИЯ

В.Шикин, П.Лейдерер[1)]

Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка
[1)] *Universität Konstanz D.7750 Germany*

Поступила в редакцию 9 апреля 1991 г.

Обсуждается вопрос о немонотонной зависимости характеристик одноэлектронных лунок на тонкой пленке гелия от толщины этой пленки. Показано, что в пределе очень тонких пленок образование одноэлектронных лунок становится энергетически невыгодным.

Задача о свойствах одноэлектронных лунок на тонкой пленке гелия относится к разряду хорошо изученных теоретически. Речь идет о первых вариационных расчетах этого образования, выполненных Монархой [1] в пределе нулевой температуры, успешным использованием подхода Фейнмана [2] к описанию поляронных состояний, позволившим ввести в задачу о лунках на тонкой пленке гелия температуру (см. работы [3,4]) изучение динамических свойств таких лунок (см. [5–7]) и т.д. Различные подходы к построению теории одноэлектронных лунок достаточно хорошо сопрягаются между собой и приводят к общему качественному выводу о том, что с уменьшением толщины пленки гелия d энергия связи W_ξ одноэлектронной лунки монотонно возрастает, причем достаточно быстро (асимптотически $W_\xi(d) \propto d^{-4}$). Развитие этой тенденции для лунок, сформированных на тонкой пленке гелия, имеющей в качестве подложки металл, приводит к пробою и уходу электрона в гелий (см. [8]).

Однако, привычное заключение о монотонном росте энергии связи лунки с уменьшением d в действительности оказывается неверным. Целью данной статьи является формулировка и доказательство утверждения о том, что в пределе $d \to 0$ формирование одноэлектронных лунок на тонкой пленке гелия становится энергетически невыгодным.

1. Для постановки задачи о существовании лунки введем ряд необходимых определений. Вариационный расчет из [1] приводит к следующим соотношениям для энергии W_ξ, длины локализации l_ξ и глубины ямки в ее центре $\xi(0)$

$$W_\xi = -\frac{F^2}{4\pi\alpha}\left(\ln\frac{1,3}{\tilde{\kappa} l_\xi} - \frac{1}{2}\right), \quad \tilde{\kappa}^2 = \frac{\rho\tilde{g}}{\alpha}, \quad \tilde{g} = \frac{3\Delta}{\rho d^4}, \tag{1}$$

$$l_\xi^2 = 4\pi\alpha\hbar^2/(mF^2), \quad \tilde{\kappa} l_\xi \ll 1, \tag{2}$$

$$\xi(0) \cong -\frac{F}{2\pi\alpha}\ln\frac{1}{\tilde{\kappa} l_\xi}. \tag{3}$$

Здесь α - поверхностное натяжение жидкого гелия, ρ - его плотность, $\tilde{g}$ - эффективное ускорение ван-дер-ваальсовского происхождения, Δ - константа Ван дер Ваальса, F - сила, прижимающая электрон к свободной поверхности пленки. В случае $d < \gamma_\infty^{-1}$, интересующем нас в дальнейшем, величина F обычно определена выражением [1–8]

$$F = \Lambda_s/d^2 \qquad \Lambda_s = \frac{e^2(\epsilon_s - 1)}{4(\epsilon_s + 1)} \tag{4}$$

здесь ϵ_s - диэлектрическая константа подложки, d - толщина пленки гелия под лункой, γ_∞^{-1} - длина на которой локализован электрон за счет взаимодействия с жидкой подложкой, $\gamma_\infty = \frac{me^2(\epsilon-1)}{4(\epsilon+1)\hbar^2}$, ϵ - диэлектрическая постоянная жидкого гелия.

Используя определения (1) - (4), нетрудно понять утверждение о монотонной зависимости W_ξ от d. В самом деле, комбинация $\tilde{\kappa} l_\xi$, входящая в аргумент логарифма из (1) с учетом F из (4), оказывается независящей от d

$$\tilde{\kappa}^2 l_\xi^2 = \frac{12\pi\Delta\hbar^2}{m\Lambda_s^2} < 1. \tag{5}$$

Поэтому энергия W_ξ отрицательна и монотонно растет с уменьшением d по закону $W_\xi \propto d^{-4}$.

Заметим теперь, что определение F (4) неточно. Оно справедливо лишь в области

$$\gamma_\infty^{-1} > d \gg \gamma_d^{-1}, \tag{6}$$

где γ_d^{-1} - длина локализации электрона над пленкой гелия под действием потенциала силы изображения подложки. В случае $d < \gamma_d^{-1}$ закон $F \propto d^{-2}$ теряет смысл и комбинация $\tilde{\kappa} l_\xi$ начинает зависеть от d. Схематически этот эффект можно смоделировать так[4)]

$$F = \frac{\Lambda_s}{(d+\gamma_d^{-1})^2}, \quad \tilde{\kappa}^2 l_\xi^2 \propto \frac{(d+\gamma_d^{-1})^4}{d^4} = \begin{cases} 1, & d\gamma_d > 1 \\ \gg 1, & d\gamma_d < 1 \end{cases} \tag{7}$$

Согласно (7), параметр $\tilde{\kappa} l_\xi$ в области $d\gamma_d < 1$ начинает расти как $\tilde{\kappa}^2 l_\xi^2 \propto d^{-4}$. В случае $\tilde{\kappa} l_\xi > 1$ энергия локализации W_ξ (1) становится положительной, что соответствует разрушению лунки.

2. Более последовательное (по сравнению с (7)) определение зависимости $F(d)$ выглядит так

$$F(d) = \frac{\partial < V >}{\partial d}, \quad < V > = -\Lambda_s \int_0^\infty \frac{f^2(z)dz}{z+d}, \tag{8}$$

где $f(z)$ -нормированное на единицу решение волнового уравнения

$$\frac{\hbar^2}{2m} f'' + \left[E + \frac{\Lambda_s}{d+z}\right] f = 0, \quad f(z)|_{0,} = 0 \tag{9}$$

отвечающее минимальной энергии E_1. Вариационное решение задачи (9) с пробной функцией

$$f_1(z) = 2\gamma_d^{3/2} z \exp(-\gamma_d z) \tag{9a}$$

приводит к уравнению относительно γ_d

$$\frac{\partial < \hat{H} >}{\partial \gamma_d} = 0, \quad < \hat{H} > = -\frac{\hbar^2}{2m}\gamma_d^2 + 4\Lambda_s d^2 e^{2d\gamma_d}\Gamma(-2, 2d\gamma_d) \tag{10}$$

[4)]Эффект насыщения в зависимости $F(d)|_{d\to 0}$впервые отмечен в работе [9]

$\Gamma(-\nu,\mu)$ - неполная гамма-функция. В пределе $d \to 0$ решение уравнения (10) дает

$$\gamma_d|_{d\to 0} = \gamma_0 = m\Lambda_s/\hbar^2. \tag{10a}$$

Анализ определений (8) - (10) показывает, что свойство насыщения силы $F(d)$, смоделированное формулой (7), остается и в более последовательном *формализме. Поэтому утверждение*

$$\tilde{\kappa} l_\xi|_{d\to 0} \longrightarrow \infty \tag{11}$$

сохраняется и, следовательно, существование лунок в области $d\gamma_0 < 1$ невозможно.

Литература

1. Монарха Ю. ФНТ, 1975, 1, 526.
2. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям М.: Москва, 1968.
3. Jackson S., Platzman P. Phys. Rev., 1981, B24, 499; Phys. Rev., 1982, B25, 4886.
4. Hipollito O., Farias G., Studart N. Surf. Sci., 1982, 113, 394.
5. Saitoh M. Surf. Sci., 1984, 142, 114.
6. Saitoh M. J. Phys. C, 1983, 16, 6983.
7. Saitoh M. Solid St. Com., 1984, 52, 63.
8. Татарский В., Шикина Н., Шикин В. ФНТ, 1984, 10, 117.
9. Paalanen M., Iye Y. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1761.