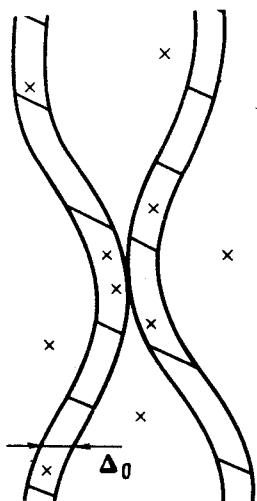


**ДЕФЕКТЫ ПОДЛОЖКИ И  
ПЕРЕХОД СОИЗМЕРИМАЯ – НЕСОИЗМЕРИМАЯ ФАЗА  
В АДСОРБИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ**

И.Ф.Люксютов

Вычислен индекс плотности солитонов вблизи точки перехода из соизмеримой в несоизмеримую фазу в адпленках в присутствии случайно расположенных точечных дефектов подложки. Этот индекс равный  $5/6$  резко отличается от индекса (равного  $1/2$ ) для случая идеальной подложки.

При степенях покрытия, близких к многослойным, адсорбированные на поверхности кристалла атомы образуют решетки, периоды которых несоизмеримы с периодами подложки<sup>1</sup>. Вблизи точки перехода из соизмеримой в несоизмеримую фазу последняя состоит из больших участков соизмеримой фазы, разделенных линейными областями нарушенной соизмеримости – доменными стенками или солитонами, которые компенсируют разность периодов пленки и подложки<sup>2</sup> (см. рисунок). Типичной экспериментальной ситуацией является адсорбат, находящийся в равновесии с газом в камере<sup>3</sup>. Для образования солитона химпотенциал  $\mu$  газа должен превысить некоторое критическое значение  $\mu_c$ .



Полосатая структура солитонов в поле точечных дефектов (крестики).  
Область солитонов заштрихована

При дальнейшем увеличении  $\mu$  (например, путем увеличения давления<sup>3</sup>) в системе появляется конечная плотность солитонов  $n$ , которая измеряется по сдвигу дифракционных рефлексов от решетки адатомов. В работе<sup>4</sup> было показано, что из-за флуктуационных смещений солитонов зависимость  $n(\mu)$  носит степенной характер  $n \propto (\mu - \mu_c)^{s'}$ , где  $s'$  (индекс плотности солитонов) равен  $1/2$ . Этот результат был подтвержден экспериментально в работах<sup>3, 5</sup>.

На подложке всегда имеется конечная концентрация точечных дефектов. Это могут быть атомы примесей, вакансии и т.д. Подвижность таких дефектов может быть крайне мала при температурах эксперимента<sup>6</sup>, т.е. они являются „замороженными“. Концентрация дефектов  $c$ , как показывает эксперимент, даже при тщательной очистке  $c \gtrsim 10^{-3}$ <sup>6</sup>. Поэтому при малых  $n$  дефекты могут играть существенную роль. Солитон является волной плотности конечной ширины  $\Delta_0$  (см. рисунок). Поэтому точечный дефект подложки будет взаимодействовать с солитоном в области размером  $\propto \Delta_0$ . Конкретная форма потенциала дефектов будет определяться взаимодействием адатомов с дефектом и формой солитона. Однако для результатов настоящей работы, в которой рассматриваются флуктуации солитона на больших расстояниях, существенно лишь то, что потенциал дефекта локализован в области шириной порядка  $\Delta_0$ . При оценках форма потенциала вообще не входит, а при анализе

влияния тепловых флуктуаций выбор определенной (гауссовой) формы потенциала диктуется удобством вычислений.

Рассмотрим влияние дефектов в простейшем случае полосатой солитонной структуры (см. рисунок). Такая структура должна возникать, например, в несоизмеримых решетках, образующихся путем сжатия соизмеримых вдоль одного из направлений подложки (подробнее см. <sup>7</sup>). Полосатая структура наблюдалась экспериментально в системе фреон-экс-фолиированный графит <sup>8</sup>. Смещение одиночного солитона в отсутствие дефектов можно описывать гамильтонианом

$$H_0 = \frac{1}{2} \int \lambda (\partial\phi/\partial x)^2 dx. \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  — упругая энергия на единицу длины солитона. Если  $T \neq 0$  средний квадрат смещений солитона  $\langle(\phi(x) - \phi(0))^2\rangle = 2T|x|/\lambda$ . При наличии „замороженных“ дефектов солитон будет флуктуационно смещаться и при  $T = 0$  из-за неоднородностей в распределении дефектов. Число  $N$  дефектов, взаимодействующих с солитоном на длине  $L$ ,  $N \sim c\Delta_0 L$ , а средняя величина флуктуации числа дефектов  $\sim \sqrt{N}$ . Если амплитуда потенциала дефектов  $v_0$ , то энергия  $W$  пиннинга солитона примесями  $W(L) \sim v_0 \sqrt{N} \sim v_0 \sqrt{c \Delta_0 L}$ . Прививая эту энергию упругой энергии деформации  $E$  солитона на длине  $L$ ,  $E \sim \lambda(\phi/L)^2 L$  получаем оценку для  $\langle(\phi(L) - \phi(0))^2\rangle \sim v_0 \lambda^{-1} (\Delta_0 c)^{1/2} L^{3/2}$ . Таким образом, флуктуации смещения за счет дефектов нарастают с  $L$  быстрее термических. Тепловые флуктуации должны ослаблять влияние дефектов, так как они будут „выбивать“ солитон из наиболее выгодной конфигурации. Анализ при  $T \neq 0$  удобно проводить в модели с гауссовой формой потенциала дефектов (что не ограничивает полученные результаты). Для этого рассмотрим возмущение  $V$  гамильтониана  $H_0$  вида (периоды решетки адатомов принимаем за 1):

$$V = \int dx \sum_{\phi_0(x)} v_0 \exp\left(-\frac{(\phi(x) - \phi_0(x))^2}{2\Delta_0^2}\right). \quad (2)$$

Здесь  $\phi_0(x)$  — координаты случайно расположенных дефектов. Запишем свободную энергию в виде ряда по  $V$  при произвольном распределении дефектов. После усреднения свободной энергии по координатам „замороженных“ дефектов первый отличный от константы член появляется во втором порядке по  $V$  и имеет вид

$$\langle v_0^2 c \Delta_0 T^{-1} \int dx \exp\left(-\frac{\phi^2(x)}{4\Delta_0^2}\right) \rangle_{H_0}. \quad (3)$$

Здесь скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по  $\phi$  с гамильтонианом  $H_0$ . Потенциал (3) линеен по  $c$ . Поправки более высоких по  $c$  порядков будут малы при условии, что  $\Delta_0 c \ll 1$ , т.е. вероятность появления двух дефектов на ширине солитона мала. Величина  $v_0^2 c \Delta_0 = W_0^2$  имеет смысл среднего квадрата энергии пиннинга. Выше, для случая  $T = 0$ , было показано, что эта величина линейно растет с размером области. Для исследования ситуации с  $T \neq 0$  произведем в (3) преобразование, аналогичное ренормгрупповому. Для этого проинтегрируем по коротковолновым фурье-компонентам поля  $\phi$  с волновыми векторами в интервале от  $q_0$  до  $q' = q_0 \xi^{-1}$  ( $q_0$  — импульс обрезания), а затем произведем изменение масштаба. При такой процедуре функциональная форма (3) не меняется, однако ренормируются величины  $W_0$  и  $\Delta_0$ . Именно:

$$W^2(\xi) = W_0^2 \xi \frac{\Delta_0}{\Delta}; \quad \Delta^2 = \Delta_0^2 + \frac{2T}{\lambda q_0} (\xi - 1). \quad (4)$$

Полученный результат совпадает с оценочными вычислениями при  $T = 0$ , если  $T \neq 0$  асимптотическое поведение  $W$  при больших  $\xi$  (т.е.  $L$ ) иное:  $W \sim L^{1/4}$ . Это означает, что

$\langle (\phi(L) - \phi(0))^2 \rangle \sim v_0 \Delta_0 c^{1/2} \lambda^{-3/4} T^{-1} L^{5/4}$  при достаточно больших  $L$ , т.е. флуктуации смещения за счет дефектов все равно сильнее термических. При наличии конечной плотности солитонов  $n$  смещения одного солитона ограничены величиной  $l = 1/n$ . Этому смещению соответствует длина  $L_c \sim l^{8/5}$ . Плотность дополнительной энергии, связанной с конечной концентрацией солитонов, есть  $\lambda(l/L_c)^2 \propto l^{-6/5}$ . В результате свободную энергию солитонной структуры можно записать как

$$F = (\mu_c - \mu)/l + A \left( \frac{v_0^8 \Delta_0^8 c^4}{T^2 \lambda} \right)^{1/5} l^{-11/5}, \quad (5)$$

где  $A$  – некоторая константа. Минимизируя (5) по  $l$ , находим зависимость  $n(\mu - \mu_c)$ :  $n \propto (\mu - \mu_c)^{5/6}$ . Выше говорилось, что в эксперименте наблюдался индекс  $1/2$ , соответствующий идеальной подложке. Это, по-видимому, связано с тем, что указанные измерения проводились довольно далеко от точки перехода, в области, где вклад во флуктуации смещения солитонов от дефектов мал по сравнению с термическим. Результаты данной работы означают, что при дальнейшем приближении интервала измерений к точке перехода индекс  $1/2$  должен смениться индексом  $5/6$ .

Автор признателен В.Л.Покровскому и М.В.Фейгельману за обсуждения.

#### Литература

1. Большов Л.А., Напарто维奇 А.П., Наумовец А.Г., Федорус А.Г. УФН, 1977, **122**, 125.
2. Bak P. Rep. Progr. Phys., 1982, **45**, 587.
3. Jaubert M., Glanchant A., Biefsait M., Boato G. Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 1679.
4. Pokrovsky V.L., Talapov A.L. Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 65.
5. Kortan A.R., Erbil A., Birgeneau R.J., Dresselhaus M.S. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1427.
6. Ведула Ю.С., Люксютов И.Ф., Наумовец А.Г., Поплавский В.В. Письма в ЖЭТФ, 1982, **36**, 73.
7. Люксютов И.Ф. ЖЭТФ, 1982, **82**, 1267.
8. Nielsen M., Kjaer K., Bohr J., Lauter H.J., Mc Tague J.P. Phys. Rev. B 1982, **26**, 5168.

Институт физики

Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию

25 июня 1983 г.