

## СКАЧОК КАПИЦЫ В ГАЗЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Ю. Каган, Г. В. Шляпников, Н. А. Глухов

Исследована проблема скачка Капицы на границе газа спин-поляризованного атомарного водорода с поверхностью жидкого гелия. Установлено, что при любых температурах ведущим является адсорбционный механизм энергетического обмена между газом и поверхностью. Оценки, основывающиеся на полученных результатах, показывают, что рост скачка Капицы с понижением температуры приводит к существенным трудностям на пути достижения области бозе-конденсации.

1. Как было установлено теоретически <sup>1, 2</sup> и экспериментально <sup>3–5</sup>, в газе спин-поляризованного атомарного водорода существует неустранимый канал распада, обусловленный трехчастичной дипольной рекомбинацией с изменением спиновой конфигурации. Этот процесс, а также явление теплового взрыва <sup>6</sup> (экспериментально тепловой взрыв наблюдался в <sup>3, 5</sup>), накладывают жесткие ограничения на достижимую плотность газа, которая реально не может превосходить  $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, проблема достижения области бозе-конденсации будет неизбежно связана с необходимостью существенного понижения температуры. Это делает принципиальным вопрос о температурном скачке Капицы на границе газ – поверхность жидкого гелия.

Для переноса энергии из газа на гелиевую поверхность характерно наличие двух каналов. Первый из них, связанный с неупругим рассеянием атомов водорода поверхностью, был рассмотрен в работе <sup>7</sup>. Однако при низких температурах роль этого канала пренебрежимо мала по сравнению с другим каналом, обусловленным сбросом энергии при захвате атомов в адсорбционную яму. В решающей степени это связано с локализованным характером волновой функции частицы в конечном состоянии во втором случае. Существенно, что это утверждение сохраняется и при предельном заполнении поверхности адсорбированными атомами.

Как следует из полученных ниже результатов, рост скачка Капицы с понижением температуры приводит к существенным трудностям на пути достижения области бозе-конденсации.

2. Рассмотрим механизм энергетического обмена между газом и поверхностью жидкого гелия, связанный с процессами адсорбции и десорбции атомов водорода, сопровождающимися соответственно испусканием и поглощением капиллярных волн – рипплон. Оператор взаимодействия атома водорода с рипплонами имеет вид

$$\hat{V} = \frac{dU(z)}{dz} \hat{\xi}(\vec{\rho}), \quad (1)$$

где  $U(z)$  – статический потенциал взаимодействия атома с гелиевой поверхностью, имеющий форму потенциальной ямы, с глубиной  $\sim 5\text{К}$ , в которой есть только один дискретный уровень с энергией связи  $\epsilon_0 \approx 1\text{К}$  (см. <sup>8</sup>),  $\mathbf{R} \equiv \{\vec{\rho}, z\}$  – радиус-вектор атома,  $z$  – его проекция на нормаль к поверхности. Оператор смещения точек поверхности в направлении оси  $z$  во вторичном квантовании может быть записан в форме

$$\hat{\xi}(\vec{\rho}) = \sum_q \left( \frac{\hbar q}{2\rho_0 \omega S} \right)^{1/2} (\hat{c}_q e^{iq\vec{\rho}} - \hat{c}_q^+ e^{-iq\vec{\rho}}). \quad (2)$$

Здесь  $c_q^+$  и  $c_q$  – операторы испускания и поглощения рипплона;

$$\omega = (\sigma/\rho_0)^{1/2} q^{3/2} \quad (3)$$

— частота рипплона,  $\rho_0$  — плотность гелия,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $S$  — площадь поверхности. Законы сохранения энергии и импульса имеют вид

$$\epsilon_k = \hbar\omega(q) + \epsilon_f - \epsilon_0, \quad (4)$$

$$k_{\parallel} = f + q \quad (5)$$

где  $k \equiv \{k_{\parallel}, k_z\}$ ,  $\epsilon_k$  и  $f, \epsilon_f$  — импульс и кинетическая энергия свободного движения атома водорода соответственно в объеме и на поверхности. Поток энергии из газа на поверхность равен:

$$J = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \frac{\hbar k_z}{m} \epsilon_k W(k, q) \times \\ \times \{ n_k(T)(1 + n_q(T_0))(1 + N_f(T_0)) - (1 + n_k(T))n_q(T_0)N_f(T_0) \}; \quad (6)$$

$$W(k, q) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle 0 \mid \frac{dU}{dz} \mid k_z \rangle \right|^2 \left( \frac{\hbar q}{2\rho_0\omega(q)} \right) \delta(\epsilon_k + \epsilon_0 - \hbar\omega(q) - \epsilon_f).$$

Здесь  $n_q, n_k$  и  $N_f$  — числа заполнения для рипплонов, атомов в объеме и в адсорбированной фазе;  $T$  — температура газа,  $T_0$  — температура поверхности,  $m$  — масса атома водорода. Матричный элемент  $\langle 0 \mid \frac{dU}{dz} \mid k_z \rangle \sim m^{1/4} \epsilon_0^{3/4} k_z^{1/2}$  берется по волновым функци-

ям свободного и связанного состояний атома в потенциале  $U(z)$ . При этом волновая функция свободного состояния нормирована на единичную плотность потока.

При определении скачка Капицы  $\Delta T = T - T_0$  на основании (6) мы должны учитывать, что в рассматриваемой задаче поверхностная плотность адсорбированных атомов (и, соответственно, химпотенциал  $\mu_s$ , входящий в определение  $N_f$ ) отличается от своего равновесного значения  $n_s(T_0)$ , отвечающего  $\Delta T = 0$ . Соотношение, связывающее  $\Delta T$  и  $\Delta n_s = n_s - n_s(T_0)$  получается из условия равенства потоков адсорбирующихся и десорбирующихся частиц. Разность этих потоков  $j$  определяется формулой (6), в которой отсутствует энергия  $\epsilon_k$  в подынтегральном выражении.

Будем считать сначала, что как объемная, так и адсорбированная фаза атомарного водорода является классическим идеальным газом. В этом случае при рассматриваемых температурах  $T \ll \epsilon_0$  в (4), (5) можно положить  $\epsilon_k = 0$  и  $k_{\parallel} = 0$ . Выполняя необходимые вычисления с учетом условия  $j = 0$  и закона дисперсии (3), при тепловыделении  $Q$  в единицу времени для скачка Капицы из (6) находим ( $\Delta T \ll T_0$ )

$$\Delta T = \frac{4\hbar k_* Q}{5n T_0 S}, \quad (7)$$

где  $k_* = C \frac{\hbar \sigma m}{(m \epsilon_0)^{3/2}}$ . Вычисление матричного элемента  $\langle 0 \mid \frac{dU}{dz} \mid k_z \rangle$  с использованием для  $U(z)$  функции Морзе, близкой к реальному потенциалу, и переходящей при больших  $z$  в функцию  $-\frac{\alpha}{z}$  ( $\alpha \approx 200 \text{ K} \cdot \text{Å}^3$ ) дает  $C \approx 2,5$  и, соответственно,  $k_* \approx 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ .

Следует обратить внимание на характер возрастания скачка Капицы с понижением температуры. Возникшая зависимость целиком определяется скоростью адсорбции атомов на поверхности<sup>9, 10</sup> (см. также более раннюю работу<sup>11</sup>).

Отметим, что при вычислении скачка Капицы с учетом только неупругого рассеяния атомов поверхностью мы приходим к выражению типа (7), содержащему дополнительный большой множитель  $(\epsilon_0 / T_0)^{3/2}$  (ср. 7).

3. При достаточно большой поверхностной плотности адсорбированных атомов мы должны учесть в законе сохранения энергии их отталкивательное взаимодействие друг с другом. Это приведет к замене  $\epsilon_0$  в (4) на меньшее значение  $\tilde{\epsilon}_0$ . Существенно, однако, что с одной стороны в силу закона дисперсии (3) вероятность адсорбции при  $\tilde{\epsilon}_0 \gg T$  практически не

зависит от значения импульса испускаемого рипплон, диктуемого величиной  $\tilde{\epsilon}_0$ . С другой стороны в подынтегральном выражении (6) существенную роль играют импульсы  $f$ , большие теплового, и это обуславливает слабую зависимость  $J$  от степени вырождения газа адсорбированных частиц. Поэтому формула (7) остается справедливой при всех температурах выше точки фазового перехода Костерлица — Таулеса для адсорбированного газа  $T_{cs}$  (как показывают оценки, при  $n \sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$  температура  $T_{cs}$  лежит в интервале  $0,1 \div 0,2 \text{ К}$ , а  $\tilde{\epsilon}_0 \geq 0,5 \text{ К}$ ).

4. При  $T_0 < T_{cs}$  элементарные возбуждения в адсорбированной фазе будут носить коллективный характер. Это обстоятельство мы учтем при рассмотрении адсорбции, используя стандартную процедуру преобразований Боголюбова. Нетрудно показать, что при этом общее выражение для потока энергии (6) сохранит свой вид с той разницей, что  $W(\mathbf{k}, q)$  при  $T_0 \ll T_{cs}$  умножится на фактор  $mc/2\hbar k$ , а в законе сохранения энергии (4) ( $\tilde{\epsilon}_0$  вместо  $\epsilon_0$ ) и в функции распределения  $N_f$  энергия  $\epsilon_f$  примет вид  $\epsilon_f = \hbar c f$ , где  $c$  — скорость звука в адсорбированном двумерном газе.

Мы ограничимся здесь предельным случаем  $T_0 = 0$ . В этом случае имеет место предельное заполнение поверхности адсорбированными атомами  $n_s = n_s(0)$ , которое определяется условием  $\mu_s(T_0 = 0) = \epsilon_0$  (см. <sup>12</sup>). (Мы отвлекаемся от рассмотренной в работе <sup>9</sup> ситуации, отвечающей неравновесному заполнению поверхности). При таких условиях частица, сбросив энергию на рипплон в результате взаимодействия с поверхностью, может оказаться в своеобразном квазистационарном состоянии. Действительно, хотя энергетически возникшее состояние должно распадаться, одночастичная волновая функция в направлении, перпендикулярном поверхности, в силу малой плотности предельного заполнения сохраняет фактически тот же локализованный характер, что и при  $n_s \rightarrow 0$ . При этом время распада возникшей многочастичной системы с вылетом медленного атома оказывается большим. Легко понять, что тогда матричный элемент перехода от гамильтониана (1) будет иметь то же значение, что и при переходе в связанное состояние, а, следовательно, сохранится и преимущество в передаче энергии по сравнению с обычным неупругим рассеянием. Это обстоятельство делает такой квазиадсорбционный канал передачи энергии доминирующим и при  $T_0 = 0$ , когда перенормированное значение энергии адсорбции  $\tilde{\epsilon}_0 \approx 0$ .

В рассматриваемом случае поток энергии  $J$  определяется только первым членом в фигурных скобках (6) с  $N_f = 0$  и  $n_q = 0$ . Учитывая, что закон сохранения энергии принимает вид

$$\epsilon_k = \hbar\omega(q) + cf \quad (8)$$

и проводя непосредственные вычисления, для скачка Капицы находим соотношение ( $\Delta T = T$ )

$$\frac{Q}{S} = \frac{15}{8} A \frac{nT^2}{\hbar k_*}; \quad T \geq T_c. \quad (9)$$

Множитель  $A$  очень слабо зависит от  $T$ , меняясь от единицы при  $T \gg T_c$  до 0,44 при  $T = T_c$  ( $T_c$  — температура бозе-конденсации). При  $T < T_c$  в правой части (9) вместо  $A$  появляется множитель  $0,44 (T/T_c)^{3/2}$ , отражающий тот факт, что адсорбироваться могут только надконденсатные частицы.

5. Найденные выражения (7) и (9) позволяют оценить скачок Капицы при произвольных значениях  $n$  и  $T_0$ . Воспользовавшись для определения  $Q$  полученными ранее значениями констант скоростей объемной и поверхностной рекомбинации (см. <sup>1-5</sup>), нетрудно убедиться, что скачок Капицы становится  $\sim T_c(n)$  при температурах заметно выше точки бозе-конденсации. Принципиальным здесь является рост поверхностной рекомбинации с уменьшением  $T_0$ . Хотя при дальнейшем понижении  $T_0$  выделяющаяся на поверхности энергия достигает предельного, не зависящего от температуры значения, из (9) следует, что при  $T_0 \rightarrow 0$  температура в газе оказывается существенно выше  $T_c(n)$ .

Как нам представляется, продвижение в область бозе-конденсации требует резкого уменьшения доли энергии рекомбинации, идущей на разогрев газа. Экспериментальная реализация таких условий может быть основана на использовании одной открытой поверхности (что может быть достигнуто за счет неоднородного магнитного поля) при размере системы в этом направлении меньше или порядка длины свободного пробега частиц. В этом случае образующиеся в процессе рекомбинации возбужденные молекулы и высокоэнергетичные атомы покидают систему через открытую поверхность, не успевая передать частицам газа свою энергию возбуждения.

#### Литература

1. Кagan Ю., Вартаньянц И.А., Шляпников Г.В. ЖЭТФ, 1981, 81, 1113.
2. Кagan Ю., Шляпников Г.В., Вартаньянц И.А., Глухов Н.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 386.
3. Sprik R., Walraven J.T.M., Silvera I.F. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 479.
4. Hess H.F., Bell D.A., Kochanski G.P., Cline R.W., Kleppner D., Greytak T.J. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 483.
5. Hess H.F., Bell D.A., Kochanski G.P., Kleppner D., Greytak T.J. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1520.
6. Kagan Y., Shlyapnikov G.V., Vartanyantz I.A., Phys. Lett., A, 1984, 101, 27.
7. Castaing B., Papoular M. J. Phys. (Paris) – Letters, 1983, 44, L-537.
8. Mantz I.B., Edwards D.O. Phys. Rev. B, 1979, 20, 4518.
9. Kagan Y., Shlyapnikov G.V. Phys. Lett. A, 1983, 95, 309.
10. Zimmerman D.S., Berlinsky A.J. Can. J. Phys. 1983, 61, 508.
11. Brenig W. Z. Phys. B, Condensed Matter, 1980, 36, 227; Boheim J., Brenig W., Stutzki J. Z. Phys. B, Condensed Matter, 1982, 48, 43.
12. Silvera I.F., Goldman V.V. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 915.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
2 августа 1984 г.