

Течение двумерного атомарного водорода по поверхности жидкого ^4He

А. И. Сафонов¹⁾, А. А. Харитонов, И. И. Лукашевич

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2005 г.

Получено экспериментальное свидетельство гидродинамического течения двумерного газа атомов водорода, адсорбированных на поверхности жидкого гелия. Наблюдаемые проявления течения согласуются с представлениями квантовой гидродинамики поверхности гелия, что дает возможность исследовать взаимодействие двумерного водорода с риплонами и поверхностными квазичастицами ^3He и, в перспективе, наблюдать сверхтекучесть двумерного бозе-газа атомов H. Результаты экспериментов по тепловому сжатию позволяют оценить характерные времена передачи продольного импульса между подсистемами водорода и связанных с поверхностью атомов ^3He ($\tau_{\text{H}3}$), а также от риплонов в подложку (τ_{R}). Значение $\tau_{\text{H}3} \sim 4 \cdot 10^{-8}$ с согласуется с вычисленным, исходя из величины U_{30} параметра среднего поля для взаимодействия атомов H с основным поверхностным состоянием ^3He . В то же время значение τ_{R} оказывается более чем на порядок короче, чем в экспериментах Манца и др., что может объясняться зависимостью скорости релаксации импульса риплонов от масштаба шероховатости подложки.

PACS: 05.30.Jp, 47.70.Fw, 67.40.Pm, 67.65.+z, 68.03.Kn

Одним из наиболее ярких примеров 2D бозе-газа является спин-поляризованный атомарный водород, адсорбированный на поверхности жидкого гелия (2D $\text{H}\downarrow$) [1]. По сравнению с ультрахолодными парами щелочных металлов в анизотропных ловушках [2] образец 2D $\text{H}\downarrow$ обладает на несколько порядков большим отношением линейных размеров ($\sim 10^7$) и состоит из гораздо большего количества атомов (вплоть до 10^{13}), что практически исключает влияние конечных размеров и конечного числа частиц. В то же время, в отличие от пленок сверхтекучего гелия толщиной в несколько атомных слоев, в которых переход в сверхтекучее состояние активно исследовался теоретически и экспериментально [3], двумерный водород остается газообразным вплоть до $T = 0$. Наблюдавшееся в настоящей работе поверхностное течение 2D $\text{H}\downarrow$ при плотности, близкой к квантовому вырождению, открывает реальную возможность обнаружения сверхтекучести в двумерном бозе-газе.

В экспериментах по тепловому сжатию [4] высокая плотность 2D $\text{H}\downarrow$ достигается на небольшом участке поверхности, охлаждаемом до температуры T_s , существенно ниже температуры T_c остальных стенок камеры. Исходная идея теплового сжатия [5, 6] подразумевает равенство локальных скоростей адсорбции и десорбции, что должно приводить к экспоненциальному росту на таком “холодном пятне” двумерной плотности σ , связанной с плотнос-

тью n в объеме камеры приблизительным соотношением $\sigma \approx n\Lambda \exp(E_a/T)$ (Λ – тепловая длина волны, $E_a = 1.14(1)$ К – энергия связи атома водорода с поверхностью изотопически чистого ^4He [7], покрывающего стенки рабочей камеры). Холодное пятно расположено перпендикулярно внешнему магнитному полю $B = 4.6$ Тл в центре плоского зеркала резонатора Фабри-Перо спектрометра ЭПР [8], что обеспечивает прямую диагностику как адсорбированной, так и объемной фаз атомарного водорода.

В эксперименте регистрировалась эволюция спектра ЭПР в процессе распада образца $\text{H}\downarrow$ в основном за счет ядерной релаксации на стенках камеры с последующей рекомбинацией в молекулы H_2 (рис.1). Одновременно измерялась суммарная мощность P , выделяющаяся в камере вследствие рекомбинации (температура камеры поддерживалась постоянной с помощью термоконтроллера). Поведение мощности $P(t) \propto |dn/dt|$ с высокой точностью описывается приближенным кинетическим уравнением

$$-\frac{dn}{dt} = K_{bbb}^{\text{eff}} n^3 + 2G_1^{\text{eff}} n, \quad (1)$$

имеющим простое аналитическое решение. При этом подгоночными параметрами являются нулевой ($n \rightarrow 0$) уровень мощности, а также эффективные кинетические константы K_{bbb}^{eff} и G_1^{eff} , описывающие, соответственно, трехчастичную рекомбинацию и ядерную релаксацию на стенках камеры. K_{bbb}^{eff} и G_1^{eff} определяются из подгонки с точностью не хуже 1%, а нулевой уровень мощности – не хуже 0.01%.

¹⁾e-mail: safonov@issph.kiae.ru

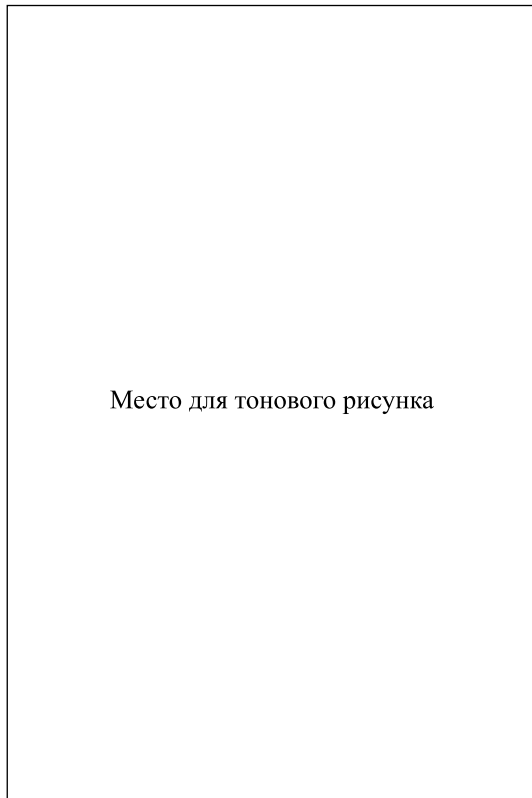


Рис.1. Вверху: Эволюция спектра ЭПР атомарного водорода при $T_c = 113$ мК и $T_s = 43$ мК и низкой мощности СВЧ. Яркостью показана амплитуда поглощения. Интенсивный сигнал в области 0.5 Гс отвечает атомам $\text{H}\downarrow$ в объеме камеры. Внизу: Эволюция рекомбинационной мощности, выделяющейся в рабочей камере. Плавная кривая – подгонка решением уравнения (1)

Можно убедиться, что (1) аппроксимирует решение точных кинетических уравнений для заселенностей двух нижних сверхтонких состояний водорода $|a\rangle$ и $|b\rangle$ вплоть до $n \simeq 10^{10} \text{ см}^{-3}$, причем при указанной плотности разница точного и приближенного решений не превышает 20% (заметим, что измеряемая мощность теряется в шумах уже при $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Сохранение экспоненциального характера распада образца вплоть до столь низких плотностей объясняется обменной рекомбинацией на холодном пятне атомов H в смешанном сверхтонком состоянии $|a\rangle$. Двумерная плотность атомов в состоянии $|b\rangle$ на пятне достаточно высока, а температура, напротив, низка, поэтому для атомов $|a\rangle$, сталкивающихся с поверхностью пятна, вероятность рекомбинации оказывается сопоставимой с вероятностью десорбции. В результате обменная рекомбинация на холодном пятне происходит настолько быстро, что распад образца лимитируется одночастичной ядерной релаксаци-

ей $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ на стенках камеры. Поэтому мы полагаем, что интегрирование (1), используя полученные из подгонки значения кинетических констант, позволяет определить объемную плотность даже далеко за пределами разрешения сигнала термоконтроллера. Приведенные ниже значения плотности в области $n \lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ получены с помощью именно такой экстраполяции.

Сигнал ЭПР $2\text{D H}\downarrow$ смещен по отношению к объемному сигналу (рис.1) на величину размагничивающего, или дипольного, поля, создаваемого друг на друга поляризованными диполями $\text{H}\downarrow$ и пропорционального их плотности, $h = -A\sigma$, $A = 1.0(1) \cdot 10^{-12} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ [9]. Именно дипольный сдвиг h наиболее точно определяется из спектра, что позволяет найти плотность двумерного водорода в центре холодного пятна. Пространственная однородность внешнего поля на поверхности плоского зеркала резонатора достаточно высока, а собственная ширина линии адсорбированных атомов мала [9], поэтому форма поверхностного сигнала отражает пространственное распределение двумерной плотности.

При высокой мощности СВЧ наблюдается нестабильность спектра ЭПР $2\text{D H}\downarrow$: форма линии трансформируется в треугольную, а максимум сигнала поглощения смещается относительно невозмущенного, то есть наблюдаемого при низкой мощности, положения (рис.2). Смещение максимума Δh соответствует

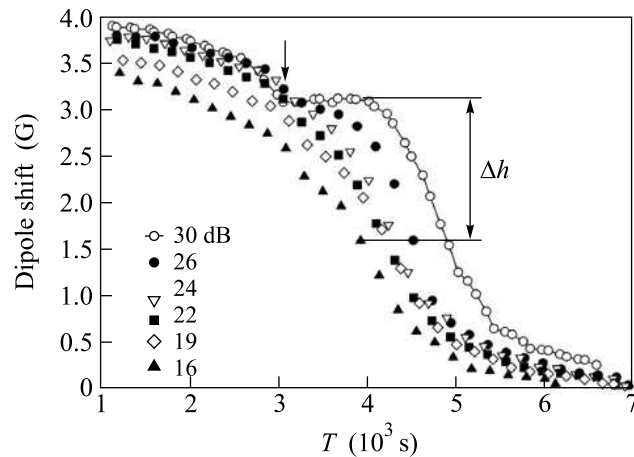


Рис.2. Эволюция плотности $2\text{D H}\downarrow$ на смеси $^3\text{He}-^4\text{He}$ в процессе распада образца при различной мощности СВЧ, выраженной в дБ, относительно уровня с амплитудой $H_1 \simeq 1.6$ мГс. Временные шкалы совмещены таким образом, чтобы все кривые $P(t)$ (ср. рис.1) совпадали и, следовательно, были одинаковыми соответствующие значения объемной плотности $n(t)$

уменьшению $\Delta\sigma$ поверхностной плотности на холодном пятне.

Ранее уже отмечалось, что перенос атомов водорода вдоль поверхности может заметно влиять на условия возникновения неустойчивости спектра ЭПР [4, 10]. Для выяснения роли двумерного течения водорода результаты экспериментов на изотопически чистом ^4He сравнивались с результатами на смеси ^3He - ^4He , содержащей небольшую, порядка 10^{12} см^{-2} , поверхностную концентрацию ^3He . Идея состоит в аналогии между течением водорода и теплопереносом по поверхности жидкого гелия, который, как известно, осуществляется гидродинамическим потоком газа риплонов [11]. В случае смеси ^3He - ^4He рассеяние риплонов на поверхностных квазичастицах ^3He вызывает торможение потока, что проявляется в снижении эффективной теплопроводности поверхности по сравнению с чистым ^4He . Таким же образом H - ^3He рассеяние должно приводить к диссипации потока двумерного водорода.

На рис.3 показано снижение поверхностной плотности водорода $\Delta\sigma$ при $T_c = 113\text{ мК}$ и $T_s = 43\text{ мК}$ на

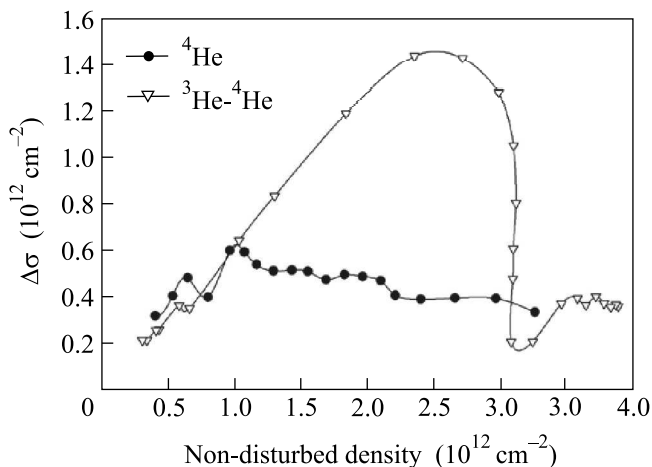


Рис.3. $\Delta\sigma$ на чистом ^4He и на смеси ^3He - ^4He при одинаковом, 19 дБ, уровне мощности (ср. рис.2). Резкое изменение $\Delta\sigma$ при $\sigma = 3.1 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$ связано с вымыванием ^3He с холодного пятна потоком водород-риплонной смеси

чистом ^4He и на смеси ^3He - ^4He вследствие неустойчивости спектра при одной и той же мощности СВЧ. График $\Delta\sigma$ для смеси четко распадается на две части: в начале распада, то есть при высокой плотности, его поведение совпадает с чистым ^4He . При низкой же плотности два графика резко отличаются – при одной и той же мощности снижение плотности $\Delta\sigma$ для смеси оказывается гораздо больше. Видно также, что временная зависимость двумерной плот-

ности $\sigma(t)$ имеет особенность в точке, отмеченной стрелкой на рис.2, где начинается указанное различие. Еще одно важное наблюдение состоит в том, что неустойчивость спектра 2D $\text{H}\downarrow$ на смеси возникает при мощности на 3(1) дБ ниже, чем на чистом ^4He .

Возвращаясь к аналогии с риплонами, напомним, что при достаточно высоком градиенте температуры (то есть градиенте давления риплонного газа) наблюдалось полное вымывание ^3He с некоторых участков поверхности [11]. Описанное выше поведение $\Delta\sigma$ можно трактовать как аналогичный эффект, вызванный рассеянием адсорбированных атомов H на поверхностных атомах ^3He . Тогда совпадение значений $\Delta\sigma$ на смеси и на чистом ^4He означает вымывание ^3He с холодного пятна. Для такого вымывания необходимо, чтобы поток водорода был направлен от центра пятна наружу. В то же время, очевидно, что в пределе низкой плотности σ поток должен быть направлен наоборот – от теплой периферии к холодному центру, поскольку именно такое направление диктуется градиентом давления риплонов. Следовательно, в определенный момент в процессе распада образца течение водорода изменяет направление. Этот момент (назовем его *точкой поворота*) представляет особый интерес благодаря отсутствию переноса частиц вдоль поверхности.

Вывод об изменении направления течения водорода качественно подтверждается поведением σ при низкой мощности, то есть в отсутствие неустойчивости спектра (рис.4). Нетрудно видеть, что при высокой плотности, когда 2D $\text{H}\downarrow$ растекается с холодно-

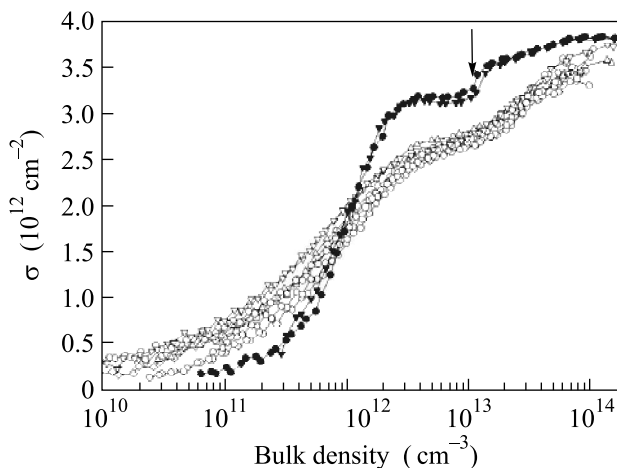


Рис.4. Эволюция плотности 2D $\text{H}\downarrow$ на чистом ^4He (светлые символы) и на смеси ^3He - ^4He (черные символы) при низкой мощности СВЧ. Разные символы соответствуют различным образцам при одинаковых условиях

го пятна, σ оказывается ниже на “гладком” чистом ^4He , чем на “шероховатой” смеси. В то же время, при низкой мощности и, соответственно, направленном к центру течения наблюдается противоположная картина. Точка поворота, очевидно, отвечает пересечению кривых $\sigma(t)$ для чистого ^4He и для смеси – в отсутствие течения влияние ^3He исчезает и поверхностная плотность в обоих случаях оказывается одинаковой.

Необходимо также подчеркнуть, что в отсутствие переноса вдоль поверхности, то есть в случае равенства скоростей адсорбции и десорбции, плотность на смеси должна быть ниже, поскольку ниже энергия адсорбции E_a [7]. Однако разница значений σ на чистом ^4He и на смеси ^3He - ^4He при высокой плотности оказывается противоположного знака, что можно рассматривать как еще одно прямое подтверждение течения двумерного водорода.

Используем представленные свидетельства поверхностного течения 2D $\text{H}\downarrow$ для оценки скоростей передачи импульса между компонентами двумерной смеси. В отсутствие ^3He скорости стационарного течения риплонов и водорода даются выражениями [10]

$$\mathbf{u}_\text{H} = -\frac{\tau_\text{R}}{\rho_\text{R}}(\nabla P + x\nabla P_\text{H}), \quad \mathbf{u}_\text{R} = -\frac{\tau_\text{R}}{\rho_\text{R}}\nabla P, \quad (2)$$

где $P = P_\text{H} + P_\text{R}$ есть полное давление и $x = (\rho_\text{R}/\rho_\text{H})(\tau_\text{HR}/\tau_\text{R})$. Назовем эффективной температурой поверхности $T_\text{eff}(\sigma, n)$ значение, при котором скорости адсорбции и десорбции равны для заданных σ и n . Введем также эффективное давление водород-риплонной смеси P_eff , вычисленное по T_eff и по измеренному значению σ . При $\mathbf{u}_\text{H} = 0$ в пределе низкой мощности СВЧ, пренебрегая рекомбинационными потерями, получим $T = T_\text{eff}$ и $P = P_\text{eff}$. С другой стороны, при $\mathbf{u}_\text{R} = 0$ имеем $\nabla P = 0$, то есть суммарное давление однородно и равно своему значению P_c на теплых стенках камеры. Последнее легко вычисляется по известной объемной плотности n и температуре камеры T_c .

На рис.4 точка поворота течения водорода $\mathbf{u}_\text{H} = 0$ (пересечение кривых для чистого He^4 и для смеси) имеет место при $\sigma = 1.7(3) \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$ и $n = 1.0(2) \cdot 10^{12}\text{см}^{-3}$, так что $T_\text{eff} = 77(1)\text{мК}$. Далее находим $P = 0.83(7)P_c$ и $P_h = 0.43(7)P_c$, что позволяет оценить $x \sim 0.4$. В то же время сравнение значения τ_R , измеренного Манцем и др. [11], и величины τ_HR , вычисленной Циммерманом и Берлинским [12], дает $x = 0.01$. Следует подчеркнуть, что численное решение уравнений переноса, приведенных в [10], также согласуется с экспериментальными данными, лишь если время τ_R оказывается значительно короче изме-

ренного Манцем и др. (в противном случае течение водорода к центру пятна в конце распада образца было бы настолько быстрым, что двумерная плотность на пятне σ оставалась бы высокой существенно дольше, чем наблюдалось в действительности). Причиной такого расхождения может быть зависимость τ_R от шероховатости поверхности подложки [13].

Знание перепада давления водород-риплонной смеси, необходимого для вымывания ^3He с холодного пятна, позволяет оценить плотность ^3He на теплых стенках рабочей камеры. При течении от центра к периферии $T_\text{eff} > T$ и, следовательно, $P_\text{eff} > P > P_c + P_3$. Поэтому разность $P_\text{eff} - P_c$ дает оценку сверху для давления $P_3 = n_3 k_B T_c$ двумерного ^3He на стенках камеры. В условиях, представленных на рис.3 и 4, вымывание ^3He с пятна происходит при $\sigma = 3.1 \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$ и $n = 1.0 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$, что соответствует $T_\text{eff} = 87\text{мК}$. Отсюда находим $P_\text{eff} - P_c \sim 1.5 \cdot 10^{-5}\text{дин/см}$ и, наконец, $n_3 \lesssim 9.5 \cdot 10^{11}\text{см}^{-2}$. При низкой плотности водорода, например в конце распада, благодаря течению риплонов к центру пятна n_3 в центре может возрасти до $\sim 6 \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$. Это ведет к уменьшению энергии адсорбции водорода E_a на $\sim 1\%$ [7] и, значит, к увеличению скорости десорбции. Соответствующее $\lesssim 10\%$ уменьшение плотности σ , однако, пренебрежимо мало по сравнению с разницей значений, наблюдаемых на чистом ^4He и на смеси ^3He - ^4He .

Отклонение температуры поверхности от невозмущенного значения в случае неустойчивости спектра ЭПР

$$\Delta T \approx \frac{f D \sigma}{2 \tau_{\text{ESR}} (\partial Q_{\text{RP}} / \partial T)} \quad (3)$$

связано с отклонением плотности соответственно на чистом ^4He и на смеси ^3He - ^4He выражениями [10]

$$m c^2 \Delta \sigma_4 \simeq - \left[\frac{S_\text{R}}{1+x} + \left(\frac{\partial P_\text{H}}{\partial T} \right)_\sigma + \frac{x \tilde{S}}{1+x} \right] \Delta T, \quad (4)$$

$$m c^2 \Delta \sigma_{\text{mix}} \simeq m c^2 \Delta \sigma_4 - \left(\frac{\tau_\text{HR}}{\tau_\text{H3}} \right) \tilde{S} \Delta T. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{S} \simeq \sigma (E_a/T) \tau_\star^2 (\tau_s \tau_\text{HR})^{-1}$, $\tau_\star = r_\star \sqrt{m/2T} \simeq 2.3 \cdot 10^{-5}\text{с}$ – характерное время распространения звука по пятну, а $r_\star \simeq 0.8\text{мм}$ – радиус холодного пятна [4, 9]. Из приведенных выражений следует, что при одинаковой мощности СВЧ $\Delta \sigma$ на смеси выше, чем на чистом ^4He , что и наблюдается в эксперименте.

При амплитуде СВЧ поля $H_1 \simeq 10^{-5}\text{Гс}$, чуть выше критической для возникновения неустойчивости,

имеем на чистом ^4He $\Delta\sigma/\sigma \simeq 0.1$. Далее находим $\Delta T \simeq 2.3\text{ мК}$ и $E_a\Delta T/T^2 \simeq 0.3$, что подтверждает справедливость линейного приближения, использованного в [10] для вывода уравнений (4) и (5). В точке поворота течения водорода ($\sigma = 1.7 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$, $T = 77\text{ мК}$, $\tau_{\text{ESR}} \simeq 1.3\text{ с}$) из уравнения (3) получаем долю рекомбинационной энергии, выделяющейся локально в месте элементарного акта, $f \simeq 0.014$, в согласии с ранее известными результатами [14]. Стоит, однако, отметить, что истинное значение f может маскироваться диффузией возбужденных молекул H_2^* в зазоре шириной $d = 0.6\text{ мм}$ и радиусом $R = 5\text{ мм}$ между плоским зеркалом резонатора и расположенной над ним каптоновой пленкой [4]. Среднее число столкновений со стенками, которое испытывают молекулы прежде чем покинуть зазор, $N \sim R^2/d^2$, сравнимо с числом столкновений $N_{1/2} \sim 150$, необходимых для потери половины энергии возбуждения [14]. Поэтому значительная доля энергии, выделяющейся при рекомбинации на холодном пятне, остается в зазоре, распределяется по ограничивающим его поверхностям. Возвращающаяся на холодное пятно часть, $r_0^2/2R^2 \sim 0.01$, сопоставима с полученным выше значением f , которое, таким образом, следует рассматривать как оценку сверху.

Отношение критических уровней мощности СВЧ, при которых возникает нестабильность спектра ЭПР 2D $\text{H}\downarrow$ на чистом ^4He и на смеси, составляет 2.0(5). Так как $\Delta\sigma$ пропорционально мощности, это отношение равно отношению соответствующих значений $\Delta\sigma$, наблюдаемых при равной мощности. В точке поворота из уравнений (4) и (5) получаем $\tau_{\text{HR}}/\tau_{\text{H3}} = 2.1(8)$ и окончательно $\tau_{\text{H3}} = 3.9(1.5) \cdot 10^{-8}\text{ с}$, в полном согласии со значением $3 \cdot 10^{-8}\text{ с}$, вычисленным по величине параметра среднего поля U_{30} для взаимодействия H и ^3He [10].

В заключение остановимся на выводе Рейнольдса и др. [15] о негативных последствиях слабой связи риплонов с фонами пленки и сравнительно высокой теплопроводности риплонов для успеха экспериментов с холодным пятном. При низкой плотности водорода результат оказывается прямо противоположным сделанному в [15] утверждению: в действительности чем слабее связь риплонов с подложкой, тем выше скорость потока риплонов к центру пятна. Следовательно, тем выше плотность водорода, увлекаемого на пятно потоком риплонов. Кроме того, слабая связь с подложкой ведет к выравниванию не температуры риплонов, а суммарного давления P . Температура же, напротив, испытывает резкий скачок на границе пятна, отражающий скачок плотности и давления водорода.

Представленные свидетельства гидродинамического течения двумерного бозе-газа атомов $\text{H}\downarrow$ открывают широкие возможности исследования взаимодействия водорода с риплонами и квазичастицами ^3He на поверхности гелия, что было продемонстрировано оценками некоторых постоянных времени передачи импульса. Дальнейшее продвижение в область квантового вырождения может потребовать комбинации теплового и магнитного сжатия двумерного водорода. Основной трудностью на этом пути представляется сохранение высокой однородности магнитного поля в области плотного 2D $\text{H}\downarrow$, необходимой для непосредственного детектирования методом ЭПР.

Авторы глубоко признательны С. А. Васильеву, Я. Ярвинену и С. Яааккола за неоценимый вклад в подготовку и проведение измерений в лаборатории им. Вихури университета г. Турку, а также за многочисленные плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, грантов ИНТАС (# 2001-0552) и Российского фонда фундаментальных исследований (# 02-02-16652-а и # 05-02-16858-а), а также Фонда Вихури.

1. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4545 (1998).
2. A. Görlitz, J. M. Vogels, A. E. Leanhardt et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 130402 (2001).
3. D. J. Bishop and J. D. Reppy, Phys. Rev. B **22**, 5171 (1980).
4. S. A. Vasilyev, A. I. Safonov, J. Järvinen et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 153002 (2002).
5. B. V. Svistunov, T. W. Hijmans, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, Phys. Rev. B **43**, 13412 (1991).
6. A. Matsubara, T. Arai, S. Hotta et al., Physica B **194-196**, 899 (1994).
7. A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, A. A. Kharitonov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3356 (2001).
8. S. A. Vasilyev, J. Järvinen, E. Tjukanoff et al., Rev. Sci. Instrum. **75**, 94 (2004).
9. S. A. Vasilyev, J. Järvinen, A. I. Safonov, and S. Jaakkola, Phys. Rev. A **69**, 023610 (2004).
10. A. I. Safonov, A. A. Kharitonov, and I. I. Lukashevich, J. Low Temp. Phys. **138**, 295 (2005).
11. I. B. Mantz, D. O. Edwards, and V. U. Nayak, Phys. Rev. Lett. **44**, 66 (1980); E **44**, 1094 (1980).
12. D. S. Zimmerman and A. J. Berlinsky, Can. J. Phys. **61**, 508 (1983).
13. А. И. Сафоно́в, С. С. Демух, А. А. Харитонов, Письма в ЖЭТФ **79**, 362 (2004).
14. S. A. Vasilyev, E. Tjukanov, M. Mertig et al., Europhys. Lett. **24**, 223 (1993).
15. M. W. Reynolds, I. D. Setija, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. B **46**, 575 (1992).