

ЭФФЕКТ КВАНТОВОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ГАЗООБРАЗНЫХ H_2 , D_2 , Ne И He ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НАД ПОВЕРХНОСТЯМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОДОРОДА, ДЕЙТЕРИЯ И НЕОНА

В. В. Завьялов, И. И. Смольянинов

Исследован фоторезонансный переход $1 \rightarrow 2$ для электронов, находящихся в газе над поверхностью диэлектрика. Продемонстрирована применимость теории квантового преломления при объяснении зависимости частоты перехода от давления газа. Результаты эксперимента свидетельствуют в пользу полученного в [2] отрицательного значения длины рассеяния электрона на молекуле водорода.

Введение

Ранее мы сообщали о первом наблюдении резонансного поглощения света при переходах $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ в спектре электронов, локализованных над поверхностью твердого водорода [1, 2]. Спектроскопия проводилась на длинах волн $\sim 79, 84$ и 108 мкм лазера на парах воды. Электронный спектр перестраивался изменением электрического поля \mathcal{E} , прижимающего электроны к поверхности. Схема экспериментальной установки и процедура измерений подробно описаны в работе [2]. Свойства подобных электронных систем освещены в обзоре [3].

Существенный результат работы [2] — обнаружение зависимости частот переходов в электронном спектре от давления паров водорода. Эту зависимость можно объяснить эффектом квантового преломления [4], если приписать длину рассеяния электрона на молекуле водорода $L = -1,4 \text{ \AA}$, что по величине и знаку отличается от общепринятого значения $+0,672 \text{ \AA}$ [5]. Различие знаков является принципиальным, ибо, будучи подтвержденным, оно имело бы далеко идущие последствия. Действительно, отрицательный знак длины рассеяния означал бы, что зависимость сечения рассеяния $e \rightarrow H_2$ от энергии имеет рамзауэровский минимум и что в пределе нулевой энергии столкновения электрон эффективно притягивается к молекуле водорода.

Анализ имеющихся литературных источников (например, [5, 6]) показал, что общепринятая величина L получена экстраполяцией высокотемпературных (по сравнению с энергией вращательного кванта молекулы) экспериментальных и расчетных данных и, по нашему мнению, не может считаться абсолютно достоверной.

Для выяснения вопроса мы провели дополнительные эксперименты, результаты которых изложены в последующих разделах данной статьи. Прежде всего было экспериментально проверено, что в пределах точности измерений результаты работы [2] не зависят от соотношения орто- и параводорода, контролируемого по давлению паров в тройной точке. Далее, все описанные в [2] измерения были повторены на электронах, локализованных над поверхностью твердого дейтерия и неона. Кроме этого, был измерен сдвиг резонансной частоты ν_{12} для электронов, локализованных над твердым водородом и дейтерием при дополнительном напуске в систему газообразного гелия. В случае с дейтерием полученные данные, пересчитанные в рамках принятой нами модели из простейших соображений подобия, хорошо согласуются с результатами в опытах с водородом и

позволяют утверждать, что длины рассеяния электрона на молекулах водорода и дейтерия в пределах экспериментальной погрешности совпадают между собой. Определенные из эксперимента по той же методике длины рассеяния электрона на атомах неона и гелия оказались с точностью измерений совпадающими с общепринятыми значениями. Это говорит в пользу полученного нами отрицательного значения длины рассеяния электрона на молекулах водорода и дейтерия. И наконец, измеренные зависимости ширины линии фоторезонанса от плотности газа дают дополнительную информацию, подтверждающую модель.

Уровни энергии для электрона в газе над поверхностью диэлектрика

Потенциальную энергию электрона, находящегося в газе над поверхностью твердого диэлектрика, можно записать в виде

$$\varphi = U(z) + e\mathcal{E}z + \sum_i u(\bar{r} - \bar{R}_i), \quad (1)$$

где ось z направлена по нормали от поверхности, а $r - \bar{R}_i$ — координата i -той молекулы газа относительно электрона.

Первый и основной по величине член в (1) описывает при $z > 0$ электростатическое притяжение электрона к диэлектрику и на расстояниях, больших по сравнению с периодом кристаллической решетки диэлектрика, имеет вид кулоновского потенциала. При $z < 0$ $U(z)$ представляет собой барьер, препятствующий проникновению электрона в диэлектрик. В качестве простейшего приближения для φ можно принять

$$\varphi^0 = U^0(z) = -\frac{Qe^2}{z} \equiv -\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{4\varepsilon_1(\varepsilon + \varepsilon_1)} \frac{e^2}{z} \quad \text{при } z > 0, \quad (2)$$

$$\varphi^0 = \infty \quad \text{при } z \leq 0,$$

где e — элементарный заряд, ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, ε_1 — диэлектрическая проницаемость окружающего электрон газа. В эксперименте, когда плотность молекул газа $n < 10^{20}$ см⁻³, мы полагаем $\varepsilon_1 = 1$ и не учитываем диэлектрического вклада газа (с ошибкой $< 1\%$) в энергию электронных состояний. В то же время оказывается необходимым учитывать температурную поправку к ε , связанную с тепловым расширением диэлектрика. На рис. 1 показано относительное изменение молярного объема v водорода, дейтерия и неона, находящихся в твердой фазе, в зависимости от плотности их насыщенного пара [8, 9]. Из соотношения Клаузиуса — Мосотти $\Delta Q/Q = -\Delta v/v$. Решение уравнения Шредингера с потенциалом φ^0 дает, как известно, следующие значения для уровней энергии:

$$E_i^0 = -\frac{Q^2 e^2}{2a_0 i^2} + \frac{p_i^2}{2m}, \quad i=1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

где $a_0 = \hbar^2/mc^2 = 0,529$ Å — боровский радиус, а второе слагаемое соответствует свободному движению электрона вдоль поверхности. В этом же приближении среднее расстояние электрона от поверхности составляет

$$\langle z_i^0 \rangle = \frac{3}{2} \frac{a_0}{Q} i^2. \quad (4)$$

Второй член в формуле (1) учитывает внешнее (необходимое в эксперименте) прижимающее электрическое поле \mathcal{E} , нормальное к поверхности. В первом порядке теории возмущений это поле дает добавку $e\mathcal{E}\langle z_i^0 \rangle$ к энергии i -го уровня. В условиях нашего эксперимента такой расчет по

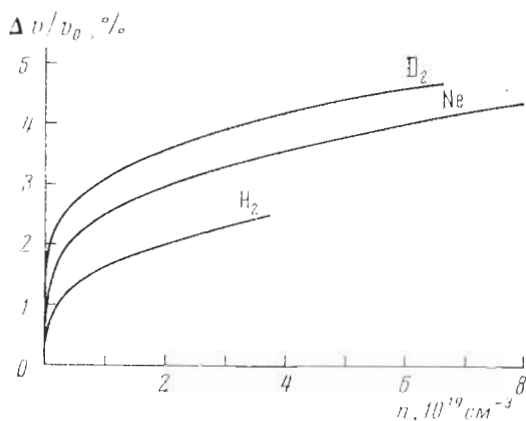


Рис. 1. Относительное изменение молярного объема v твердой фазы водорода, неона и дейтерия, пересчитанное в зависимости от плотности соответствующей равновесной газовой фазы

всегда оказывается достаточным, поэтому при обработке экспериментальных результатов уравнение Шредингера с потенциалом $\Phi^0 + e\mathcal{E}z$ решалось численно.

Третий член в формуле (4) описывает эффект квантового преломления для электрона в газе и записан через псевдопотенциал Ферми:

$$u(\bar{r} - \bar{R}_z) = 2\lambda a_0 e^2 L \delta(\bar{r} - \bar{R}_z), \quad (5)$$

в котором L — длина рассеяния электрона на молекуле, равная взятой с обратным знаком действительной части амплитуды s -рассеяния. При этом предполагается, что поля соседних атомов газа не перекрываются и приходящийся на одну молекулу газа объем $n^{-1} \gg [L]^3$, что в нашем случае заведомо выполняется. Решение уравнения Шредингера с учетом потенциала (5), просуммированное по всем молекулам газа, дает после континуального усреднения не зависящую от номера уровня поправку к энергии электронного состояния, пропорциональную плотности газа:

$$E_{\Phi} = 2\lambda a_0 L e^2 n. \quad (6)$$

Для правомерности такого усреднения необходимо, как указал Ферми [10], чтобы внутри куба, стороны которого равны дебройлевской волне оптического электрона, содержалось много атомов газа. Для нашего эксперимента, когда эффективная скорость электрона, совершающего квантовые осцилляции в основном или первом возбужденном состоянии, на порядок превышает его среднюю тепловую скорость, это условие можно записать в виде

$$\langle z_i \rangle^3 \gg n^{-1}. \quad (7)$$

Поскольку поправка (6) одинакова для всех уровней, она не должна проявляться при наблюдении спектроскопических переходов. Тем не менее, учитывая, что $\langle z_2^0 \rangle = 4\langle z_1^0 \rangle$, возможен такой интервал плотностей газа, когда условие (7) оказывается несправедливым для основного состояния, оставаясь в то же время в силе для возбужденного состояния электрона. Возникающая таким образом зависимость частоты резонансного перехода от плотности газа впервые наблюдалась для высоковозбужденных (ридберговских) атомов.

В результате в данной модели при определении резонансной частоты перехода ν_{12} как функции поля \mathcal{E} и плотности газа n переменные разделяются и

$$\nu_{12}(\mathcal{E}, n) = \frac{E_2(\mathcal{E}) - E_1(\mathcal{E})}{2\pi\hbar} + \frac{a_0 L e^2}{\hbar} n. \quad (8)$$

Спектроскопия электронной системы над поверхностью твердых дейтерия и неона

Процедура измерений подробно описана в [2]. Способ выращивания образцов твердого дейтерия и неона аналогичен использованному при выращивании кристаллического водорода. После кристаллизации из жидкой фазы температуру образца стабилизировали вблизи тройной точки на время порядка полутора часов. Параметры тройной точки приведены для справок в таблице.

Заряд над поверхностью дейтерия создавали обычным способом: на нижний электрод экспериментальной камеры подавали удерживающий потенциал $\sim 1-1,5$ кВ и однократно с помощью вольфрамового термоэммитера на поверхность образца наносили электроны. Кристаллический дейтерий с содержащимися над его поверхностью свободными электронами можно было медленно охлаждать или нагревать без существенного изменения свободного заряда.

Создать таким же способом слой свободных электронов над поверхностью твердого неона не удавалось. Из-за большой массы и малого сечения атомов неона электроны, испущенные из термоэммитера, не успевали термализоваться на своем пути к поверхности и образовывали на ней связанный заряд. Однако оказалось, что при малом давлении газа и большом потенциале нижнего электрода на краях камеры вблизи периферийного участка поверхности неона можно было задержать газовой разряд; при этом на поверхности появлялись свободные электроны. В отличие от дейтерия и водорода время жизни свободного заряда на поверхности неона было небольшим (1-2 мин), однако достаточным для проведения измерений. Как и в предыдущих экспериментах, наличие на поверхности связанного заряда контролировалось по записи сигнала с датчика радиочастотной подвижности электронов. Опыты, в которых обнаруживался связанный заряд, отбраковывались.

Мы измеряли для различных давлений газовой фазы напряженность прижимающего поля \mathcal{E} , при которой частота $\nu_{12}(\mathcal{E}, n)$ фоторезонанса совпадала с одной из частот излучения H_2O -лазера. Результаты измерений для дейтерия и неона представлены на рис. 2. Как и в опытах с водородом, производная $d\nu_{12}/d\mathcal{E}$, а следовательно и разность

$$\langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle = \frac{2\pi\hbar}{e} \frac{d\nu_{12}}{d\mathcal{E}},$$

оказались не зависящими от давления, что подтверждает нечувствительность фермиевской добавки к изменению приповерхностного потенциала

	H_2	D_2	Ne	Примечание
P_0 , мм. рт. ст.	54,0	128,5	324	Параметры в тройной точке
T_0 , К	14,0	18,7	24,6	
Q_0	$3,13 \cdot 10^{-2}$	$3,48 \cdot 10^{-2}$	$2,43 \cdot 10^{-2}$	Расчетные значения ($T=T_0$)
$\langle z_1 \rangle^0$, А	25,3	22,8	32,7	
$\langle z_2 \rangle^0$, А	101,3	91,3	130,6	
$\langle z_2 \rangle^0 - \langle z_1 \rangle^0$, А	76,0	68,5	98,0	
$\nu_{12}^0(0,0)$, ТГц	2,43	2,99	1,46	Экспериментальные значения
$\langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle$, А	$71 \pm 2^*$	61 ± 2	90 ± 3	
$\nu_{12}(0,0)$, ТГц	$3,68 \pm 0,07$	$4,01 \pm 0,07$	$2,18 \pm 0,05$	
L , А	$-1,4 \pm 0,2$	$-1,4 \pm 0,2$	$+0,1 \pm 0,04$	
L^0 , А	$\pm 0,67$	-	$+0,13$	Литературные данные [5, 7]

* Численный расчет с учетом квадратичных по ν поправок.

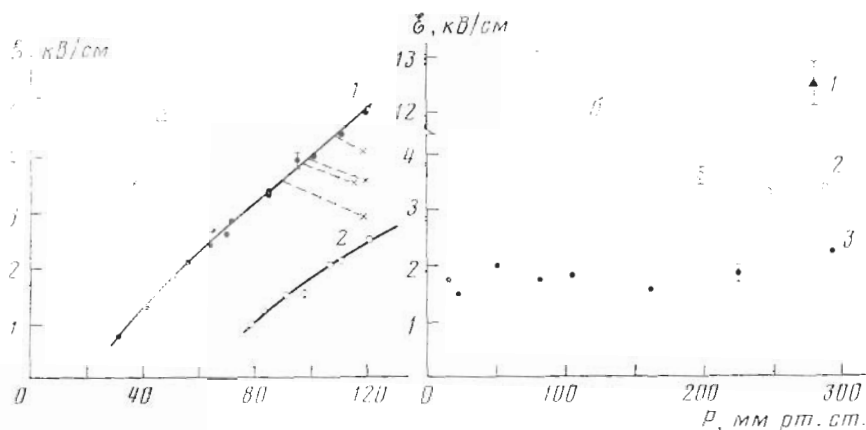


Рис. 2. Зависимость величины прижимающего поля E от давления газообразных дейтерия (а) и неона (б) в условиях фоторезонанса электронов, локализованных над поверхностью твердого дейтерия или неона, при различных длинах волны зондирующего H_2O -лазера: а) $\lambda = 79 \mu\text{м}$ (1) и $84 \mu\text{м}$ (2); б) $\lambda = 84 \mu\text{м}$ (1), $108 \mu\text{м}$ (2) и $119 \mu\text{м}$ (3). Крестиками обозначены экспериментальные точки при дополнительном напуске в систему газообразного гелия (см. текст)

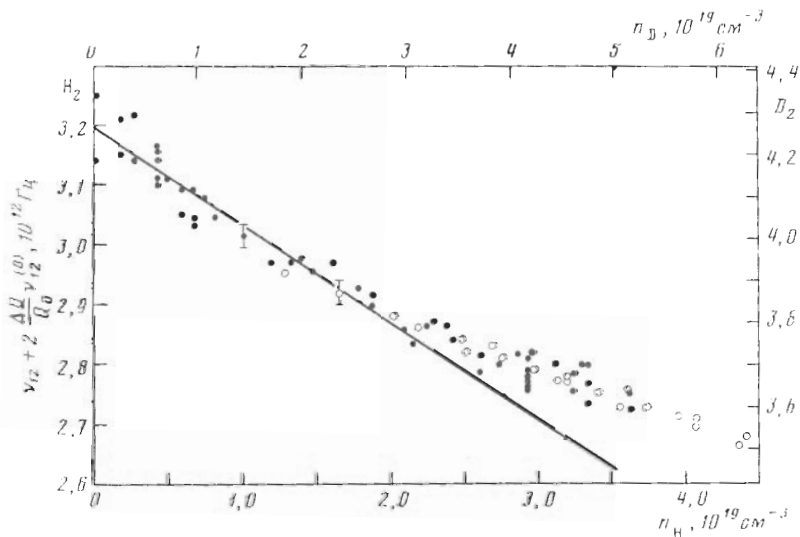


Рис. 3. Сдвиг частоты фоторезонанса для электронов, локализованных над поверхностью твердой фазы, в зависимости от плотности газовой фазы для водорода (●, левая и нижняя шкалы) и дейтерия (○, правая и верхняя шкалы)

$U(z) + e\mathcal{E}z$ и позволяет по экспериментальным данным построить пересчитанную к $\mathcal{E} = 0$ зависимость $\nu_{12}(0, n)$.

Для дейтерия зависимость $\nu_{12}(0, n)$ показана на рис. 3, где для сравнения представлены и результаты измерений, выполненных в системе электронов над твердым водородом. Соотношение масштабов шкал на рисунке выбрано из простых соображений подобия в рамках принятой нами модели. Действительно, диапазон изменения плотности газа n в опыте таков, что, по условию (7), электрон в возбужденном состоянии получает добавку (6) к энергии из-за эффекта кваптового преломления. В то же время для электрона в основном состоянии этот эффект практически отсутствует лишь при больших n . Естественно предположить, что сдвиг частоты i -го уровня во всей области изменения n можно записать с помощью некоторой

функции $f_i(\langle z_i \rangle n^{\nu})$, равной единице при выполнении условия (7) и эффективно образом описывающей «выключение» эффекта квантового преломления при уменьшении n . Учитывая далее пропорциональность соответствующих экспериментальных и расчетных величин для дейтерия и водорода

$$(\langle z_2^D \rangle - \langle z_1^D \rangle) / (\langle z_2^H \rangle - \langle z_1^H \rangle) \approx \langle z_2^D \rangle / \langle z_1^H \rangle = Q^H / Q^D = \gamma,$$

можно выразить вносимую эффектом квантового преломления поправку к частоте фоторезонанса в виде

$$\Delta \nu_{12}^D(0, n) = \frac{\hbar L^D n}{m} [f_2(\langle z_2^D \rangle n^{\nu}) - f_1(\langle z_1^D \rangle n^{\nu})] = \frac{L^D}{L^H} \gamma^{-3} \Delta \nu_{12}^H(\gamma^3 n). \quad (9)$$

Таким образом, зависимости $\nu_{12}(0, n)$ для водорода и дейтерия должны быть подобными, если и масштаб частот и масштаб плотностей для дейтерия умножить на γ^3 . Из рис. 3 видно, что в исследованном диапазоне плотностей наклоны зависимостей $\nu_{12}(0, n)$ для водорода и дейтерия совпадают, что подтверждает ожидаемое равенство дашн рассеяния электрона на молекулах этих изотопов и свидетельствует в пользу используемой модели.

В эксперименте с электронами, локализованными над поверхностью твердого неона (см. рис. 2), в пределах погрешности измерений не удалось обнаружить зависимости частоты фоторезонанса от давления паров неона. Этот факт хорошо согласуется с малостью известного значения длины рассеяния электрона на атоме неона: $L = +0,13 \text{ \AA}$ [7].

Определенные из эксперимента величины $\langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle$, $\nu_{12}(0, 0)$ и L для водорода, дейтерия и неона приведены в таблице. Для сравнения также приведены значения для $\langle z_2^0 \rangle - \langle z_1^0 \rangle$ и $\nu_{12}^0(0, 0)$, рассчитанные в приближении простейшего потенциала (2). Различие экспериментальных и расчетных результатов связано с идеализацией использованного потенциала U^0 и может служить для его уточнения. Однако интересующий нас эффект квантового преломления не требует в первом приближении знания точного вида приповерхностного потенциала, и единственным существенным параметром электронной системы, определяющим степень включения эффекта, является лишь величина $\langle z_i \rangle$.

Ширина линии фоторезонанса и подвижность электронов

Независимым источником сведений о величине сечения рассеяния электрона на молекулах пара являются результаты измерений ширины линии фоторезонансных переходов и двумерной радиочастотной подвижности электронов над поверхностью диэлектрика. Напомним, что сечение рассеяния электрона на молекуле в пределе нулевой скорости столкновения выражается через соответствующую длину рассеяния по формуле

$$\sigma = 4\pi L^2. \quad (10)$$

На рис. 4 представлены результаты наших измерений ширины линии перехода $1 \rightarrow 2$ в электронных системах над поверхностями водорода, дейтерия и неона в зависимости от плотности соответствующей газовой фазы. По оси ординат отложено пересчитанное к частотам расстояние между экстремумами производной линии резонанса, умноженное на $3^{3/2}$, что соответствует ширине $\delta \nu_{12}$ линии на полувысоте в расчете на ее лоренцев профиль. При вымерзании газовой фазы ширина фоторезонансной линии во всех трех системах практически совпадает и определяется, по-видимому, неоднородностью электрического поля в экспериментальной камере.

В [11] было продемонстрировано хорошее согласие теории и эксперимента на примере зависимости $\delta \nu_{12}$ от n в электронной системе над поверхностью жидкого гелия. Для газовой составляющей ширины линии фо-

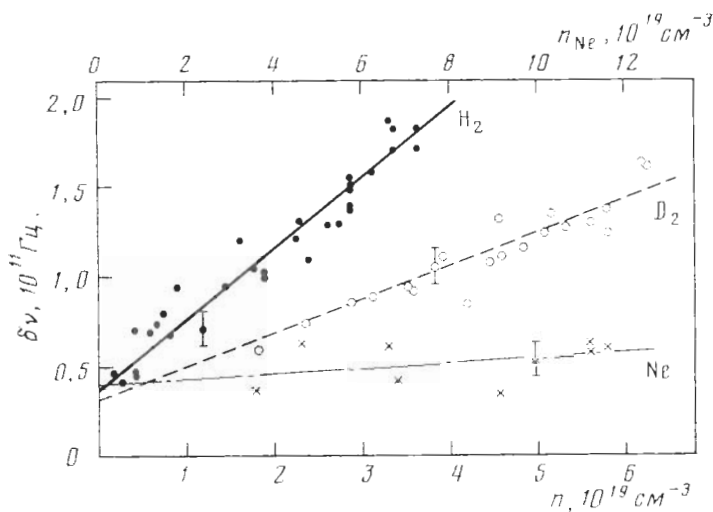


Рис. 4. Зависимость ширины линии фоторезонанса от плотности равновесной газовой фазы для электронов над поверхностями твердых водорода, дейтерия и неона (плотность неона дана на верхней шкале)

горезонансного перехода 1→2 в ней было получено выражение

$$\delta\nu_{12} = \frac{\hbar\sigma n}{4m} \int_0^\infty dz [\psi_1^4 + \psi_2^4 - \psi_1^2\psi_2^2]. \quad (11)$$

Используя волновые функции ψ_i первых двух состояний, полученные из уравнения Шредингера с потенциалом (2), имеем

$$\delta\nu_{12} = 0,118e^2 Q \sigma n / \hbar. \quad (12)$$

В электронной системе над поверхностью неона с точностью измерений мы не обнаружили зависимости $\delta\nu_{12}$ от давления пара, что хорошо согласуется с малостью сечения рассеяния электрона на атоме неона. Неожиданным явилось отличие приблизительно в двое наклонов зависимостей $\delta\nu_{12}(n)$ для водорода и дейтерия. Если воспользоваться формулой (12) и вычислить $(\sigma/4\pi)^{1/2}$, то для водорода и дейтерия соответственно получим $2,0 \pm 0,2$ и $1,3 \pm 0,2$ Å. Мы попытались уточнить вид волновых функций электрона, учитывая конечность потенциального барьера на поверхности диэлектрика и необходимость эффективного обрезания кулоновского потенциала изображения на близком от поверхности расстоянии. В широком диапазоне подготовочных параметров величина интеграла в формуле (11) с хорошей точностью определяется значением частоты $\nu_{12}(0, 0)$. Используя в качестве последней экспериментально полученные величины, имеем для $(\sigma/4\pi)^{1/2}$ уточненные значения: для водорода $1,8 \pm 0,2$ Å и для дейтерия $1,2 \pm 0,2$ Å. Возможной причиной этого различия может быть сильная зависимость от энергии для сечения рассеяния электрона на молекулах водорода и дейтерия из-за рамзауэровского минимума. Действительно, $\delta\nu_{12}(n)$ для водорода и дейтерия измерялась вблизи температур тройных точек этих веществ, различающихся примерно в 1,3 раза. В дейтерия, находящемся при более высокой температуре, сечение рассеяния меньше, чем в водороде, что естественно, если рамзауэровский минимум для этих газов расположен при энергии >2 мэВ. Напомним, что для существования рамзауэровского минимума длина рассеяния электрона на молекуле должна быть отрицательной.

Величина сечения рассеяния электрона на молекуле может быть оценена также по двумерной радиочастотной подвижности μ электронов, локализованных над поверхностью диэлектрика. В этой связи отметим работы [12, 13], в которых в широком интервале температур была измерена подвижность электронов над поверхностью твердого водорода, и в частности было показано, что в интересующем нас температурном интервале 10–14 К μ определяется лишь столкновениями электронов с молекулами пара.

Учитывая, что большая часть электронов находится в основном состоянии, и используя при нахождении волновой функции этого состояния потенциал (2), можно записать [3]

$$\mu = \frac{e}{\pi \hbar \sigma n} \left(\int dz \psi_1^4 \right)^{-1} = \frac{8e a_0}{3\pi \hbar \sigma n Q}. \quad (13)$$

Если воспользоваться данными из работы [12] для μ , измеренной вблизи тройной точки, то из (13) для величины $(\sigma/4\pi)^{1/2}$ получим оценку $\sim 0,9$ Å. По экспериментальным данным более поздней работы [14] аналогичная оценка дает 1,1 Å. Эти значения достаточно близки к полученным нами из измерений ширины линий фоторезонанса.

Использованный нами для контроля состояния электронной системы радиочастотный датчик [2] позволил измерить подвижность электронов над поверхностями твердого водорода и дейтерия по методике, аналогичной описанной в работе [13]. Наклон зависимости сигнала с датчика от потенциала нижнего электрода экспериментальной камеры (на начальном линейном участке зависимости) пропорционален μ . Абсолютной калибровки прибора мы не проводили. Полученные данные представлены на рис. 5. Для того чтобы выделить характер зависимости от плотности газовой фазы, по оси ординат отложена величина, пропорциональная μ^{-1} . Сразу отметим, что в сравнении с измерением ширины линии фоторезонанса, отличающимся локальностью исследуемого участка поверхности, измерение μ носит более качественный характер. Действительно, в последнем случае необходимо обеспечить хорошее качество поверхности и однородность прижимающего поля на всей площади фазового раздела, а также дополнительно учесть неравномерность толщины твердой фазы в камере. Тем не менее можно отметить, что полученные из данных на рис. 5 отношение величин $(\sigma/4\pi)^{1/2}$ для водорода и дейтерия оказывается того же порядка, что и вычисленное по ширине линий фоторезонанса.

Сдвиг частоты фоторезонанса газообразным гелием

Если принятая нами модель верна, то появление над поверхностью диэлектрика газообразного гелия должно вызвать сдвиг частот, противоположный тому, который наблюдался нами при увеличении давления водорода и дейтерия. Длина рассеяния электрона на атоме гелия ($L = +0,63$ Å [7]) хорошо известна и достаточно велика, чтобы проверить теорию количественно.

Мы измерили сдвиг частоты резонансного перехода $1 \rightarrow 2$ для электронов над поверхностью твердых водорода и дейтерия при напуске в экспериментальную камеру газообразного гелия. Эксперимент проводился следующим образом. Образец из твердого водорода или дейтерия охлаждали до давления паров в несколько мм. рт. ст. и его температуру стабилизировали. Затем напускали гелий до заданного давления, существенно превышающего давление собственных паров водорода или дейтерия в камере. Далее образец медленно отогревали и расплавили, при этом принесенная гелием в камеру пыль уходила (топуста) с поверхности. После вторичной кристал-

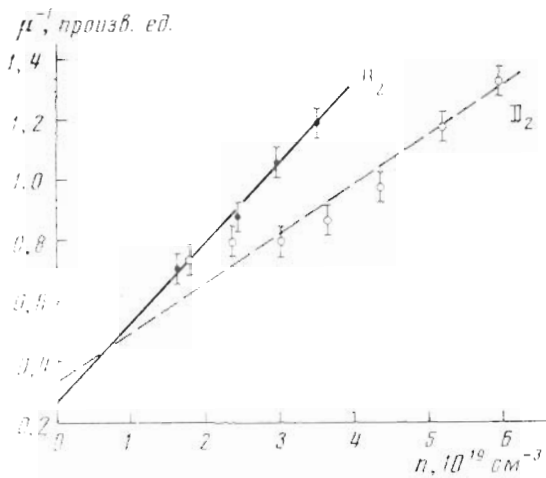


Рис. 5. Двумерная подвижность μ электронов, локализованных над поверхностью твердого водорода или дейтерия, в зависимости от плотности равновесной газовой фазы

низации образец медленно охлаждали до рабочей температуры и проводили измерения по обычной схеме.

Результаты измерений представлены на рис. 2, а и б, экспериментальные точки для фоторезонанса в присутствии гелия изображены крестиками. Штриховые прямые соединяют эти точки с резонансными значениями прижимающего поля в отсутствие гелия при том же парциальном давлении водорода или дейтерия и, таким образом, показывают собственно гелиевый вклад в эффект.

На рис. 7 показано смещение $\Delta\nu_{12}$ частоты перехода $1 \rightarrow 2$ в функции плотности атомов гелия. Изображенная на рисунке прямая соответствует ожидаемой из формулы (8) зависимости, рассчитанной по известной длине рассеяния электрона на атоме гелия. Согласие экспериментальных и расчетных данных можно считать хорошим.

Отметим, что мы проводили эксперимент при температурах достаточно высоких, чтобы на поверхности образца не образовался слой адсорбированного гелия, который, как можно показать, приводит к эффекту обратного знака — понижению частоты фоторезонанса. В нашем случае этот эффект не виден и наклон зависимости $\Delta\nu_{12}(n)$ в опытах с водородом и дейтерием, выполненных при различных температурах, один и тот же. Адсорбция гелия на поверхности твердого водорода, как показано в экспериментальной работе [14], начинается лишь при температурах, меньших 5 К.

Для сравнения на рис. 7 показаны также зависимости $\Delta\nu_{12}(n)$ для электронов над поверхностями неона и водорода как функция плотности молекул их паров. Для неона штриховой линией также указана расчетная зависимость, построенная по известной длине рассеяния электрона на атоме неона. Во всех приведенных на рис. 3 и 7 экспериментальных данных учтена поправка, учитывающая температурную зависимость диэлектрической константы твердой фазы (в работе [1] эта поправка не учитывалась)

В работах [15, 16] были измерены частоты переходов для электронов, локализованных над поверхностями жидких He^4 и He^3 . О наблюдении зависимости частот переходов от давления паров гелия, однако, не сообщалось. Этот факт неудивителен. Как обсуждалось выше, сдвиг частот может наблюдаться лишь в некотором диапазоне плотностей n газовой фазы, в котором эффект квантового преломления «включен» лишь для одного из

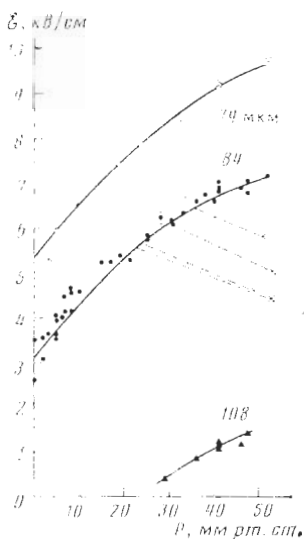


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость величины прижимающего поля \mathcal{E} от давления газообразного водорода в условиях фоторезонанса локализованных над поверхностью твердого водорода электронов с излучением H_2O -лазера. Крестиками обозначены экспериментальные точки, полученные при дополнительном напуске в систему газообразного гелия (см. текст)

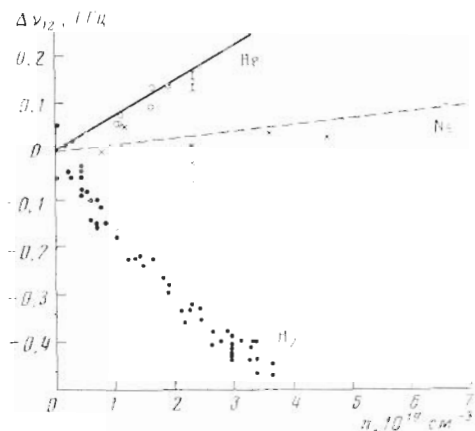


Рис. 7

Рис. 7. Экспериментальные и расчетные зависимости сдвига частоты электронного фоторезонанса от плотности газа: гелия, неона и водорода

участвующих в переходе квантовых уровней. Для He^4 известно, что $\langle z_1^0 \rangle = 114 \text{ \AA}$ [3], и для перехода $1 \rightarrow 2$, пользуясь условием (7) для каждого из уровней, получаем $1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \leq n \leq 6,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что выполняется в интервале температур $0,7\text{--}0,9 \text{ К}$. Таким образом, диапазон плотностей, в котором можно наблюдать эффект квантового преломления в гелии, на два порядка меньше, чем в случае твердого водорода. При этом в соответствии с условием (7) и формулой (8) максимальная величина сдвига частоты фоторезонанса в He^4 не превышает 5 ГГц . Аналогичная оценка для He^3 ($\langle z_1^0 \rangle = 150 \text{ \AA}$) дает 2 ГГц . Эти величины достаточно малы, и их обнаружение требует специально поставленного опыта.

Заключение

Совокупность полученных экспериментальных данных говорит в пользу того, что длина рассеяния электрона на молекулах водорода и дейтерия отрицательна. Водород и дейтерий в твердой и жидкой фазах являются, таким образом, новым примером диэлектриков, имеющих положительный для электронов барьер на поверхности, в то время как длина рассеяния электрона на отдельной молекуле отрицательна. До сих пор единственным подобным примером был твердый аргон, для которого $V_0 = +0,3 \pm 0,1 \text{ эВ}$ в твердом состоянии [17] и $V_0 = -0,2 \pm 0,02 \text{ эВ}$ в жидком состоянии, в то время как $L = -0,90 \text{ \AA}$ [7].

Литература

1. Завьялов В. В., Смольянинов П. П. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 142
2. Завьялов В. В., Смольянинов П. П. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 339.
3. Эдельман В. С. // УФН. 1980. Т. 130. С. 675.
4. Башкин Е. П. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1868.
5. Crompton R. W., Morrison M. A. // Phys. Rev. A. 1982. V. 26. P. 3695.
6. Чен Ш., Таксо М. // УФН. 1958. Т. 66. С. 391.
7. O'Malley T. F. // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 1020.

8. N. B. S. Technical note 641, USA, 1973.
9. *Batchelder D. N., Losec D. L., Simmons R.* // Phys. Rev. 1967. V. 162. P. 767.
10. *Ферми Э.* // Научные труды. М.: Наука, 1971. Т. 1. С. 618.
11. *Ando T.* // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. P. 765.
12. *Троizinский А. М., Володин А. П., Хайкин М. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 421.
13. *Троizinский А. М., Хайкин М. С.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 398.
14. *Cieslikowski D., Dahm A. J., Leiderer P.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1751.
15. *Grimes C. C., Brown T. R., Burns M. L., Zipfel C. L.* // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. P. 140.
16. *Володин А. П., Эдельман В. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 668.
17. *Jortner J., Gaathon A.* // Can. J. Chem. 1977. V. 55. P. 1801.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12.IV.1987

QUANTUM REFRACTION IN GASEOUS H₂, D₂, Ne AND He FOR ELECTRONS LOCATED ON THE SURFACE OF CRYSTALLINE HYDROGEN, DEUTERIUM AND NEON

V. V. Zavyalov, I. I. Smolyaninov

The photoresonant 1→2 transition for electrons in a gas located above the surface of a dielectric is investigated. The applicability of the theory of quantum refraction to explain the dependence of the transition frequency on the gas pressure is demonstrated. The experimental results confirm the result obtained in [2] regarding the negative value of the electron scattering length for the hydrogen molecule.