

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОТОРЕЗОНАНСА ЭЛЕКТРОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ВОДОРОДА

В. В. Завьялов, И. И. Смольянинов

Описан эксперимент по наблюдению фоторезонансных переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ в спектре электронов, локализованных над поверхностью твердого водорода. Обнаружена сильная зависимость частот переходов в спектре от давления газовой фазы водорода, которую можно считать проявлением эффекта «квантового преломления» (multiple scattering). Объяснение этой зависимости с помощью существующей теории дает длину рассеяния электрона на молекуле водорода, отличающуюся от общепринятого значения. В пределе нулевой плотности молекул водорода в газе измеренная частота перехода $1 \rightarrow 2$ оказалась равной $3,15 \pm \pm 0,05$ ТГц, откуда получена оценка высоты потенциального барьера для электронов на поверхности твердого водорода $3,5 \pm 0,3$ эВ.

Состояния электронов над поверхностью диэлектрика достаточно хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически, лишь для случая жидкого гелия [1]. В простейшей модели потенциал φ взаимодействия электрона с поверхностью диэлектрика определяется силами электростатического изображения и внешним (необходимым в эксперименте) прижимающим электрическим полем \mathcal{E} , нормальным поверхности:

$$\varphi(z) = -\frac{e^2(\varepsilon-1)}{4z(\varepsilon+1)} + e\mathcal{E}z \equiv -\frac{Qe^2}{z} + e\mathcal{E}z \quad \text{при } z > 0, \quad (1)$$

$$\varphi(z) = V_0 \quad \text{при } z \leq 0,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, e — элементарный заряд, а ось z направлена по нормали от поверхности. Решение уравнения Шредингера с таким потенциалом при $V_0 \rightarrow \infty$ дает энергетический спектр электронов:

$$E_n = -\frac{Q^2 m e^4}{2\hbar^2 n^2} + e\mathcal{E} \langle z_n \rangle + \frac{p_{\parallel}^2}{2m}. \quad (2)$$

Первый член в этом выражении — точное решение при $\mathcal{E} = 0$. Второй член является поправкой к спектру в первом порядке теории возмущений от ненулевого прижимающего поля. Среднее расстояние электрона до поверхности на n -м энергетическом уровне $\langle z_n \rangle = 3n^2 \hbar^2 / (2me^2 Q)$. Последний член в формуле соответствует свободному движению электрона вдоль поверхности.

Подобные электронные состояния могут существовать и над поверхностями других диэлектриков, а не только гелия. Действительно, в работах [2, 3] сообщалось о наблюдении двумерной проводимости и была измерена подвижность электронов на поверхности жидкого водорода, твердого водорода и твердого неона. Однако прямое спектроскопическое наблюдение дискретного электронного спектра над поверхностью диэлектрика до сих пор было проведено только для гелия.

Спектр электронов над поверхностью водорода особенно интересен в связи с выдвинутой Хайкиным идеей о возможности существования массивных отрицательных ионов водорода в межзвездной среде [4].

Нам удалось наблюдать резонансное поглощение света, соответствующее переходам $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ в спектре электронов, локализованных над

поверхностью твердого водорода. Спектроскопия проводилась с помощью лазера на парах воды на длинах волн 79; 84,3 и 107,7 мкм. Электронный спектр перестраивался изменением поля \mathcal{E} , прижимающего электроны к поверхности.

Как и ожидалось, отличие частот переходов от величин, вычисленных по простейшей модели, для водорода оказалось существенно бóльшим, чем для гелия. Кроме того, оказалось, что энергия уровней существенно об-

разом зависит от давления газообразного водорода. Эту зависимость можно качественно объяснить эффектом «квантового преломления» (multiple scattering) [5, 6], который в подобных двумерных электронных системах ранее не наблюдался.

Конструкция экспериментальной установки

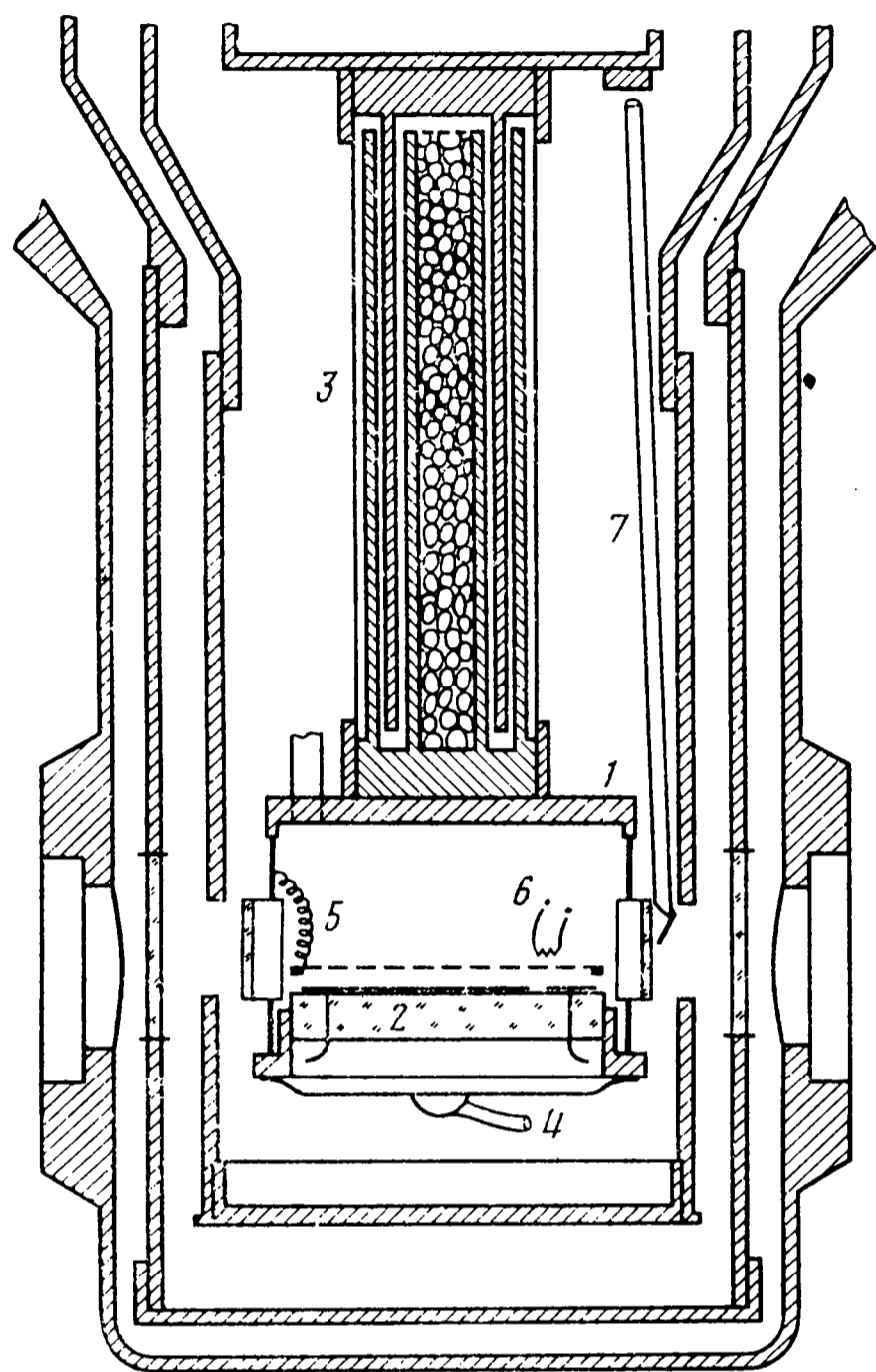


Рис. 1. Схема оптического криостата

жжена от его внешних теплых стенок двумя медными экранами, соединенными соответственно с азотной и гелиевой ваннами криостата.

Оптические окна камеры вырезаны из монокристаллического кварца в виде дисков диаметром 11 мм и толщиной 0,5 мм. Составом stycast-1266 диски вакуумно плотно вклеены в тонкостенные ($\sim 0,1$ мм) цилиндрические оправки, впаянные в стенки камеры. В качестве холодных окон на азотном экране использован монокристаллический сапфир толщиной 2 мм. Теплые вакуумные окна изготовлены из монокристаллического кварца толщиной 1 мм.

Крышка камеры прикреплена к гелиевой ванне криостата через автоматический тепловой ключ 3 (рис. 1), который состоит из трех медных коаксиальных цилиндров, заключенных в тонкостенную герметичную оболочку из нержавеющей стали. Зазор между цилиндрами 0,75 мм, площадь теплообмена 21 см². Внутренняя полость ключа содержит цеолит марки СаХ. Ключ заполнен теплообменным газом (водородом) до давления в несколько мм рт. ст. при комнатной температуре. При охлаждении камеры до температуры, близкой к температуре тройной точки водорода, теплообменный газ в ключе вымерзает и ключ размыкается. Последующий теплоотвод от камеры к гелиевой ванне происходит лишь от дна камеры по медному хладопроводу 4 (рис. 1) длиной 20 см и сечением 2,2 мм². Регулировка температуры камеры производится намотанным на оправку дна камеры нагревателем из константановой проволоки.

Для экспериментов мы использовали водород технической чистоты,

очищенный охлажденным до температуры жидкого азота угольным адсорбером и хранящийся в металлическом бустерном объеме емкостью 6 л. Бустерный объем соединен с криостатом металлической сильфонной трубкой, давление в которой измеряется сильфонным вакуумметром МАС-31 с точностью ± 1 мм рт. ст. Внутрь криостата водород подается по тонкостенной трубке из нержавеющей стали, имеющей по пути хороший тепловой контакт с азотной ванной криостата. После кристаллизации водорода в камере газовый поток в этой трубке становится достаточно малым, что позволяет пренебречь перепадом давления на ее концах.

Для создания однородного электрического поля, прижимающего электроны к поверхности водорода, на расстоянии 2,3 мм от сапфирового дна камеры расположен верхний электрод 5 (рис. 1). Он электрически соединен с камерой и находится при нулевом потенциале. Второй, нижний электрод, нанесен на сапфир методом вакуумного напыления алюминия. Через вклеенные в сапфир два токовода на нижний электрод подается высоковольтный потенциал, который можно менять в диапазоне 0—4 кВ.

Для проведения измерений модуляционным методом потенциал нижнего электрода модулируется на малую глубину с частотой 8 КГц. Сигнал модуляции поступает на электрод через разделительный трансформатор.

Из геометрии опыта необходимо, чтобы верхний электрод был прозрачным для лазерного излучения, зондирующего поверхность кристаллического водорода. Поэтому он выполнен в виде сетки с периодом 0,5 мм из параллельных, натянутых на кольцевую оправку медных проволочек диаметром 50 мкм. Как показал расчет, неоднородность поля на половине расстояния между электродами (т. е. там, где находится поверхность водорода) не превосходит 0,1%. Диаметр электродов составляет 30 мм, и он достаточно велик, чтобы пренебречь краевыми полями в центральном, зондируемом лазерным излучением, участке поверхности водорода.

Для напуска электронов на поверхность водорода используется вольфрамовый термоэмиттер 6 (см. рис. 1) из проволоки диаметром 10 мкм и длиной 2 мм. Он расположен непосредственно над верхним сетчатым электродом в стороне от зондирующего лазерного излучения. Импульсный (длительностью $\sim 0,1$ с) разогрев эмиттера производится от генератора импульсов с ручным однократным запуском.

Спектроскопия электронов, локализованных над поверхностью водорода, проводилась с помощью газоразрядного лазера на парах воды на следующих длинах волн: 78,4; 79,1; 118,6 мкм (H_2O) и 84,3; 107,7 мкм (D_2O). Для каждого из рабочих тел лазера (H_2O или D_2O), меняя длину лазерного резонатора, можно настроиться на генерацию либо одной, либо одновременно нескольких из указанных выше линий. Для получения от лазера линейно поляризованного излучения в его резонатор помещена горизонтально натянутая медная нить толщиной 20 мкм. Подбирая состав газовой смеси ($\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2 + \text{He}$ или $\text{D}_2\text{O} + \text{D}_2 + \text{He}$), удалось снизить шумовую компоненту в излучении лазера до 0,05%. Лазерное излучение можно модулировать на звуковой частоте с глубиной модуляции, регулируемой от 5 до 0,01%, модулируя разрядный ток. Это позволило калибровать чувствительность измерительной схемы. Конструкция, характеристики и методы контроля излучения используемого лазера подробно описаны в работах [7, 8].

Фокусировка и отклонение зондирующего лазерного излучения производится двумя полиэтиленовыми линзами: осевой, с фокусным расстоянием 29 см, и внеосевой, с фокусным расстоянием 10 см. Отсутствие заметной дисперсии полиэтилена в рабочем диапазоне длин волн делает эту систему ахроматической и позволяет работать на любой из длин волн лазера без дополнительной подъюстировки. После отражения от поверхности водорода излучение попадает в металлический лучевод 7 (см. рис. 1), направляющий его на фотоприемник Ge:V, приклеенный на медную стенку гелиевой ванны криостата. Сигнал с фотоприемника через истоковый

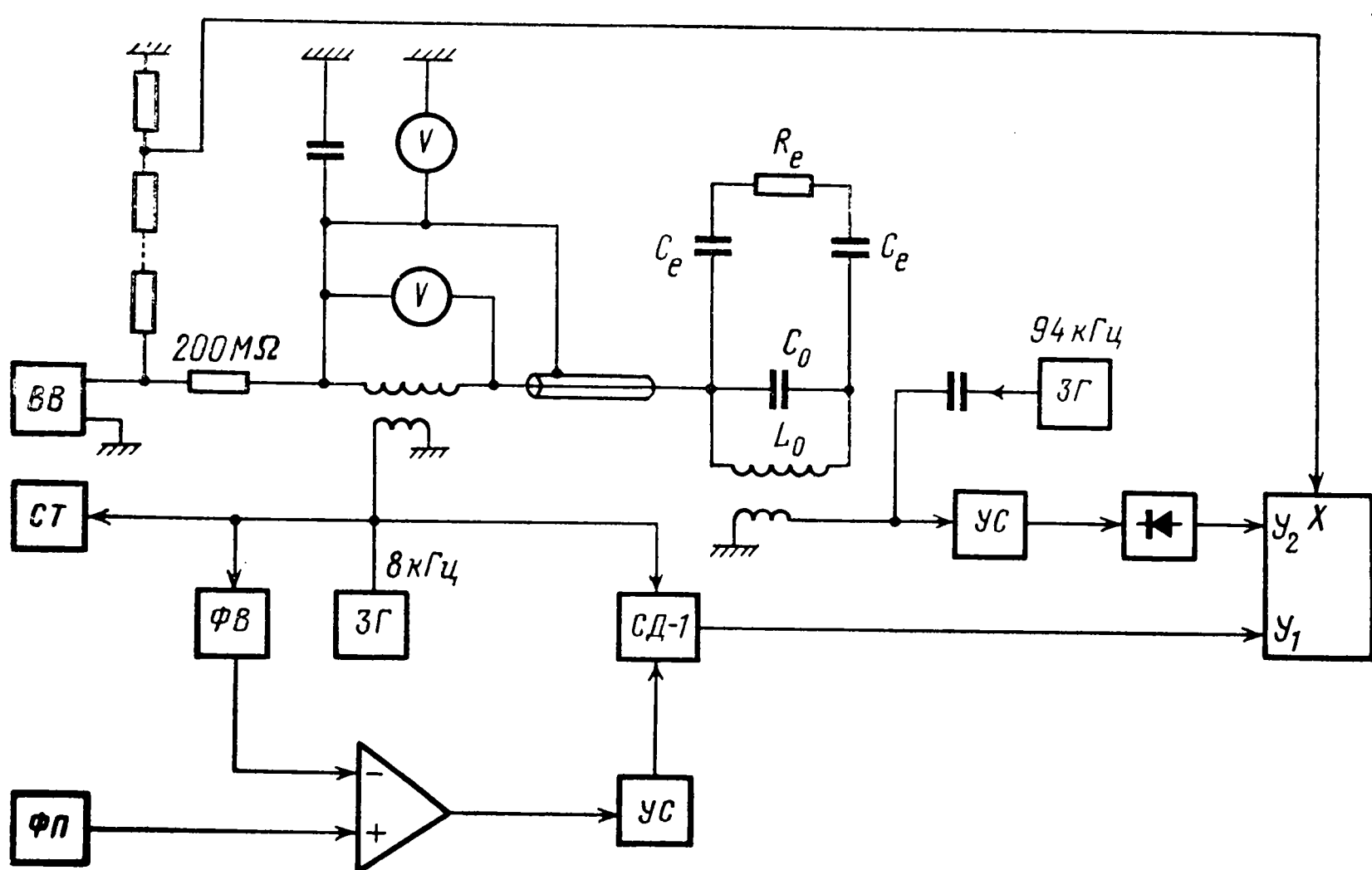


Рис. 2

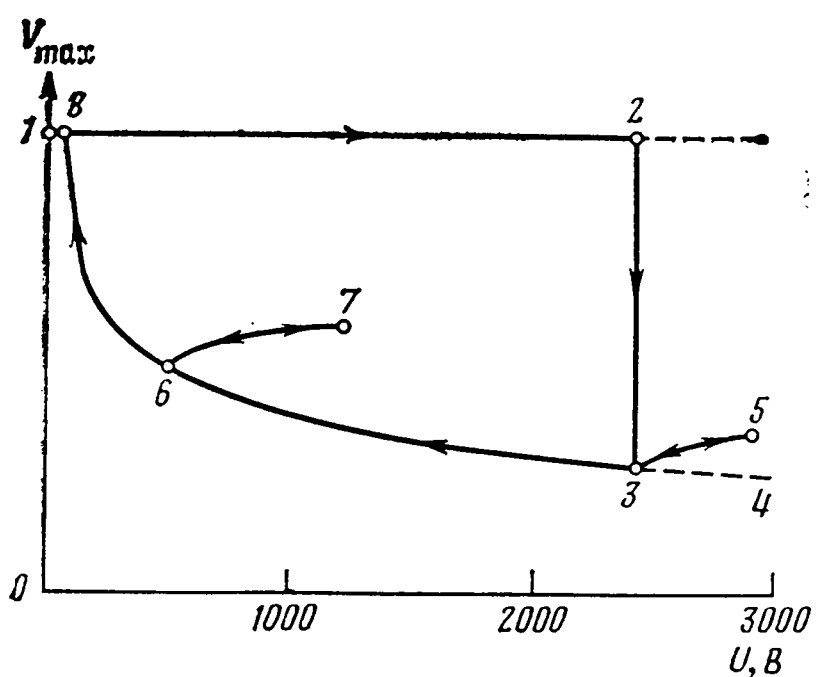


Рис. 3

Рис. 2. Блок-схема измерений: ВВ — источник напряжения, ЗГ — генератор низкой частоты, УС — селективный усилитель У2-8, СД — синхронный детектор, ФП — фотоприемник, ФВ — фазовращатель, СТ — стабилизатор тока лазера

Рис. 3. Пример записи сигнала с датчика электронов при сканировании потенциала нижнего электрода камеры. Предельная кривая 4—3—6—8 соответствует необратимому уходу электронов с поверхности кристалла водорода. Участки 3—5 и 6—7 соответствуют обратимому перераспределению электронов на поверхности

повторитель и схему компенсации сигнала наводки проходит на узкополосный усилитель и детектируется синхронным детектором СД-1 с постоянной времени 1 с (рис. 2).

В качестве опорного сигнала для синхронного детектора используется напряжение синусоидальной модуляции на частоте 8 кГц электрического поля, прижимающего электроны к поверхности водорода. Выходное напряжение с синхродетектора подается на Y-вход двухкоординатного двухперьевого самописца. На X-вход самописца подается постоянная составляющая сигнала от высокоомного делителя потенциала нижнего электрода камеры.

Настройка всей схемы и ее калибровка производится при включении модуляции излучения лазера синфазно с модуляцией потенциала нижнего электрода.

Для того чтобы иметь информацию о наличии электронов над поверхностью водорода, нижний электрод камеры был разделен на две неравные части зазором с шириной 0,5 мм, проходящим по хорде на расстоянии 10 мм от центра электрода. Образованные таким образом два сегментных электрода были подсоединены параллельно к сверхпроводящему LC-контуре.

Присутствие свободных электронов над поверхностью водорода вблизи зазора приводит, вообще говоря, как к сдвигу резонансной частоты контура, так и к уменьшению его добротности. На электрической схеме используемого нами датчика электронов (рис. 2) поверхностные электроны

учтены цепочкой: C_e, R_e, C_e . При данной геометрии опыта и характерных в эксперименте плотностях поверхностных электронов оценки дают $C_e \sim 1$ пФ, $R_e \sim 1$ МОм. Нагруженная добротность контура определяется выражением

$$Q_e = [Q_0^{-1} + \omega_0 C_e^2 R_e / C_0 (4 + \omega_0^2 C_e^2 R_e^2)]^{-1}, \quad (3)$$

где Q_0 и ω_0 — добротность и частота контура в отсутствие поверхностных электронов. Из этого выражения видно, что наибольшая чувствительность схемы достигается при $\omega_0 C_e R_e \approx 2$, и тем выше, чем больше C_e / C_0 . Исходя из этого была выбрана рабочая частота ~ 100 кГц. Резонансный контур помещен в объеме с жидким гелием и окружен сверхпроводящим свинцовым экраном. Индуктивность контура L_0 выполнена из 660 витков ниобиевого провода, намотанного бескаркасным способом. Контур находится под потенциалом прижимающего поля, поэтому ниобиевая катушка изолирована тефлоновой прокладкой, на которую намотаны пять витков медного провода катушки связи. В качестве емкости C_0 использован слюдяной конденсатор емкостью 270 пФ. Измеренная по ширине линии резонанса добротность контура оказалась $Q_0 \approx 1000$, а собственная частота $\nu_0 = 94$ кГц. Через емкость $C_1 = 620$ пФ на контур подается входной сигнал от генератора ГЗ-102. Выходной сигнал с катушки связи усиливается в узкой полосе, детектируется и подается на второй Y-вход самописца. В типичных условиях эксперимента амплитуда колебаний в контуре составляет $\sim 0,5$ В. При этом амплитуда электрического радиочастотного поля, действующего на поверхностные электроны, не превышает 2 В/см. Было проверено, что это поле не сказывается на результатах описываемого спектроскопического эксперимента даже при увеличении напряжения на контуре в 30 раз.

В качестве примера на рис. 3 приведена запись сигнала с датчика в зависимости от изменяемого в процессе опыта потенциала нижнего электрода камеры. Последовательность изменений указана стрелками. В отсутствие свободных зарядов на поверхности сигнал не зависит от U (участок 1—2). В момент напуска электронов из термоэммиттера сигнал падает (участок 2—3), что говорит о появлении свободных электронов на поверхности. Предельная кривая 4—3 — 6—8 соответствует условию полной экранировки статического поля над поверхностью кристалла (вдали от нее) зарядом с плотностью

$$\sigma = -\varepsilon U / 4\pi h, \quad (4)$$

где h — толщина кристалла водорода, а ε — его диэлектрическая проницаемость. Движение по этой кривой в сторону меньшего U приводит к необратимому уходу «лишних» свободных электронов с поверхности.

На участках 3—5 и 6—7 движение является обратимым по U , а заряд поверхности — постоянным. Зависимость сигнала от U на этих участках объясняется обратимым перераспределением заряда по поверхности и тем больше выражена, чем ближе к краю дна камеры расположен чувствительный зазор датчика. Для каждой из кривых типа 6—7 мы полагали плотность поверхностного заряда в центре равной величине, вычисленной по формуле (4) для U в точке излома (в точке 6).

Ход эксперимента

Водород кристаллизовался из жидкой фазы при отводе тепла от дна экспериментальной камеры и выключенном нагревателе. (Тройная точка нормального водорода — $P = 54$ мм рт. ст., $T = 14,0$ К.) За время порядка 15 мин граница между твердой и жидкой фазами поднималась до поверхности жидкой фазы и образовывала зеркальную поверхность с сохранением формы мениска. Твердый водород был оптически прозрачным и состоял, по-видимому, из нескольких кристаллитов. При дальнейшем охлаждении, когда давление насыщенных паров снижалось до 40 мм рт. ст. (что

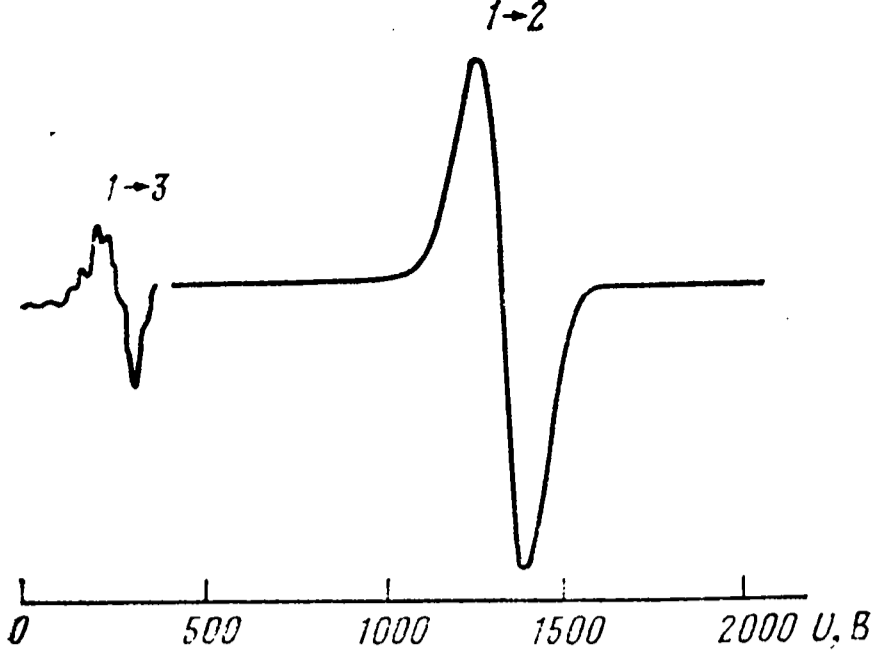


Рис. 4

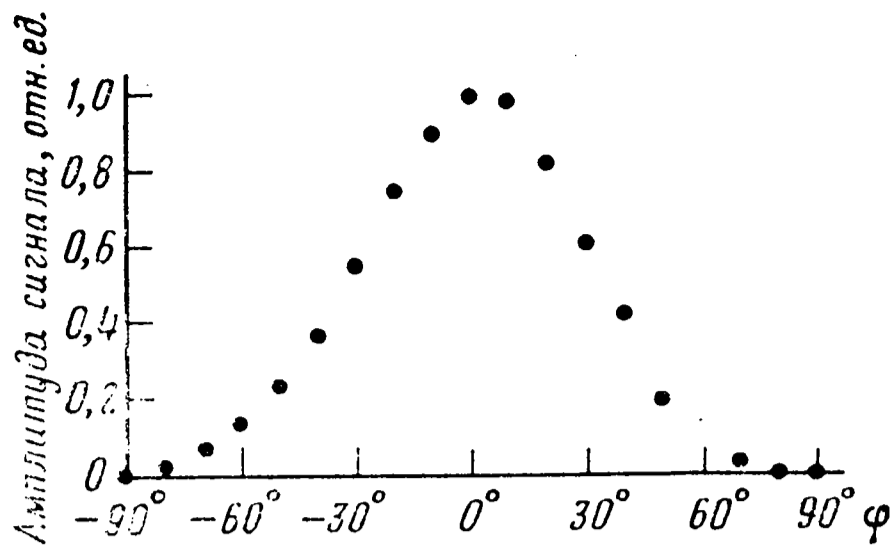


Рис. 5

Рис. 4. Запись сигнала фоторезонанса на длине волны 84,3 мкм при сканировании потенциала нижнего электрода. Видны резонансные переходы 1→2 и 1→3. Давление паров водорода 40 мм. рт. ст. Чувствительность измерений при записи перехода 1→3 в 2,5 раза больше, чем чувствительность при записи перехода 1→2

Рис. 5. Зависимость амплитуды сигнала фоторезонанса (в относительных единицах) от направления вектора поляризации падающего линейно поляризованного резонансного излучения. Сигнал максимален, когда вектор электромагнитной волны перпендикулярен поверхности кристалла

соответствует $T=13,4$ К), включали нагреватель и стабилизировали давление на время порядка 1,5 ч. За это время мениск пропал и поверхность кристалла становилась ровной. Затем на нижний электрод камеры подавали удерживающий потенциал величиной 1–4 кВ и однократно, с помощью термоэммиттера, на поверхность напускали электроны. Опыт показал, что если напускать электроны при давлении меньшем, чем 30 мм рт. ст., на поверхности образуется устойчивый связанный заряд, вероятно, из-за высокой дрейфовой скорости движущихся от эмиттера электронов. Повторные напуски электронов, даже при большом давлении газа, также приводили к образованию связанного заряда. Присутствие связанного заряда определялось с помощью датчика электронов в конце каждого опыта по потенциалу полного ухода свободного заряда с поверхности (точка 8 на рис. 3). Связанный заряд может исказить поле в камере. Устранить его с поверхности можно было лишь плавлением всего твердого водорода в камере. Далее приведены результаты лишь тех опытов, в которых связанный заряд на поверхности отсутствовал (точки 1 и 8 совпадали).

Кристаллический водород с напущенными на его поверхность свободными электронами можно было медленно (медленнее, чем 2 К/ч) охлаждать или нагревать без существенного ухода электронов с поверхности. Более быстрое изменение температуры сопровождалось скачкообразными изменениями в сигнале с датчика электронов, говорящих о внезапных утечках электронов с поверхности, вероятно, из-за растрескивания кристалла водорода.

Так как мы располагали источником излучения (лазером) с дискретным набором длин волн, для наблюдения фоторезонанса поверхностных электронов использовалась возможность перестройки их энергетического спектра изменением прижимающего поля \mathcal{E} , действующего в месте локализации у поверхности отдельного электрона. Величина \mathcal{E} выражается через потенциал нижнего электрода камеры по формуле

$$\mathcal{E} = [U - 4\pi\sigma(d - 2h)/(1 + \epsilon)] / [d - h(1 - 1/\epsilon)], \quad (5)$$

где d — расстояние между нижним и верхним электродами, σ — плотность поверхностных зарядов, а связанный заряд отсутствует. Мы измеряли потенциал при различной плотности σ в условиях резонансного поглоще-

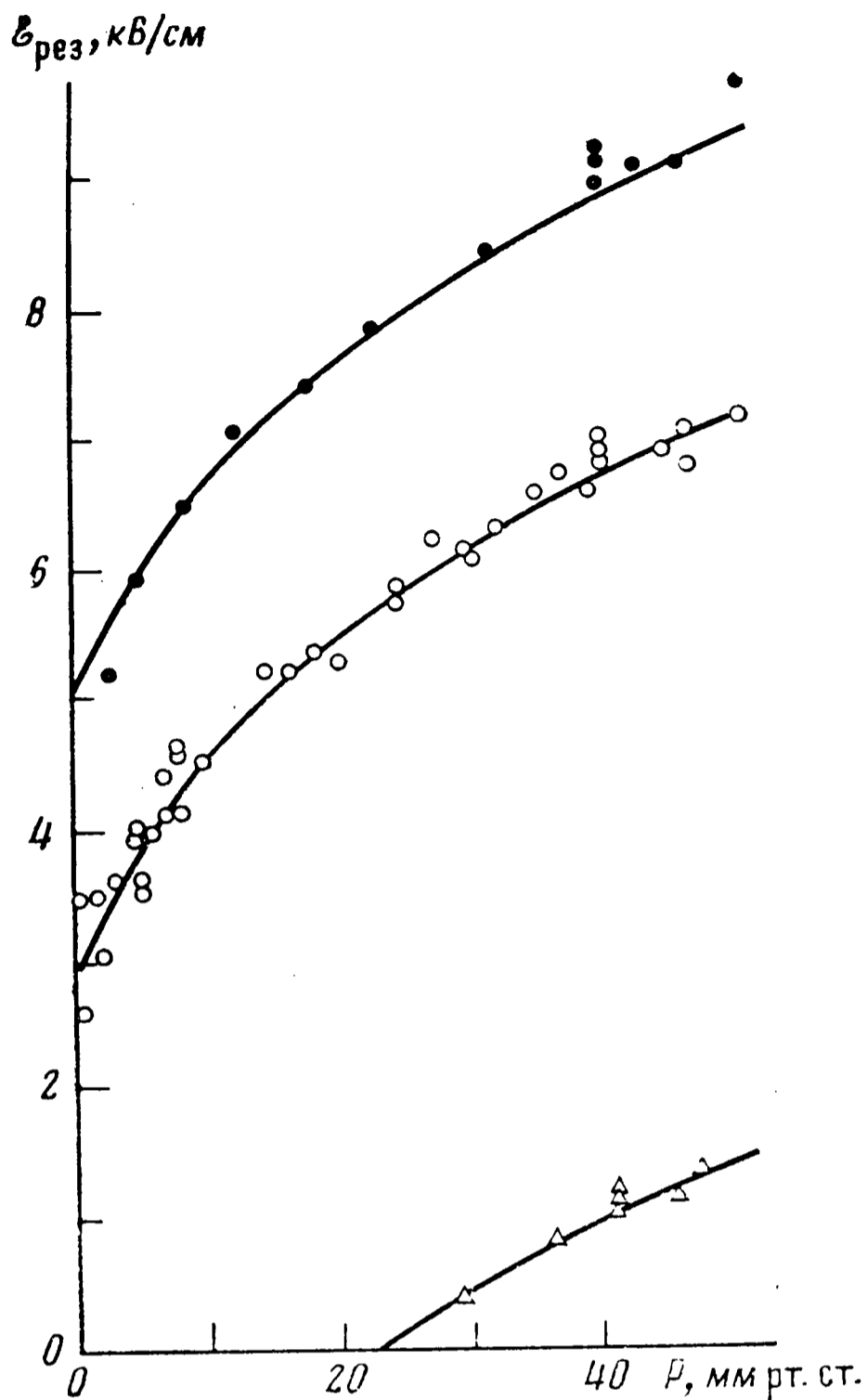


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость прижимающего поля \mathcal{E} в резонансе от давления паров водорода при измерениях на трех длинах волн излучения лазера: ● — 79; ○ — 84,3 мкм; △ — 107,7 мкм

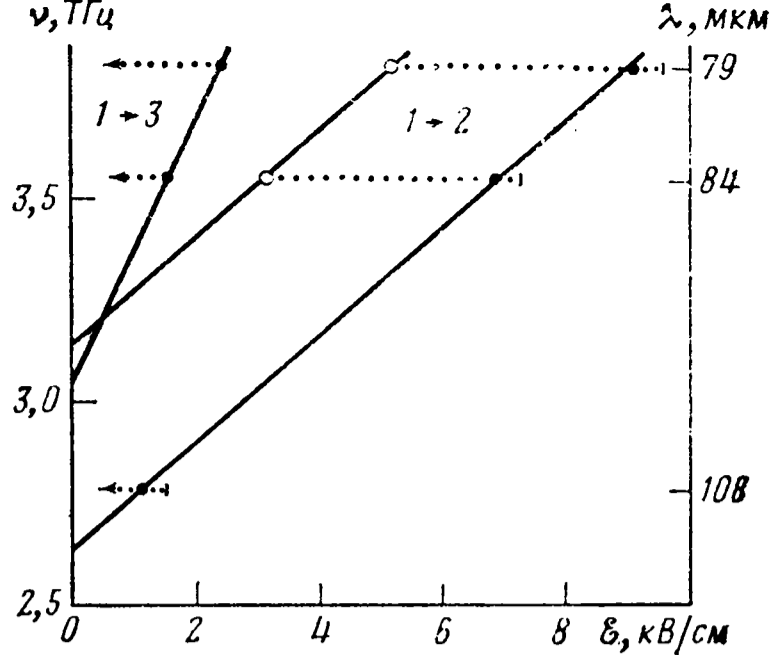


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость частот переходов в спектре электронов от прижимающего электрического поля: ● — результаты измерений для переходов 1→2 и 1→3 при давлении водорода 40 мм рт. ст., ○ — результаты измерений для перехода 1→2 при нулевом давлении

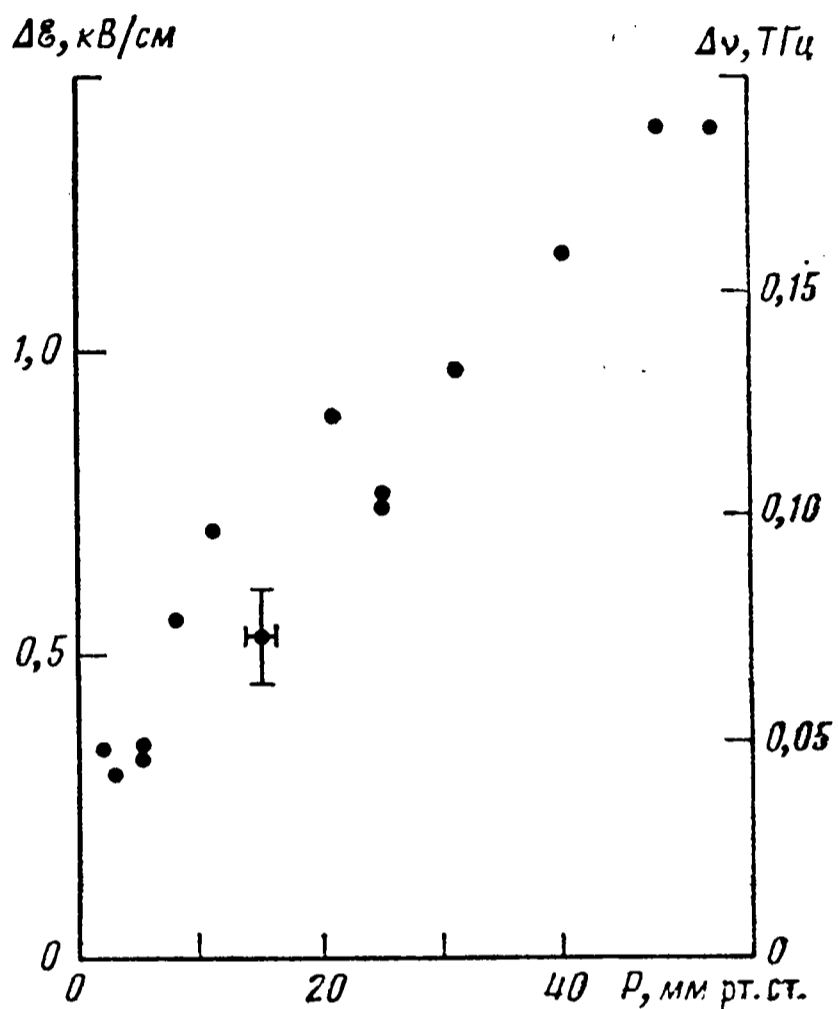


Рис. 8

Рис. 8. Ширина линии резонансного перехода 1→2 на длине волны 84,3 мкм в зависимости от давления водорода (на графике отложены значения ширины линии на полувысоте, равные умноженному на $3^{1/2}$ расстоянию между экстремумами сигнала фоторезонанса)

ния лазерного излучения (фоторезонанса). Из нескольких измерений можно извлечь как толщину образца твердого водорода, так и значение напряженности прижимающего поля $\mathcal{E}_{рез}$ в резонансе. Таким методом мы получали значения $\mathcal{E}_{рез}$ при наблюдении переходов 1→2 на длинах волн 84,3 и 79 мкм, когда плотность поверхностного заряда можно было варьировать в больших пределах. Полученное при этом значение толщины водорода использовалось для определения $\mathcal{E}_{рез}$ для других переходов. Вычисленные значения h совпадали с точностью $\pm 0,1$ мм с результатами прямого измерения толщины катетометром, дающими усредненную толщину образца.

Пример экспериментальной записи сигнала фоторезонанса на длине волны 84,3 мкм приведен на рис. 4. Напомним, что для получения высокой чувствительности (порядка 0,01%) при измерении коэффициента

поглощения в эксперименте регистрировалась величина, пропорциональная производной сигнала поглощения на частоте слабой модуляции прижимающего поля. На записи видны резонансные переходы из основного состояния с $n=1$ в состояния с $n=2$ и $n=3$. Поглощение электронами падающего резонансного излучения составило $\sim 10^{-3}$ для перехода $1 \rightarrow 2$ и $\sim 10^{-4}$ для перехода $1 \rightarrow 3$. Амплитуда сигнала фоторезонанса была линейна по интенсивности излучения лазера и плотности поверхностного заряда.

На рис. 5 представлены результаты контрольного опыта по определению зависимости амплитуды сигнала фоторезонанса от поляризации падающего резонансного излучения. Поглощение электронами падающего линейно поляризованного излучения было максимальным, когда вектор \mathbf{E} электромагнитной волны был перпендикулярен поверхности водорода. При параллельной ориентации вектора \mathbf{E} поглощение отсутствовало. Опыт демонстрирует двумерный характер движения электронов над поверхностью водорода.

Результаты измерений

Основные результаты измерений приведены на рис. 6, 7, 8. На рис. 6 представлена зависимость величины прижимающего поля $\mathcal{E}_{\text{рез}}$, при котором наблюдается фоторезонансный переход $1 \rightarrow 2$, от давления газовой фазы над поверхностью твердого водорода для трех длин волн излучения лазера. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на одну и ту же кривую, смещаемую как целое вдоль оси ординат на величину, пропорциональную частоте ν_{12} лазерного излучения.

На рис. 7 результаты тех же измерений, дополненные экспериментальными данными для переходов $1 \rightarrow 3$, представлены в виде зависимостей ν_{12} и ν_{13} от $\mathcal{E}_{\text{рез}}$. На график нанесены лишь точки для переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ при давлении 40 мм рт. ст. и точки для перехода $1 \rightarrow 2$ при давлении, стремящемся к нулю. Местоположение точек, соответствующее другим значениям давления, обозначено пунктирными линиями.

На рис. 8 приведена зависимость от давления P ширины $\Delta\nu$ линии резонансного перехода $1 \rightarrow 2$, измеренной по расстоянию между экстремумами сигнала фоторезонанса на длине волны 84 мкм. Указанная на оси ординат шкала частот пересчитана к шкале $\mathcal{E}_{\text{рез}}$ по данным из графика на рис. 7. Отметим хорошее соответствие с результатами измерений радиочастотной подвижности электронов над твердым водородом в работе [3].

Анализируя графики на рис. 6 и 7, можно сделать вывод, что (по крайней мере для перехода $1 \rightarrow 2$) величина $d\nu/d\mathcal{E}_{\text{рез}}$ не зависит от давления. Это дает возможность пересчитать частоты фоторезонанса к нулевому прижимающему полю, определив их зависимость от P . С другой стороны, как следует из формулы (2), $d\nu_{12}/d\mathcal{E} = e[\langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle]/2\pi\hbar$, откуда согласно экспериментальным данным $\langle z_2 \rangle - \langle z_1 \rangle = 64 \pm 4 \text{ \AA}$. Расчет в простейшей модели с кулоновским видом потенциала и бесконечным барьером на поверхности водорода дает для этой величины большее значение, равное 76 \AA . Для перехода $1 \rightarrow 3$ аналогично получаем $\langle z_3 \rangle - \langle z_1 \rangle = 160 \pm 20 \text{ \AA}$ (эксперимент) и 202 \AA (модель).

Частота перехода в нулевом прижимающем поле при нулевом давлении паров также сильно отличается от рассчитанной в простейшей модели. Экспериментальное значение $\nu_{12}(0) = 3,15 \pm 0,05 \text{ ТГц}$ на 25% превосходит модельное $\nu_{12}^T(0) = 2,52 \text{ ТГц}$. Результаты аналогичных измерений, выполненных для электронов над He^4 и He^3 [9, 10], хорошо описывались введением ридберговской поправки δ . Энергетический спектр можно было описать формулой

$$E_n = -Q^2 m e^4 / 2\hbar^2 (n + \delta)^2, \quad (6)$$

где δ не зависит от n . Отсюда $(\nu_{12}(0) - \nu_{12}^T(0)) / \nu_{12}^T(0) = -7\delta/3$. Для He^4 и He^3 измерения δ давали соответственно $-0,022$ и $-0,014$. Для твердого водорода в нашем случае получается $\delta = -0,11$.

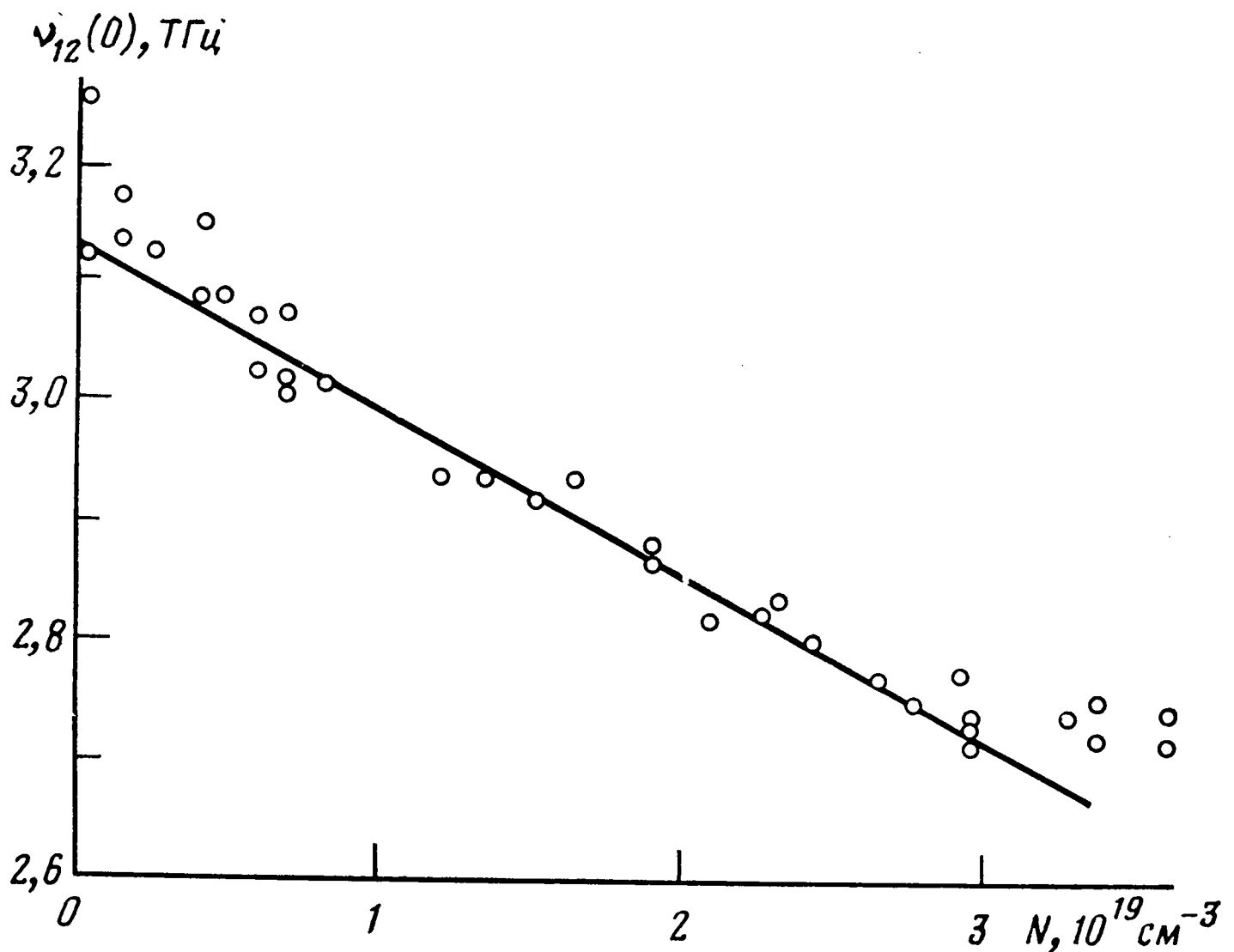


Рис. 9. Зависимость частоты перехода $1 \rightarrow 2$, пересчитанная к нулевому прижимающему полю, от плотности молекул водорода в газовой фазе. К значениям частоты добавлена поправка, учитывающая температурную зависимость диэлектрической постоянной твердого водорода

Значение δ можно рассчитать для различных модельных потенциалов, учитывающих конечность потенциального барьера на поверхности и необходимость обрезания кулоновского потенциала на расстояниях порядка межатомных [11]. Так, для модельного потенциала

$$\begin{aligned} \varphi(z) &= -Qe^2/z \quad \text{при } z \geq z_0, & \varphi(z) &= -Qe^2/z_0 \quad \text{при } 0 < z < z_0, \\ \varphi(z) &= V_0 \quad \text{при } z \leq 0 \end{aligned}$$

можно получить

$$\delta = 2\alpha / [a^* - 2\alpha \ln(z_0/a^*)], \quad (7)$$

где $\alpha^2 = \hbar^2 / (2mV_0)$, $a^* = a_0/Q = 16,8 \text{ \AA}$ — эффективный борковский радиус для электрона над поверхностью водорода. Для высоты барьера V_0 получается выражение

$$V_0 = \frac{2}{m} \left\{ \frac{\hbar}{a^* \delta} [1 - \delta \ln(z_0/a^*)] \right\}^2. \quad (8)$$

Принимая параметр обрезания z_0 равным одной-двум постоянным кристаллической решетки водорода, получаем $V_0 \approx 3,5 \pm 0,3 \text{ эВ}$, что достаточно близко к теоретическому значению $3,3 \text{ эВ}$, приведенному в [12]. Согласие измеренного и рассчитанного значений V_0 для твердого водорода является важным результатом, так как в работе [13] сообщалось о существенном отличии измеренной величины потенциального барьера на поверхности жидкого водорода ($0,3 \pm 0,2 \text{ эВ}$) от расчетной ($2,2 \text{ эВ}$).

Сильная зависимость частот переходов от давления паров водорода является, пожалуй, главным отличием исследованной системы от электронных состояний над поверхностями He^4 и He^3 . На рис. 9 представлена зависимость частоты фоторезонансного перехода $1 \rightarrow 2$, приведенная к нулевому прижимающему полю, от плотности молекул водорода в газовой фазе. Для того чтобы исключить из рассмотрения простой эффект изменения плотности (а следовательно, и диэлектрической постоянной твердого водорода) от температуры, в данные на рис. 9 введена поправка, которая вблизи тройной точки водорода достигает 6% . Что же касается газовой фазы над поверхностью твердого водорода, то, в рабочем интер-

вале давлений, ее диэлектрическая постоянная не превышает 1,0004 и ее влиянием можно пренебречь.

Тройной точке соответствует среднее расстояние между молекулами в газовой фазе $\approx 30 \text{ \AA}$, а давлению паров водорода $P=1,5 \text{ мм рт. ст.}$ — расстояние $\approx 100 \text{ \AA}$. Для сравнения: в простейшей модели среднее расстояние электрона от поверхности водорода в первых двух состояниях равно $\langle z_1 \rangle = 25 \text{ \AA}$ и $\langle z_2 \rangle = 101 \text{ \AA}$. Видно, что в наших условиях диапазон плотностей газа таков, что между электронами в основном состоянии и поверхностью кристалла молекул практически нет. В то же время под электронами в состоянии с $n=2$ уже есть значительное число молекул газа. Дебройлевская длина волны электронов вдоль поверхности при этих температурах $\approx 300 \text{ \AA}$.

Похожая ситуация реализуется в экспериментах с ридберговскими атомами в атмосфере постороннего газа [14], где также наблюдается сдвиг частоты переходов в главных сериях с $n \geq 20$. Сдвиг линейен по давлению газа. Этот эффект был объяснен Ферми [5], а его теория развита, в частности, в работе [15]. Эффект получил название квантового преломления. Для системы электронов, локализованных над жидким гелием, он был предсказан в работе [6], однако об его экспериментальном наблюдении не сообщалось.

Согласно Ферми электрон, локализованный в состоянии с характерным размером $r \gg N^{-1/3}$, где N — плотность молекул газа, получает добавку к энергии, равную

$$\Delta E = 2\pi a \hbar^2 N / m. \quad (9)$$

Постоянная a называется длиной рассеяния и равна взятой с обратным знаком действительной части амплитуды s -рассеяния электрона на молекуле. Если же $r \ll N^{-1/3}$, добавки к энергии состояния не возникает.

В соответствии со всеми приведенными выше соображениями мы можем аппроксимировать данные, приведенные на рис. 9, формулой

$$v_{12}(0) = \frac{Q^2 m e^4}{4\pi \hbar^3} \left[\frac{1}{(1+\delta)^2} - \frac{1}{(2+\delta)^2} \right] + \hbar a N / m. \quad (10)$$

При совсем малых концентрациях, таких что $\langle z_2 \rangle = 100 \text{ \AA} \ll N^{-1/3}$, $v_{12}(0)$ не должна зависеть от N . Однако следов такого горизонтального участка с точностью наших измерений обнаружить не удалось. Если предлагаемая интерпретация справедлива, то, по нашим данным, длина рассеяния электрона на молекуле водорода равна $-1,4 \pm 0,4 \text{ \AA}$. Наличие у молекулы водорода, находящейся в орто-состоянии, электрического квадрупольного момента приводит к поправке, находящейся в пределах указанного разброса.

Смещение частот переходов ридберговских атомов Na, Rb и Cs в атмосфере водорода изучалось в работе [16]. Знак длины рассеяния в этом случае оказался положительным: $a = 0,54 \text{ \AA}$. Однако эти измерения проводились при температурах $\sim 600 \text{ K}$, когда вращательные степени свободы молекул были сильно возбуждены и существенный вклад давало рассеяние с ненулевыми моментами.

Современное общепринятое значение $a = 0,67 \text{ \AA}$ основано на аппроксимации данных по измерению сечения σ столкновения электрона с молекулой водорода в пределе, когда энергия столкновения стремится к нулю. Именно в таком пределе $\sigma = 4\pi a^2$. Надежные измерения для σ проведены лишь для энергий $> 20 \text{ мэВ}$ [17]. В работе [18] сообщалось об обнаружении рамзауэр-таунсендовского минимума при 9 мэВ для σ , однако в работе [19] результаты этих измерений были подвергнуты сомнению. Полученное нами значение для a , по-видимому, требует наличия подобного минимума.

Сечение столкновения электрона с молекулой водорода может быть определено независимым образом из наших данных для ширины линии Δv

фоторезонанса с точностью до аппроксимации резонансной кривой функцией Лоренца. Энергия столкновения в этом случае является тепловой и составляет ~ 1 мэВ. Соответствующая формула, учитывающая двумерный характер теплового движения на поверхности, имеет следующий вид [1]:

$$\sigma = 8\pi a^* / 3\pi \hbar N \tau, \quad (11)$$

где

$$\tau = 1/\pi \Delta \nu,$$

Подставляя данные из рис. 8, получаем $|a| = 1,3 \text{ \AA}$, что находится в хорошем согласии с величиной, вычисленной по смещению частоты фоторезонанса из-за квантового преломления. Что же касается знака длины рассеяния, то информация о сечении σ не дает возможности его получить.

В заключение отметим, что эффект квантового преломления может быть существенным и в системе электронов, локализованных над дейтерием и неоном. Проводимые в этой связи эксперименты позволят, как мы надеемся, уточнить физическую картину явления и выяснить причины отличия полученной нами величины a от общепринятого значения.

Авторы благодарны А. С. Боровику-Романову за внимание к работе, М. С. Хайкину — за постановку задачи, В. С. Эдельману и Е. П. Башкину за полезные обсуждения.

Литература

1. Эдельман В. С. УФН, 1980, 130, 675.
2. Трояновский А. М., Володин А. П., Хайкин М. С. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 65, 421.
3. Трояновский А. М., Хайкин М. С. ЖЭТФ, 1981, 81, 398.
4. Хайкин М. С. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 706.
5. Fermi E. Nuovo Cim., 1943, II, 157. Ферми Э. Научные труды, т. I. М.: Наука, 1971, с. 611.
6. Башкин Е. П. ЖЭТФ, 1982, 82, 1868.
7. Завьялов В. В., Богомолов Г. Д. ПТЭ, 1982, 3, 174.
8. Богомолов Г. Д., Воронин В. И., Завьялов В. В., Парфенов И. Н. ПТЭ, 1973, 4, 187.
9. Grimes C. C., Brown T. R., Burns M. L., Zipfel C. L. Phys. Rev., 1976, 13, 140.
10. Володин А. П., Эдельман В. С. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 668.
11. Sanders T. M., Weinreich G. Phys. Rev. B, 1976, 13, 4810.
12. Cole M. W. Phys. Rev., 1970, 2, 4239.
13. Halpern B., Gomer R. J. Chem. Phys., 1969, 51, 1031.
14. Чен Ш., Такео М. УФН, 1958, 66, 391.
15. Алексеев В. А., Собельман И. И. ЖЭТФ, 1965, 49, 1274.
16. Ny T. Z., Chen S. Y. Phys. Rev., 1938, 54, 1045.
17. Trajmar S., Register D. F., Chutjian A. Phys. Rep., 1983, 97, 221.
18. Freeman G. R., Wada T. Bull. Amer. Phys. Soc., 1980, 25, 1114.
19. Crompton R. W., Morrison M. A. Phys. Rev. A, 1982, 26, 3695.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21.VII.1986

EXPERIMENTAL OBSERVATION OF PHOTORESONANCE OF ELECTRONS LOCATED ABOVE THE SURFACE OF SOLID HYDROGEN

V. V. Zavyalov, I. I. Smolyaninov

The photoresonance transitions $1 \rightarrow 2$ and $1 \rightarrow 3$ in the spectrum of electrons located above the surface of solid hydrogen are studied experimentally. A strong dependence of the transition frequencies in the spectrum on the pressure of gaseous hydrogen is observed. The dependence may be regarded as a manifestation of the «quantum refraction» (or multiple scattering) effect. If the dependence is interpreted on the basis of the current theory, a value for the electron scattering length on molecular hydrogen is obtained which differs from the generally accepted value. In the limit of zero density of the hydrogen gas molecules the measured frequency of the $1 \rightarrow 2$ transition is found to be $3,15 \pm 0,05$ THz. This yields a value of the potential barrier height for electrons on the surface of solid hydrogen of about $3,5 \pm 0,3$ eV.