

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального
образования «Московский физико-технический институт (государственный
университет)»

Кафедра физики и техники низких температур

Выпускная квалификационная работа магистра

**«ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ
ЭМИССИИ С In МИШЕНИ В ГЕЛИИ.»**

03.04.01 – Прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа магистра

Студент–дипломник _____ Пюръбеева Е.Д.Б.

Научный руководитель

к.ф.-м.н., с.н.с., _____ Завьялов В.В.

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Задача	3
1.2	Источники электронов	3
1.3	Преимущества фотоэмиттера	4
2	Электроны в жидком гелии	5
2.1	Работа входа электрона в гелий	5
2.1.1	Прямое измерение	5
2.1.2	Эксперимент с фотоумножителем	6
2.1.3	Теоретическая оценка	6
2.1.4	Дополнение	7
2.2	Электронные пузырьки	7
2.2.1	Одноэлектронные пузырьки	7
2.2.2	Многоэлектронные пузырьки	8
2.2.3	Разрушение пузырька	8
2.2.4	Подвижность пузырька	10
3	Мотивация эксперимента	11
3.1	Предшествующие эксперименты	11
3.2	Теоретическая модель	11
3.2.1	Обзор	11
3.2.2	Положение максимума	12
3.2.3	Потенциальный барьер	12
3.2.4	Диффузия	12
3.3	Известные экспериментальные результаты	14
3.3.1	Фототок в гелии	14
3.3.2	Фототок в других жидких благородных газах	15
4	Эксперимент	16
4.1	Экспериментальная установка	16
4.1.1	Экспериментальная камера, поперечная геометрия	16
4.1.2	Экспериментальная камера, продольная геометрия	18
4.1.3	Источник света	19

4.1.4	Работа выхода	20
4.1.5	Нагреватель	20
4.1.6	Мощность излучения	21
4.1.7	Установка	21
4.2	Методика измерений и обработки данных	23
5	Результаты измерений	24
5.1	Фототок в сверхтекучем гелии, поперечная геометрия ячейки	24
5.2	Фототок в нормальном гелии при 4.2К, продольная геометрия ячейки .	25
5.3	Фототок в продольной геометрии	26
5.4	Зависимость фототока от мощности нагревателя	26
5.5	Фототок по сверхтекучей пленке	27
6	Заключение	28
6.1	Обсуждение	28
6.2	Результаты	28
А		30
A.1	Селективный фотоэффект	30

Глава 1

Введение

Явления, связанные с электронами в жидком гелии, исследуются уже в течение полувека. Самое характерное из них то, что электрон, оказавшись в объеме гелия, образует пузырек и находится в связанном состоянии внутри него. Кроме того, задача получения электронов в гелии является необходимой частью многих криогенных экспериментов.

1.1 Задача

В данной работе используется фотоэмиссия в объем жидкого гелия и особенности этого процесса, связанные с низкой, по сравнению с другими источниками, энергией выходящих электронов.

1.2 Источники электронов

Для напуска электронов в экспериментах чаще всего используются термоэлектронные эмиттеры, острийные эмиттеры и радиоактивные источники с α (^{210}Po или ^{241}Am) или β -распадом. Тем не менее все они обладают определенными недостатками для низкотемпературных экспериментов. Термоэлектронная эмиссия создает значительный приток тепла в низкотемпературную систему. Ток с острийного эмиттера трудно поддерживать постоянным, так как он драматически зависит от радиуса кривизны острия, который изменяется со временем в результате прогорания. К тому же большим недостатком всех упомянутых выше источников, кроме термоэмиссии, является то, что электроны эмитируются с энергиями, достаточными для ионизации гелия или образования эксимеров, что создает определенные трудности при проведении экспериментов, связанные с необходимостью исключения других носителей зарядов.

Отдельно необходимо упомянуть тонкопленочные эмиттеры, обладающие малой и управляемой энергией получаемых электронов, но значительными трудностями в изготовлении и хранении.

1.3 Преимущества фотоэмиттера

В связи с упомянутыми выше сложностями, крайне привлекательным выглядит использование фотоэмиттера для введения и исследования низкоэнергетичных электронов в криогенных системах: он не требует больших напряженностей поля и потока тепла (самым значительным источником тепла в системе является поток света для фотоэмиссии), а также позволяет ключевать ток электронов посредством управления источником света, что снимает проблемы, связанные с одновременным переключением напряжения и измерением малых токов, и ограничения на скорость ключевания, связанные с электрической емкостью измерительной цепи.

Однако существенным недостатком фотоэмиттера является малость тока, который возможно получить в жидком гелии, и основная цель этой работы - исследовать причины этой малости.

Глава 2

Электроны в жидком гелии

2.1 Работа входа электрона в гелий

Известно, что для выхода свободного электрона в гелий, ему необходима энергия, примерно на 1эВ большая, чем для выхода в вакуум, так называемая работа входа. Рассмотрим источники этого утверждения.

2.1.1 Прямое измерение

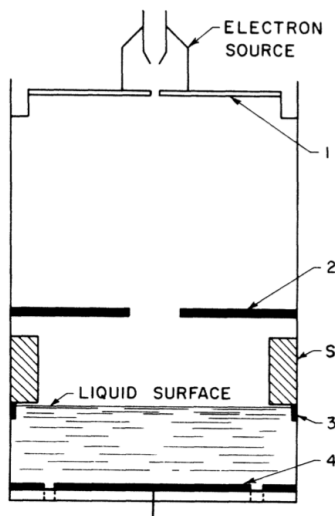


Рис. 2.1

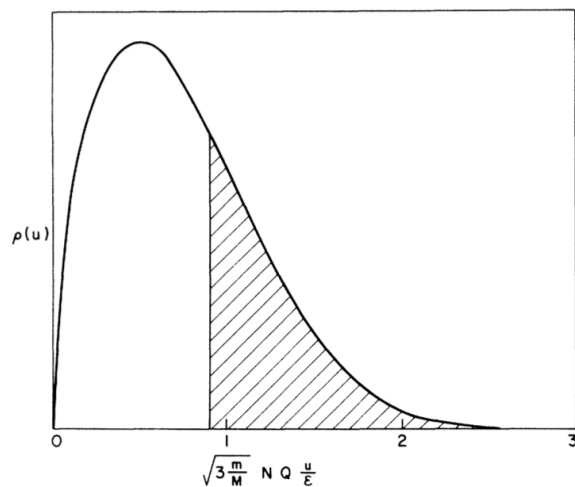


Рис. 2.2: Распределение по энергиям

В статье [1] приводится самый прямой способ измерения энергии, необходимой электрону для входа в жидкий гелий. В эксперименте использовался газоразрядный источник электронов с известным (максвелловским) начальным распределением по энергиям. В экспериментальной камере, изображенной на рисунке 2.1, электроны из источника разгонялись электрическим полем между электродами 1 и 2, и измерялся ток, дошедший до электрода 4, в зависимости от приложенного поля. Распределение электронов по энергиям вблизи поверхности жидкого гелия нетрудно получается из известного начального распределения (рисунок 2.2), а по доле электронов, которая

смогла зайти в объем гелия и достичь четвертого электрода можно определить необходимую для этого энергию. После обработки данных эта энергия получилась равной 1.3 эВ.

2.1.2 Эксперимент с фотоумножителем

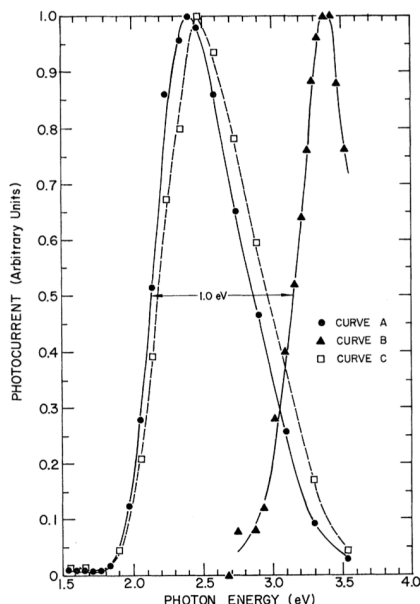


Рис. 2.3: Сдвинутые функции

В следующем эксперименте ([2]) измерялась зависимость фототока на первой ступени промышленного фотоумножителя от энергии фотонов в случае, когда электроны выбиваются в вакуум, и когда они вылетают в жидкий гелий при той же температуре (фотоумножитель разгерметизировался под поверхностью). В результате получились две функции (2.3), сдвинутые относительно друг друга на 1эВ, однако для зависимости, соответствующей выходу электронов в гелий, максимальный фототок в 10^6 раз меньше (на рисунке максимум у функций отнормирован на единицу). Относительный сдвиг функций интерпретировался авторами как разность между работами выхода электрона вакуум и жидкий гелий.

Следует отметить, что в работе не упоминается причина, по которой по достижении максимума фототок убывает с увеличением энергии фотонов, в противоречие со стандартным представлением. Некоторые соображения по поводу этого убывания и того, может ли оно влиять на результаты эксперимента, изложены в приложении А.1.

2.1.3 Теоретическая оценка

Также имеются две очень схожие теоретические оценки ([3], [4]), дающие величины энергии свободного электрона в гелии соответственно 1.08эВ и 0.98эВ. Различие между результатами объясняется различием в принимаемых приближениях и способах численных вычислений, но оба результата достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными.

Обе оценки состоят в следующем: будем считать атомы гелия сферами с характерным размером $a = 0.6\text{\AA}$ (он получается из рассеяния электронов на атомах гелия) и с расстоянием между атомами $R = 2.3\text{\AA} = 3.8a$.

Далее предполагается, что электроны находятся в регулярной решетке из атомов гелия, и их ψ -функции являются функциями Блоха: $\psi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}u_k(\mathbf{r})$. Так как нам нужна минимальная энергия, необходимая для помещения электрона в объем гелия, то $\mathbf{k} = 0$. Также возьмем $u(\mathbf{r})$ сферически симметричной, так как о форме кристал-

лической ячейки в жидкости говорить не приходится. В таком случае $u(r)$ равна

$$\begin{cases} u_0(r) = 0 & | \ r \leq a \\ u_0(r) = \frac{A}{r} \sin(k_0(r-a)) & | \ r > a \end{cases} \quad (2.1)$$

k_0 находится из граничных условий равенства нулю производной $u_0(r)$ при $r = R$. Тогда

$$u'_0(R) = k_0 \frac{A}{R} \cos(k_0(R-a)) - \frac{A}{R^2} \sin(k_0(R-a)) = 0 \quad (2.2)$$

$$k_0 R = \operatorname{tg}(k_0(R-a)) \quad (2.3)$$

Из последнего уравнения получается:

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = 0.98 \text{eV} \quad (2.4)$$

2.1.4 Дополнение

Нужно отметить, что в обеих экспериментальных работах гелий был сверхтекучим, однако значение работы входа из теоретической оценки определяется только плотностью гелия.

2.2 Электронные пузырьки

Стандартный способ оценить подвижность электрона в гелии:

$$\mu = \frac{e\tau}{m} = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\rho \pi a^2} \cdot \sqrt{\frac{m}{3kT}} \quad (2.5)$$

где a - сечение рассеяния электрона на атомах гелия, дает подвижность $\mu \approx 500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что на три порядка больше экспериментальных значений ([5]). Это обстоятельство породило идею о том, что заряды в гелии представляют из себя нечто иное, чем свободные частицы.

2.2.1 Одноэлектронные пузырьки

Так как энергия свободного электрона в объеме гелия велика, ее можно понизить, создав вокруг электрона полость ("пузырек"), не содержащий гелий.

Энергия такого пузырька в жидком гелии, содержащего один электрон, устроена так ([6]):

$$E = \frac{\hbar^2}{8mR^2} + 4\pi R^2 \sigma + \frac{4}{3} \pi R^3 P \quad (2.6)$$

Если $P = 0$, то

$$E_{min} = \hbar \left(\frac{2\pi\sigma}{m} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$R_{min} = \left(\frac{\hbar^2}{32\pi m \sigma} \right)^{1/4} \quad (2.8)$$

При этом поверхностное натяжение гелия слабо меняется от нуля до λ -точки ([7]), так что единственным параметром, влияющим на радиус пузырька остается давление. Энергия пузырька с одним электроном при нулевом давлении равна 0.18-0.21эВ, а радиус его – 19-20Å.

2.2.2 Многоэлектронные пузырьки

Если электронов очень много (Z), то можно их считать классическими и предположить, что размер пузырька сильно больше размера одноэлектронного. В таком случае энергия многоэлектронного пузырька:

$$E = E_{st} + 4\pi R^2 \sigma + \frac{4\pi}{3} R^3 P \quad (2.9)$$

где E_{st} - электростатическая энергия системы электронов в пузырьке. Если предположить, что все пузырьки достаточно большие, чтобы распределение электронов $N(r)$ просто "масштабировалось" при разных радиусах пузырька, то

$$E_{st} \sim \frac{Z^2}{R} \quad (2.10)$$

Тогда

$$E = A \cdot Z^{\frac{4}{3}} + B \cdot Z^{\frac{2}{3}} \quad (2.11)$$

то есть растет быстрее, чем первая степень Z , что значит, что многоэлектронные пузырьки распадаются.

Также в [8] численно находились ψ -функции и энергии пузырьков, содержащих два, три, четыре и шесть (удобные для вычислений количества электронов). Там было получено, что, хотя энергия такого пузырька больше суммы энергий соответствующего количества одноэлектронных, существует энергетический барьер, который нужно преодолеть для распада на много мелких. Попытки экспериментальных исследований пузырьков распада тоже проводились, но так как размеры одноэлектронных и мало-электронных пузырьков слабо отличаются, то были видны только распады крупных на что-то недетектируемое.

Заметим, что это вычисление плохо описывает многоэлектронные пузыри, получаемые из двумерного электронного газа над поверхностью жидкого гелия, так как в таком случае они изначально заполнены газом. Такие пузыри, с количеством электронов порядка 10^8 давно наблюдаются, то есть как минимум обладают достаточно большим временем жизни. К тому же в [9] описывается ситуация, что такой пузырь может быть устойчив, если он движется, из-за изменения равновесной формы. Правда этот результат получен для пузырьков без газа внутри.

2.2.3 Разрушение пузырька

В другом эксперименте ([10], [11]) измерялась энергия, необходимая для того, чтобы разрушить пузырек и вернуть электрон обратно в объем гелия. Ожидаемое значение

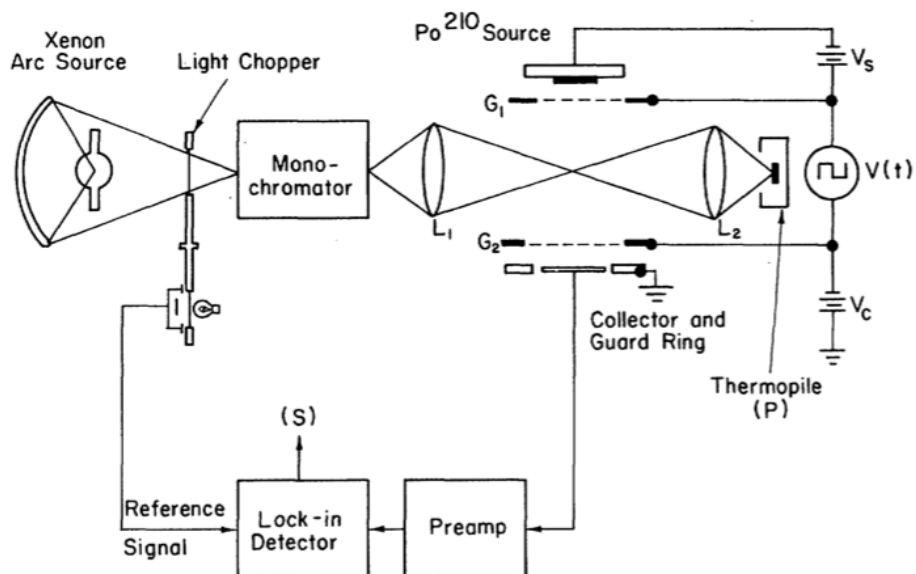


Рис. 2.4

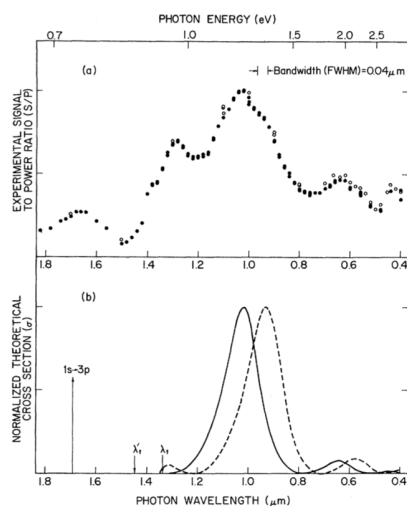


Рис. 2.5

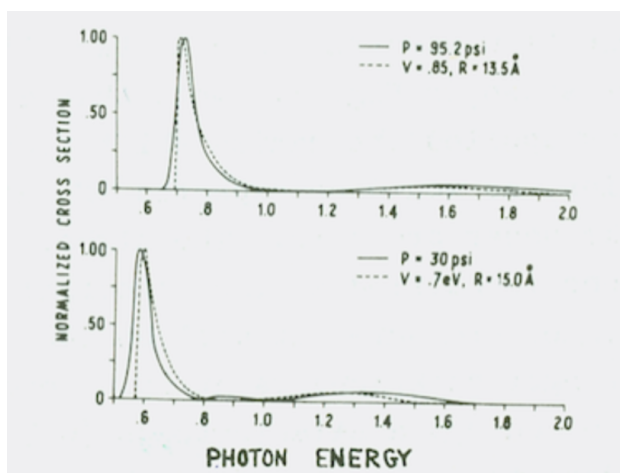


Рис. 2.6

при этом равно 0.8 ± 0.1 В.

Экспериментальная установка изображена на рисунке 2.4. В ней имеется источник электронов, такой, что вылетают они практически с нулевой скоростью и превращаются в объеме камеры, заполненной гелием, в пузырьки. К камере прикладывается переменное напряжение низкой частоты, подбираемой так, чтобы половина периода была немногим меньше времени дрейфа пузырьков на длину камеры и никакой ток не фиксировался. После чего камера освещается светом разной частоты и измеряется зависимость полученного в таком случае тока (а при внесении в гелий положительных зарядов вместо электронов, никакой светочувствительный ток не наблюдался) от энергии фотонов. Наличие этого тока объясняется тем, что при поглощении фотона пузырьком получается свободный электрон, характеризующийся большей подвижно-

стью.

Полученный в результате эксперимента график можно видеть на рисунке 2.5. В верхней части графика построена зависимость тока, нормированного на интенсивность света от длины волны, и в ней наблюдаются несколько пиков. В нижней части построена теоретическая зависимость сечения освобождения электрона, правда происхождение этой зависимости не приводится и не опубликовано.

В следующей статье ([10]) проводились более точные измерения, в которых энергия разрушения пузырька оказалась равной 0.65эВ.

С другой стороны, в [6] приводится другое объяснение появления объектов с большой подвижностью - пузырек, достаточно долго двигавшийся в гелии может приобретать вихрь, который движется вместе с ним, а получая фотон, он получает возможность оторваться от вихря и увеличить свою подвижность.

2.2.4 Подвижность пузырька

Как было описано выше, подвижность зарядов в гелии определяется размерами пузырька. Согласно [12], при температурах выше λ -точки подвижность зарядов хорошо совпадает в законе Стокса для положительных зарядов (которые, в отличие от электронов, образуют вокруг себя не полости, а "снежки" [14]):

$$F = 6\pi\eta r v \Rightarrow \mu = \frac{e}{6\pi\eta r} \quad (2.12)$$

В то время как для отрицательных сила сопротивления в $\frac{2}{3}$ меньше, так как скорость жидкости на поверхности пузырька на обязана совпадать со скоростью его движения ([13]):

$$F = 4\pi\eta r v \Rightarrow \mu = \frac{e}{4\pi\eta r} \quad (2.13)$$

При температурах ниже λ -точки быстро наступает режим, в котором длина свободного пробега возмущений больше характерного размера пузырька. В таком случае:

$$eE = v \frac{4\pi r^3}{3} \left(\frac{E_{ph}}{c} + p_r N_r \right) \quad (2.14)$$

где E_{ph} - плотность энергии фононов, c - скорость звука, p_r - импульс ротона, а N_r - количество ротонов в единице объема.

$$\mu = \frac{e}{\frac{4\pi r^3}{3} \left(\frac{E_{ph}}{c} + p_r N_r \right)} \quad (2.15)$$

При еще более низких температурах (около 1K), основным становится рассеяние на ротонах, и так как

$$N_r = \frac{2 (m^* T)^{\frac{1}{2}} p_r^2}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \hbar^3} \cdot e^{-\frac{\Delta}{T}} \quad (2.16)$$

то

$$\mu \sim e^{\frac{\Delta}{T}} \quad (2.17)$$

Также подвижности как положительных, так и отрицательных зарядов в гелии многократно исследовались в широких диапазонах давлений с хорошим совпадением в теоретическими зависимостями ([14], [15]).

Глава 3

Мотивация эксперимента

3.1 Предшествующие эксперименты

В большинстве экспериментов по исследованию подвижности зарядов в гелии использовались источники с большей энергией выходящих электронов. Однако в двух работах, описанном выше (2.1.2) эксперименте по измерению работы входа в электронов в гелий при помощи фотоэмиттера ([2]) и работах Онна и Сильвера ([16], [17]) источники были низкоэнергетическими - фотоэмиссия и тонкопленочный эмиттер соответственно.

В обоих экспериментах наблюдалось большое различие (от шести до двух порядков) между током насыщения в вакууме и наблюдаемым фототоком в жидком гелии. Ниже приводится объяснение этого различия, в значительной мере совпадающее с [16].

3.2 Теоретическая модель

3.2.1 Обзор

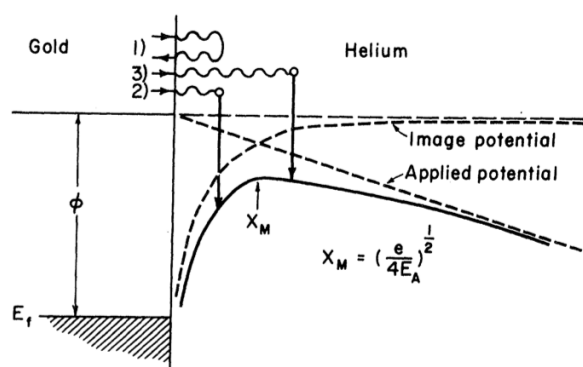


Рис. 3.1

Электрон, выходящий из металла в объем гелия, находится в таком же потенциале, как и выходящий в вакуум, за исключением того, что φ_0 в этом случае больше на 1эВ. Общий вид этого потенциала изображен на рисунке 3.1 и он состоит из "ступеньки работы выхода в гелий, потенциала изображения и линейного потенциала приложенного поля.

В статье [16] в качестве объяснения малого тока в гелии, по сравнению с вакуумом, приводится следующее рассуждение: в достаточно высоком вакууме любой электрон с энергией, большей работы

выхода, доходит до анода. В жидком гелии же плотность среды гораздо больше и электрон имеет возможность многократно рассеяться и потерять энергию до того, как достигнет потенциального максимума. Электрон может вернуться в катод в результате случайных блужданий, а кроме того, любой электрон, образовавший пузырек до максимума будет двигаться в направлении поля и тоже не достигнет бесконечности. Таким образом вклад в ток дают только электроны, образовавшие пузырек после потенциального максимума.

3.2.2 Положение максимума

Если считать объемную плотность электронов малой, так что она не искажает потенциал, то

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{e}{4x} - Ex \quad (3.1)$$

У него есть максимум в точке x_m , причем

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{4E}} \quad (3.2)$$

Максимальное поле, получаемое в нашем эксперименте, было равно $E_{max} \approx 10^6$ В/м, таким образом x_m можно менять в пределах от бесконечности (когда внешнее поле не приложено) до двухсот ангстрем.

3.2.3 Потенциальный барьер

Предположим, что для получения фотоэффекта и в гелии, и в вакууме используется один и тот же источник света с энергией достаточной, для преодоления барьера в гелии. Согласно условиям эксперимента, возьмем энергию фотона равной 4.9эВ, что соответствует линии ртути 253нм, работу выхода из фотокатода в 3.6 – 3.8эВ и дополнительный энергетический барьер для гелия в 1эВ.

Коэффициент прохождения для частицы, падающей на потенциальный барьер в полупространстве равен:

$$D = \frac{4kk'}{(k + k')^2} \quad (3.3)$$

Для приведенных выше значений получится, что $D_{vac} = 0.26$, $D_h = 0.14 - 0.19$, то есть изменение высоты потенциального барьера при выходе электронов в гелий не может привести к изменению тока больше, чем в два раза.

3.2.4 Диффузия

Приведенное ниже вычисление предельного тока из статьи [16] основано на [18]. Там рассматривается фотоэмиссия в плоском конденсаторе, заполненном газом, в котором эмитированные электроны быстро образуют отрицательные ионы с молекулами газа и их достаточно мало, чтобы ионы не взаимодействовали друг с другом.

Пусть $n(x)$ - объемная плотность отрицательных ионов, i - плотность тока, v - средняя скорость, с которой электроны движутся от поверхности вглубь гелия. Тогда

$$i = nev \quad (3.4)$$

Для газа можно вычислить частоту ударов молекул об единицу площади стенки, и если только что вылетевшие из катода электроны - идеальный газ, то эта частота:

$$\eta = \frac{cn}{\sqrt{6\pi}} \quad (3.5)$$

где n - плотность ионов около поверхности катода, c - тепловая скорость электронов у поверхности.

Если I - ток эмиттера без возвращающихся частиц (в вакууме), то есть сколько электронов в секунду из него вылетает, то

$$I = \frac{cne}{\sqrt{6\pi}} + i \quad (3.6)$$

и, подставляя значение i , получается

$$I = \frac{ci}{\sqrt{6\pi v}} + i \quad (3.7)$$

$$i = \frac{I}{1 + \frac{c}{\sqrt{6\pi v}}} \quad (3.8)$$

Пусть x_0 - характерное расстояние, на котором электрон превращается в пузырек, τ - время, за которое он это делает, D - коэффициент диффузии, x_x - длина свободного пробега, тогда:

$$\begin{cases} x_0 = \sqrt{D\tau} \\ v = \frac{x_0}{\tau} \\ D = \frac{cx_x}{6} \end{cases} \quad (3.9)$$

После подстановки получается:

$$i = \frac{I}{1 + \frac{x_0}{x_x} \sqrt{\frac{6}{\pi}}} \quad (3.10)$$

Так как в токе на большом расстоянии участвуют только те электроны, которые не превратились в пузырьки раньше потенциального максимума, то

$$\begin{cases} -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_F - \frac{\rho_F}{\tau} = 0 \\ -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_T + \frac{\rho_F}{\tau} = 0 \end{cases} \quad (3.11)$$

И тогда уравнение для j_F :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(-D_F \frac{\partial \rho_F}{\partial x} + \rho_F \mu_F E(x) \right) - \frac{\rho_F}{\tau} = 0 \quad (3.12)$$

И если считать, что вся диффузия и отражение происходят в области большого отрицательного поля, то последнее уравнение можно решать в окрестности максимума и

$$\rho_F(\infty) = \rho_F(0) e^{-\frac{x_m}{x_0}} \quad (3.13)$$

На рисунке 3.2 показаны качественные зависимости членов в полном токе (входящих в виде произведения) от поля в данном рассуждении. $I_{VAC}(AT)$ - уменьшение из-за высоты потенциального барьера.

3.3 Известные экспериментальные результаты

3.3.1 Фототок в гелии

На рисунках 3.3, 3.4 приводят-ся экспериментальные зависимости из работ [16], [17], совпадающие с [2] в том, что ток в гелии, полученный при помощи источника низко энергетичных

электронов, на несколько порядков меньше, чем в вакууме. Однако число порядков сильно различается: если в [2] ток уменьшался на шесть порядков, то в [17] - на 2-3 при атмосферном давлении.

Экспоненциальная зависимость тока от x_m на графике 3.3, тем не менее, говорит в пользу описанной выше теоретической модели.

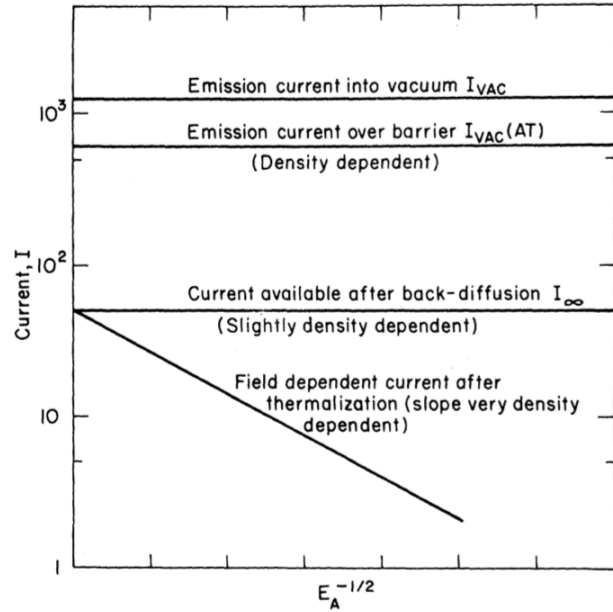


Рис. 3.2

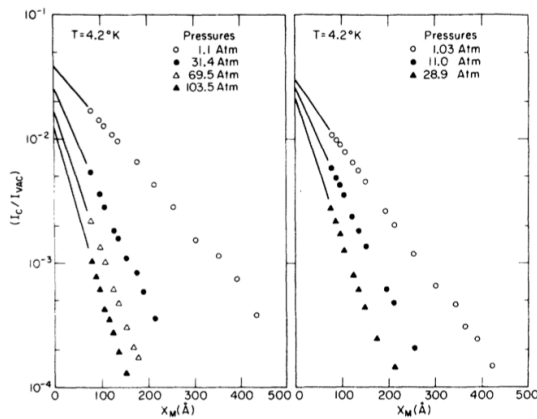


Рис. 3.3: Зависимость отношения тока в гелии к току в вакууме от расстояния образования пузырька

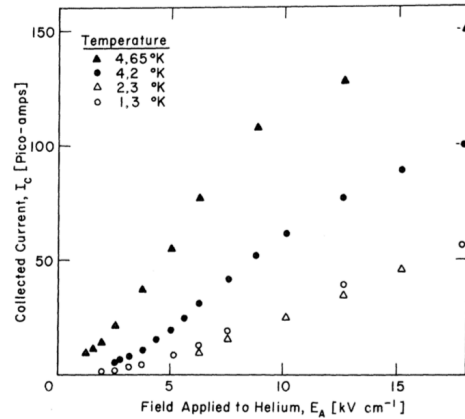


Рис. 3.4: Вольт-амперная характеристика в жидком гелии, [16]

3.3.2 Фототок в других жидких благородных газах

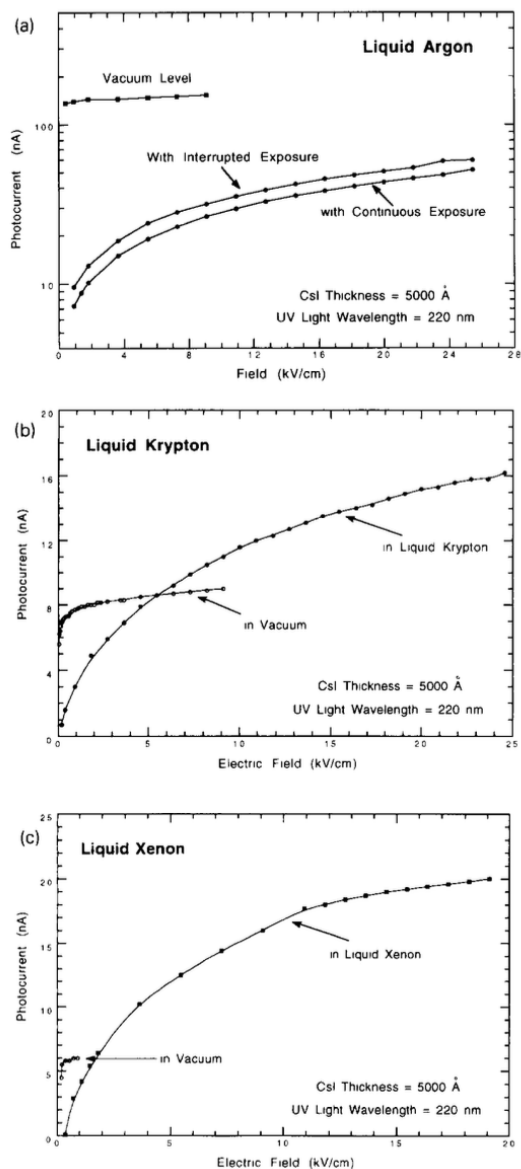


Fig. 5. Typical $I-V$ curves of the CsI photocathode measured in (a) LAr, (b) LKr, and (c) LXe

Рис. 3.5

В работе [19] исследовалась фотоэмиссия в жидкие аргон, криптон и ксенон. Результаты измерений приведены на рисунке 3.5. Можно видеть, что при достаточно больших полях, фототок в жидкости (по крайней мере криптоне и ксеноне) может превосходить ток насыщения в вакууме. Данный результат кажется удивительным, поскольку несмотря на положительное сродство этих жидкостей к электрону, характерный вид потенциала после выхода электрона в гелий (3.1), а также приведенная выше теоретическая модель должны быть применимы и к ним.

По этой причине данная работа имеет целью исследовать поведение низкоэнергетических электронов у поверхности металла в жидком гелии.

Глава 4

Эксперимент

4.1 Экспериментальная установка

4.1.1 Экспериментальная камера, поперечная геометрия

Устройство экспериментальной камеры, применявшейся в данной работе, приведено на рисунке 4.1: ультрафиолетовое излучение, проходящее в криостат из световода, заведенного сверху, проходит через анод, изготовленный из никелевой сетки прозрачностью 70 процентов и с периодом 130 микрон, и попадает на фотокатод. Электроны, выбитые из фотокатода, утягиваются приложенным полем в направлении анода. Фотокатод был смонтирован на сборке из двух параллельно соединенных рутениевых ре-

зисторов, которые могли использоваться как в качестве термометра, при известной зависимости сопротивления сборки от температуры, так и в качестве нагревателя, позволяющего изменять температуру фотокатода. Также в установку был проведен второй световод, позволяющий подключить спектрометр и наблюдать излучение, отраженное от образца.

В качестве материала для мишени фотокатода использовался индий, выбранный по двум причинам: во-первых, индий имеет работу выхода достаточно малую (около 3.8эВ) для того, чтобы необходимый для фотоэмиссии ультрафиолет мог проходить по кварцевому световоду без необходимости использования оптического криостата; во-вторых, индий достаточно легок в обработке и химически малоактивен, чтобы была возможность подготовки и хранения образцов в атмосферных условиях, что значительно облегчает эксперимент.

На рисунках 4.2- 4.5 – фотографии реального вида экспериментальной камеры и образца.

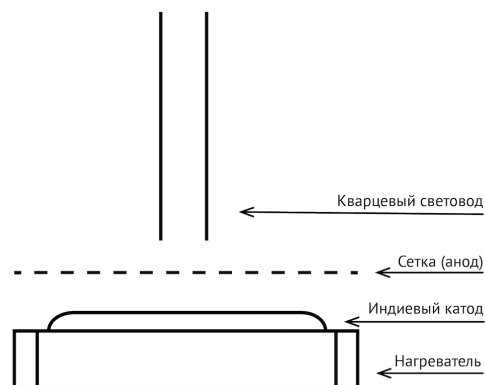


Рис. 4.1: Экспериментальная камера

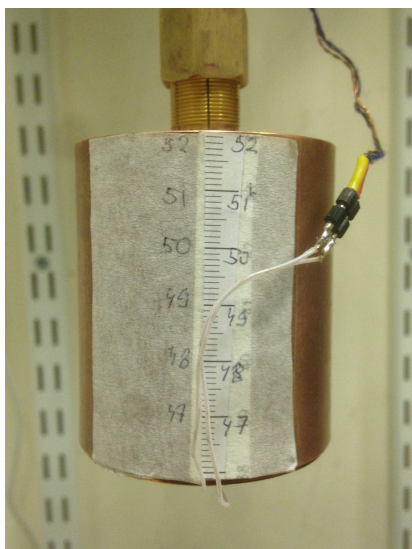


Рис. 4.2: Экспериментальная камера, смонтированная в медном стакане

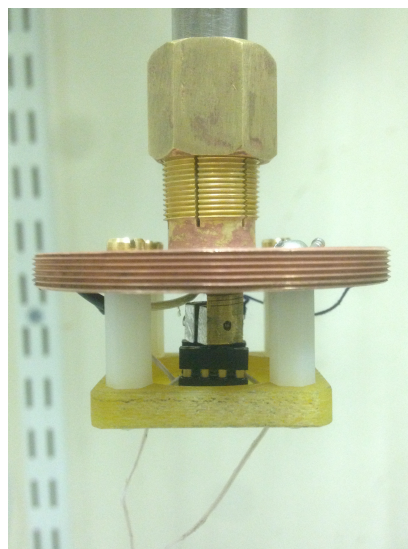


Рис. 4.3: Общий вид экспериментальной камеры

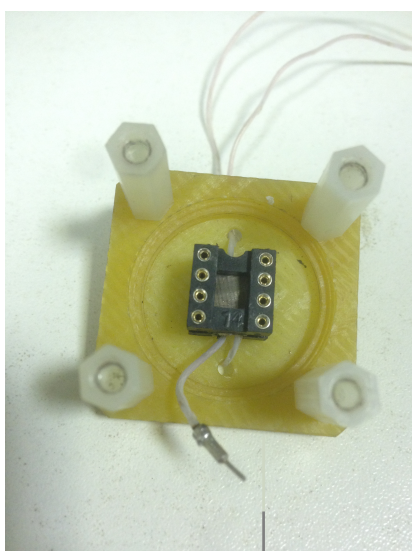


Рис. 4.4: Экспериментальная ячейка, вид сверху, в отверстии виден анод из сетки

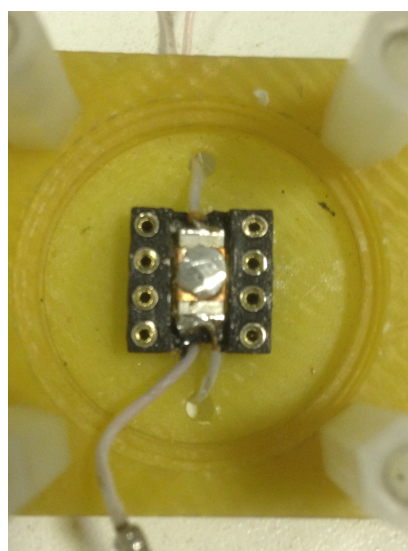


Рис. 4.5: Индиевый фотокатод, смонтированный поверх нагревателя

4.1.2 Экспериментальная камера, продольная геометрия

Для экспериментов, связанных с изучением возможности нахождения зарядов на поверхности фотокатода в объеме гелия, использовалась другая конструкция камеры. В ней электроды выполнены в виде диска из двустороннего фольгированного текстолита, в котором протравлены дорожки между центром, залуженным индием и представляющим из себя фотокатод, и двумя concentрическими кольцами, потенциалами которых можно управлять. В эксперименте использовался только ближайший к центру кольцевой электрод, поэтому упрощенная схема камеры изображена на рисунке 4.6. Преимущество этой конструкции заключается в том, что она позволяет измерять ток в нормальном гелии, так как при горизонтальном движении электронов, пузырьки, связанные с кипением гелия, меньше влияют на ток.

Фотографии реального вида камеры и диска приведены на рисунках 4.7–4.10.

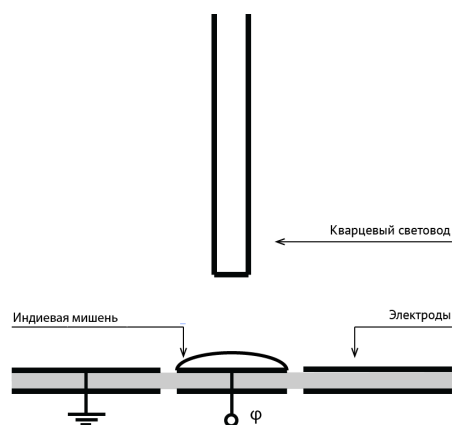


Рис. 4.6: Вторая конструкция экспериментальной камеры (упрощенная схема)

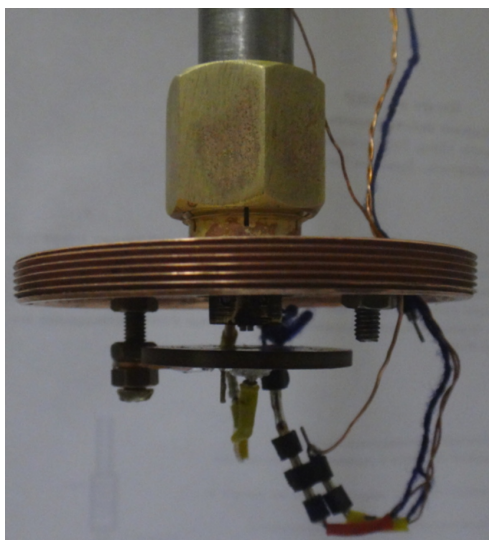


Рис. 4.7: Общий вид экспериментальной камеры

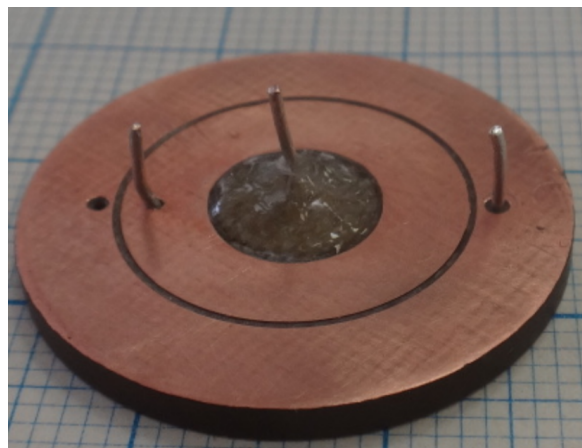


Рис. 4.8: Обратная сторона диска с выводами от электродов в процессе сборки

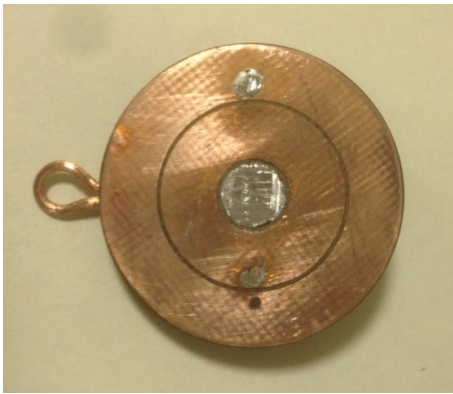


Рис. 4.9: Диск с электродами, вид сверху, в центре - индиевая мишень

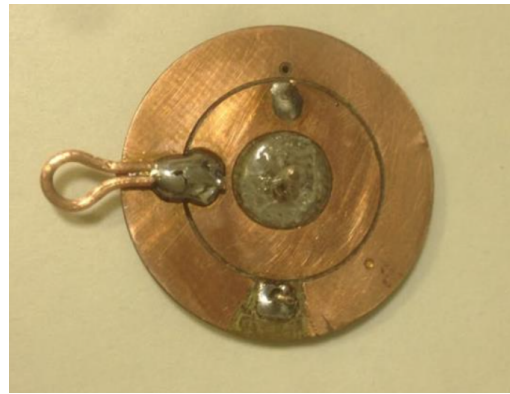


Рис. 4.10: Диск с электродами, вид снизу

4.1.3 Источник света

В качестве источника эмитирующего излучения в экспериментальной установке использовалась ртутная лампа ПРК со спектральной характеристикой, приведенной на рисунке 4.11. Данный спектр был измерен спектрометром AVASPEC-EDU со штатным световодом диаметром 200мкм.

Работа выхода индия, согласно таблицам - 3.6-4.1эВ, никеля, из которого был изготовлен анод - 4.5-5.5эВ. В спектре ртути кроме линии с длиной волны 253нм (4.9эВ),

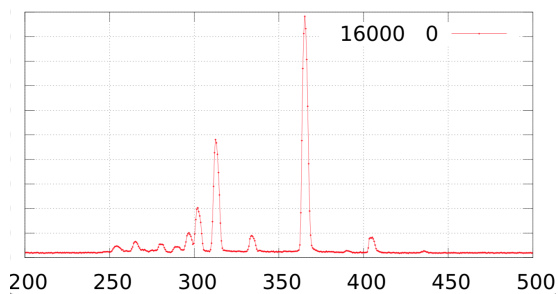


Рис. 4.11: Измеренная спектральная характеристика ртутной лампы

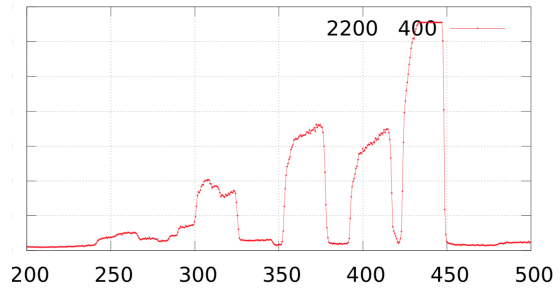


Рис. 4.12: Спектр света, отраженного от мишени

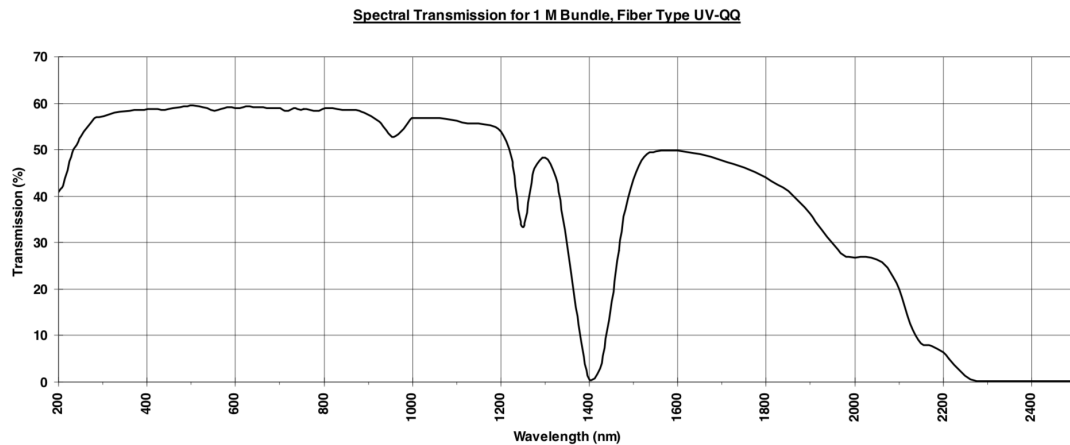


Рис. 4.13: Пропускная характеристика световода

существует еще одна, с длиной волны 185нм (6.7эВ), также способная выбивать фотоэлектроны. Однако ее интенсивность несколько меньше, как и пропускная способность световода на этой длине волны. Также в вакууме возможно получение фотоэлектронов из индия от следующей линии - 312нм (4.0эВ).

Для проведения ультрафиолета в экспериментальную камеру использовался световод в алюминиевой оболочке с кварцевым волокном диаметром 600нм длиной 1.5м, пропускная характеристика которого изображена на рисунке 4.13. Из него видно, что для линии 253нм коэффициент пропускания составляет 50% на метр.

Факт пропускания световодом ультрафиолета интересующих нас длин волн был исследован и экспериментально. На рисунке 4.12 приведен измеренный спектр после прохождения светом полутора метров световода. Большая ширина линий по сравнению со спектром лампы (рис. 4.11) объясняется большим радиусом кварцевого световода, используемого в установке, и, следовательно, меньшей разрешающей способностью спектро스코па в данном случае. Однако пик в области 250нм легко наблюдается.

4.1.4 Работа выхода

Табличные значения работы выхода индия и никеля (материала анода) в разных источниках соответственно равны 3.6-4.1эВ и 4.5-5.5эВ. Было проведено измерение фототока в форвакууме при запирающем напряжении в области малых потенциалов катода (рис. 4.14).

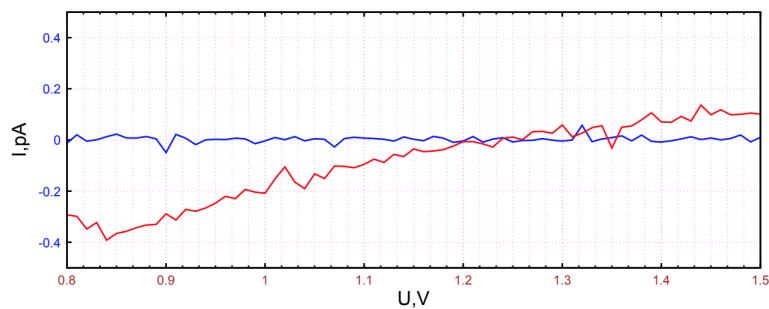


Рис. 4.14

На графике синей кривой обозначен темновой ток, красной - фототок. Ненулевой положительный фототок при большом запирающем напряжении объясняется фотоэмиссией из никеля, для которого данное направление поля является ускоряющим.

Из графика видно, что фототок становится равным нулю при запирающих напряжениях около 1.2В, следовательно работа выхода индия в эксперименте составляет около 3.7эВ.

4.1.5 Нагреватель

В экспериментальной ячейке индиевый фотокатод монтировался на сборку из двух параллельно соединенных рутениевых резисторов, которые могли использоваться как в качестве нагревателя, управляющего температурой фотокатода, так и в качестве термометра ниже точки сверхтекучего перехода. Сопротивление сборки измерялось по четырехточечной схеме и калибровалось по давлению насыщенных паров гелия, измерявшемуся емкостным барометром. На рисунке 4.15 справа приведена полученная

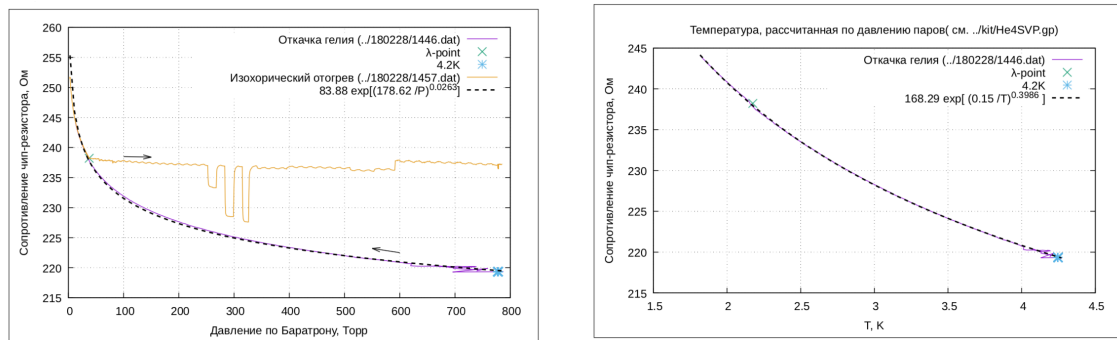


Рис. 4.15: Калибровка и итоговая характеристика нагревателя

зависимость сопротивления термометра от температуры, а слева - запись измерения с последовательным охлаждением и отогревом термометра. На последней видно, что при охлаждении температура нагревателя "следит" за температурой гелия, а при отогреве выше λ -точки "отрывается" и температура остается практически постоянной.

4.1.6 Мощность излучения

Мощность, поступающая в камеру в виде ультрафиолетового излучения, измерялась следующим образом: вместо индиевой мишени в камере закреплялся рутениевый резистор и определялось, насколько изменяется его сопротивление при открытии заслонки (пример подобного измерения приведен на рисунке 4.16), после чего на кривой зависимости сопротивления того же резистора от рассеиваемой на нем электрической мощности $R(U \cdot I)$ находилась точка с таким же изменением. Полученная в результате этого измерения мощность составляет $17 \mu\text{Вт}$.

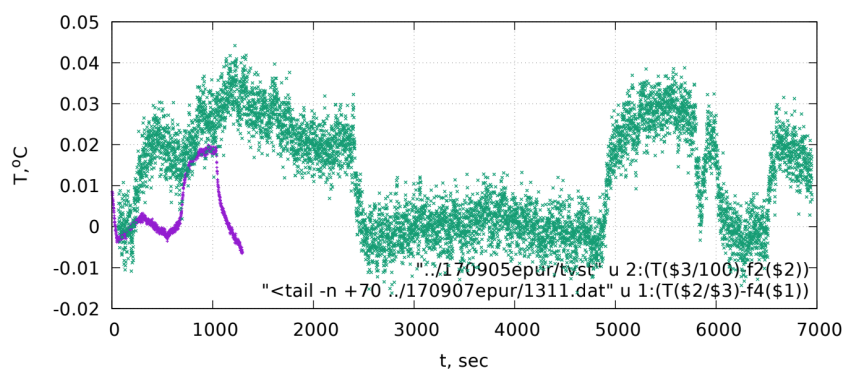


Рис. 4.16: Скачки температуры при открытии заслонки

4.1.7 Установка

Экспериментальная установка представляет собой криогенную систему с охлаждением методом откачки паров гелия-4, а так же с возможностью получать форвакуум с давлениями порядка 10^{-2} Торр при помощи форвакуумного насоса при других температурах.

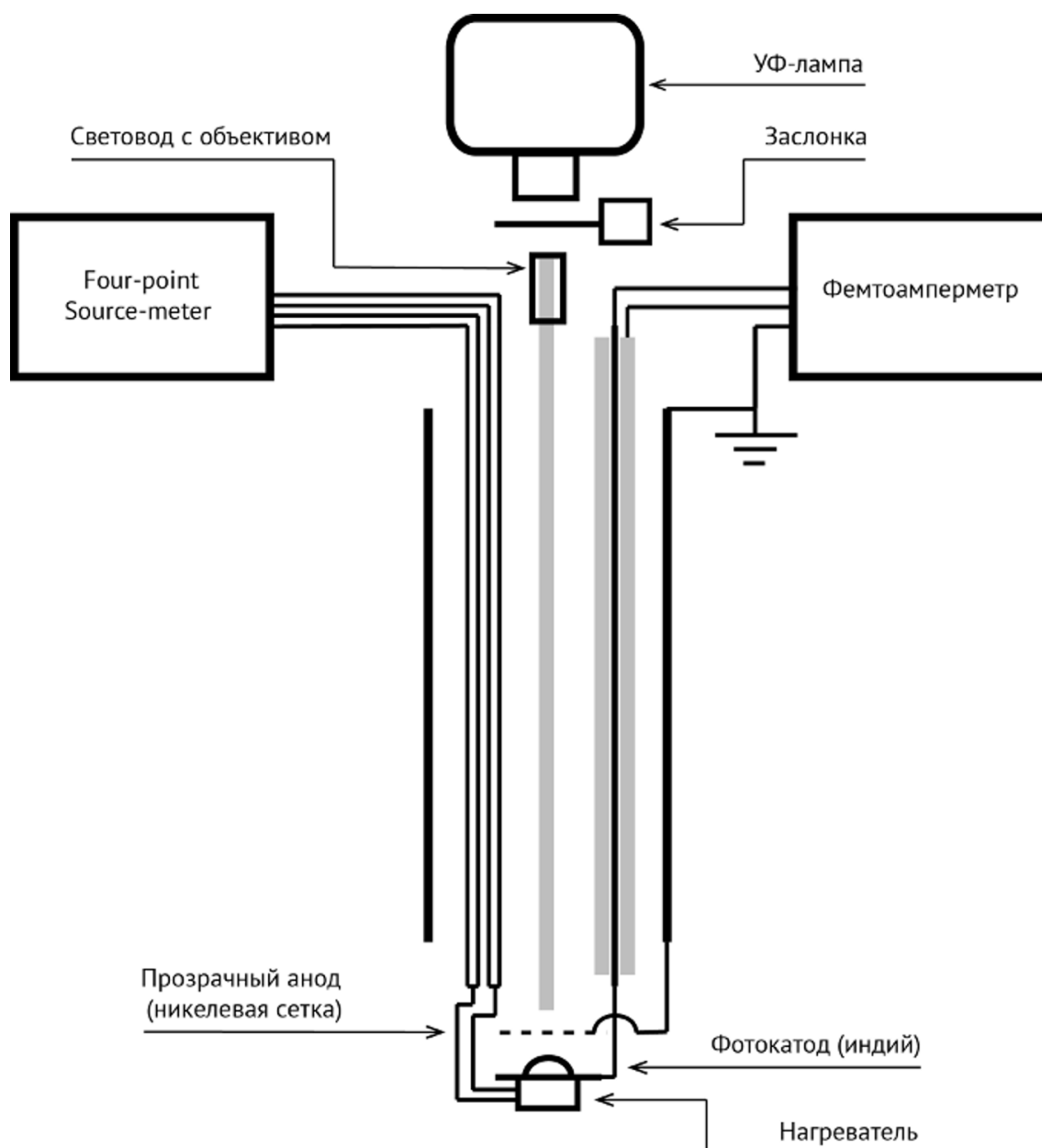


Рис. 4.17: Общий вид установки

Для измерения фототока в камере используется фемтоамперметр Keithley 6430, позволяющий измерять ток до 10^{-15} А, в то время, как наименьший измеряемый ток и шум в эксперименте на порядок больше. От него по вставке к камере ведет экранированный коаксиальный кабель, на оплетке которого автоматически поддерживается компенсирующий потенциал, что позволяет исключить токи утечки и емкостные токи на длине кабеля.

Также внутри вставки проходят провода для подключения нагревателя/термометра по четырехточечной схеме (измерение его сопротивления и подача тока на него осуществляется источником-измерителем Keithley 2401) и кварцевый световод в алюминиевой оболочке.

Как было описано выше, в качестве источника ультрафиолета используется ртутная лампа. Между ней и объективом световода располагается управляемая заслонка, поз-

воляющая полностью перекрывать поток света из лампы в световод.

4.2 Методика измерений и обработки данных

Так как в эксперименте проводилось измерение крайне малых токов, по сравнению с ними заметное значение играет шум (порядка 10^{-14} А), а также токи перераспределения зарядов при изменении напряжения в цепи, которые могут быть как токами перезарядки паразитных емкостей, так и более сложными для вычисления токами при изменении степени поляризованности диэлектриков. В связи с тем, что устранить оба этих эффекта не представлялось возможным, в реальности при измерении фототока и тока в зависимости от мощности нагревателя, измерялось добавка к существующему току при открытии заслонки или включении нагревателя. Так как при подобном включении происходит некий переходный процесс - перераспределение зарядов в камере или разогрев нагревателя и образца, то необходимый ток должен определяться в конце этого процесса. При измерении токов, больших по сравнению с уровнем шума, достаточно установить длительность включения нагревателя или открытия заслонки порядка длины переходного процесса и считать необходимым нам током разность между последней измеренной точкой при закрытой заслонке (выключенном нагревателе) и последней при открытой (включенном нагревателе). При измерении токов, сравнимых с шумом зависимость тока от времени аппроксимировалась на необходимых участках графиков временной зависимости фототока (см. рис. 4.18-4.19).

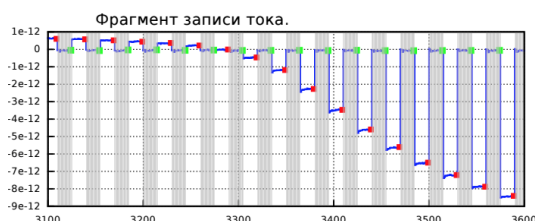


Рис. 4.18: Пример обработки данных путем выбора точек

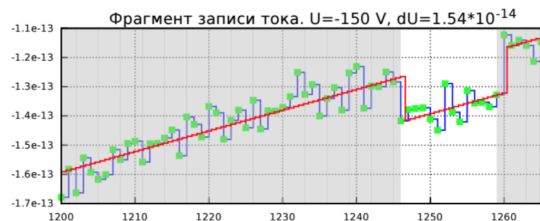


Рис. 4.19: Пример обработки данных с аппроксимацией

Глава 5

Результаты измерений

5.1 Фототок в сверхтекучем гелии, поперечная геометрия ячейки

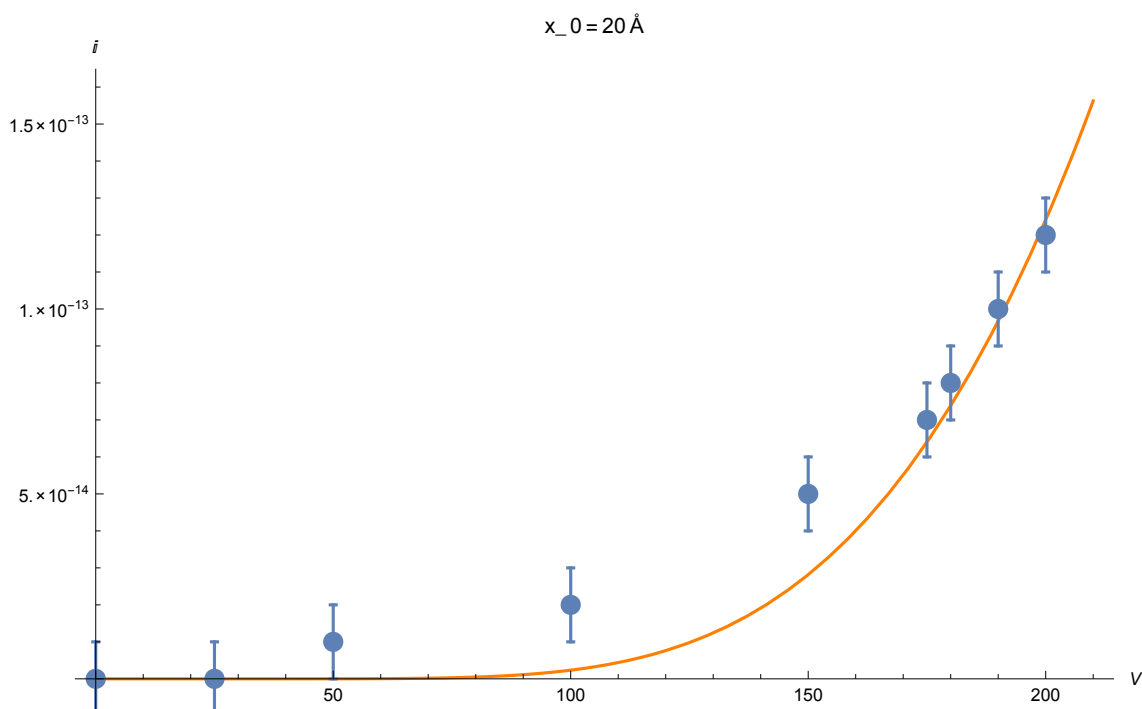


Рис. 5.1: Вольт-амперная характеристика в сверхтекучем гелии

На графике 5.1 приведена экспериментально полученная зависимость фототока от напряжения в сверхтекучем гелии. Приближение этой зависимости экспонентой 3.13 изображено на рисунке оранжевой кривой. Из нее следует, что расстояние, на котором образуется пузырек, равно $20 \text{ \AA}$, а фототок в вакууме - $1.8 \cdot 10^{-9} \text{ А}$, что близко к реальному значению.

На рисунке 5.2 данные приведены к виду, соответствующему рисунку 3.3.

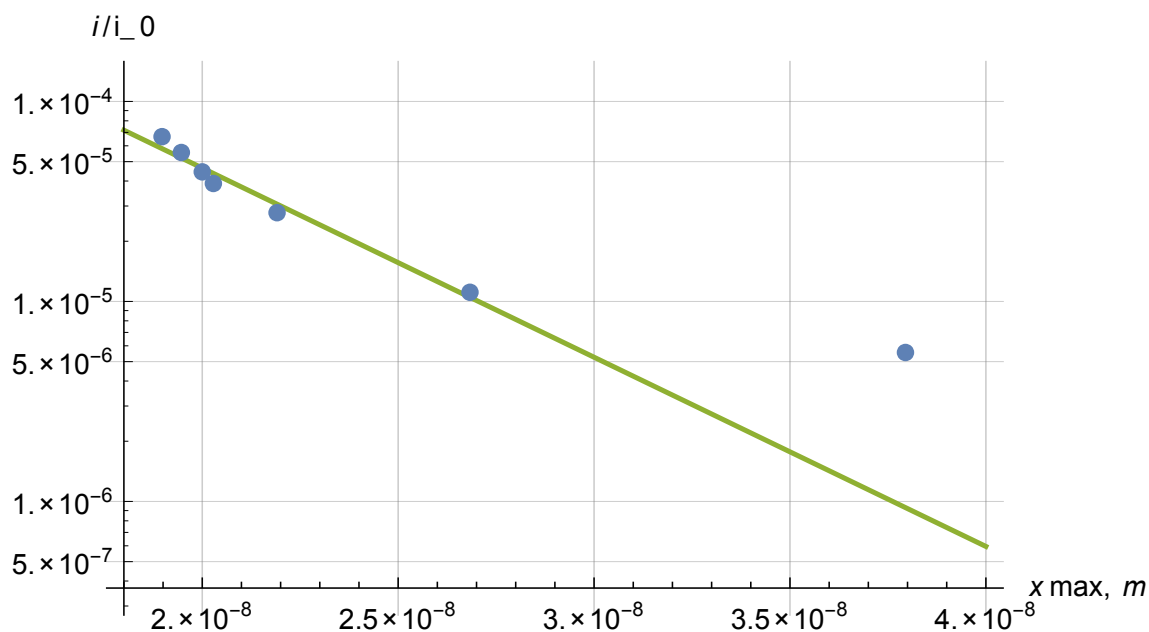


Рис. 5.2: Зависимость тока от координаты потенциального максимума

5.2 Фототок в нормальном гелии при 4.2К, продольная геометрия ячейки

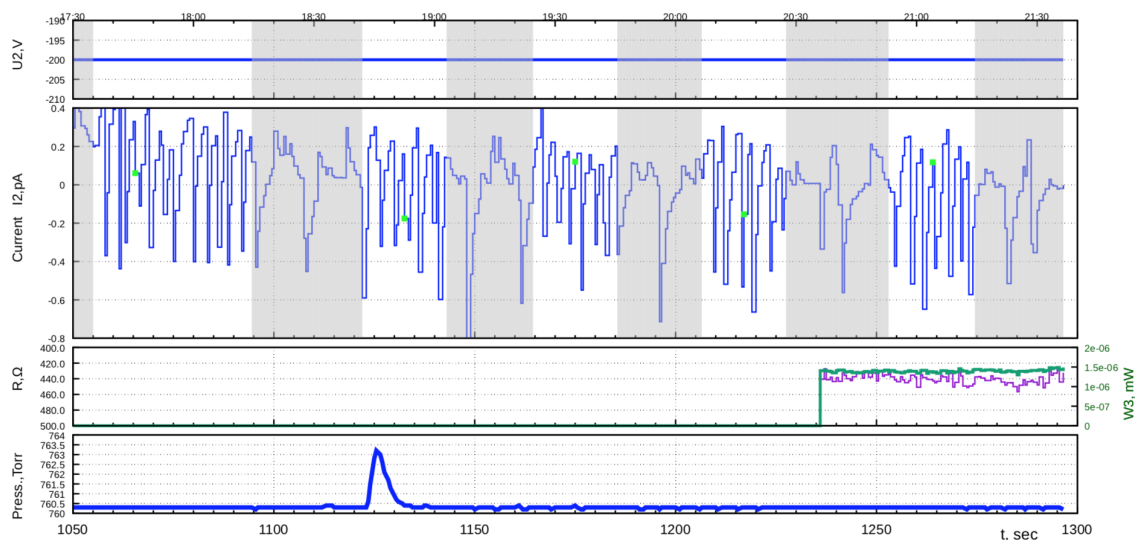


Рис. 5.3: Изменение частоты "шума" в нормальном гелии при УФ-засветке (светлые полосы в верхней части графика)

В объеме жидкого гелия при атмосферном давлении измерение фототока было невозможным из-за большой величины шума, которая может объясняться как наличием в кипящем гелии в камере заряженных пузырьков, так и "застреванием" пузырька между катодом и анодом, в результате которого может образовываться временный газовый канал, позволяющий проходить большому току. Однако период пиков этого шума менялся при открытии заслонки и составлял десять секунд при закрытой заслонке и 3-3.5 при открытой.

5.3 Фототок в продольной геометрии

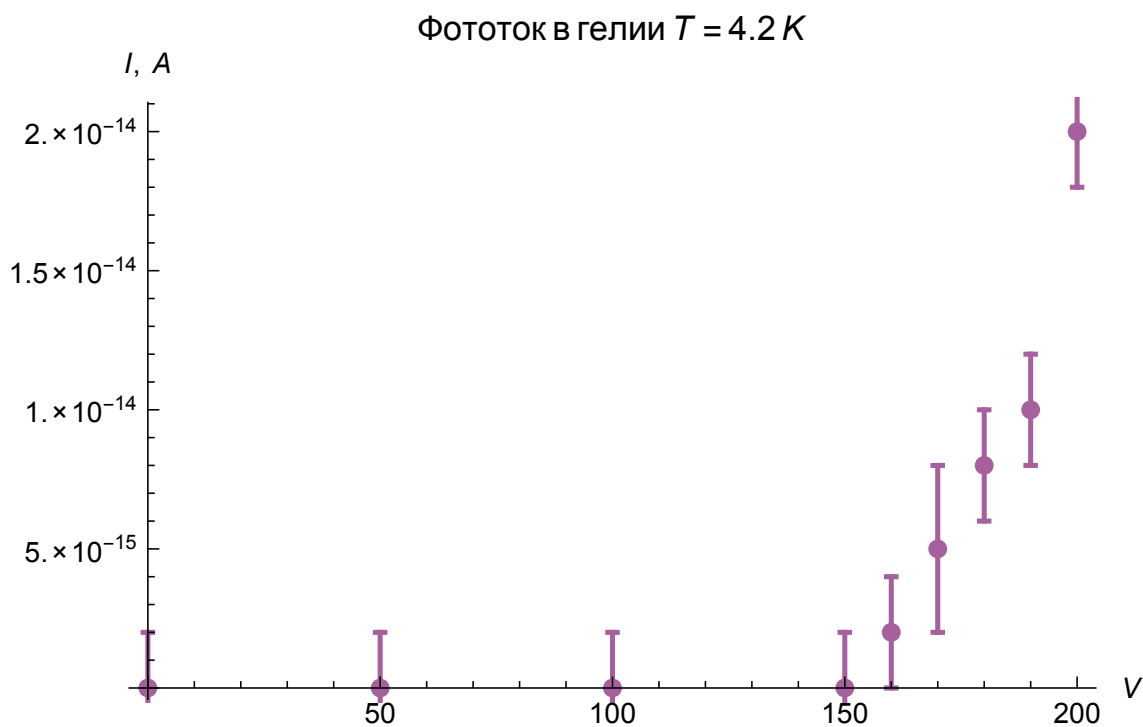


Рис. 5.4

В плоской геометрии камеры кипение не столь сильно влияет на измеряемый ток и возможно измерить фототок. Вид вольт-амперной характеристики приведен на рисунке 5.4 и внешне очень напоминает измеренную характеристику в сверхтекучем гелии, несмотря на то, что рассуждения из 3.2 не имеют силы в данном случае, так как для достижения анода электронам не требуется покидать окрестность поверхности.

5.4 Зависимость фототока от мощности нагревателя

На графике 5.5 приведена зависимость фототока от электрической мощности, рассеиваемой на нагревателе. Из него видно, что наличие этой мощности приводит к появлению фототока, который практически не зависит от величины мощности. Данное явление согласуется с предсказанным в [20] утягиванием носителей заряда потоком нормальной компоненты от нагревателя, так как при "попутном" направлении потока, пузырьки, образованные до потенциального максимума (3.1) тоже могут уйти на большое расстояние.

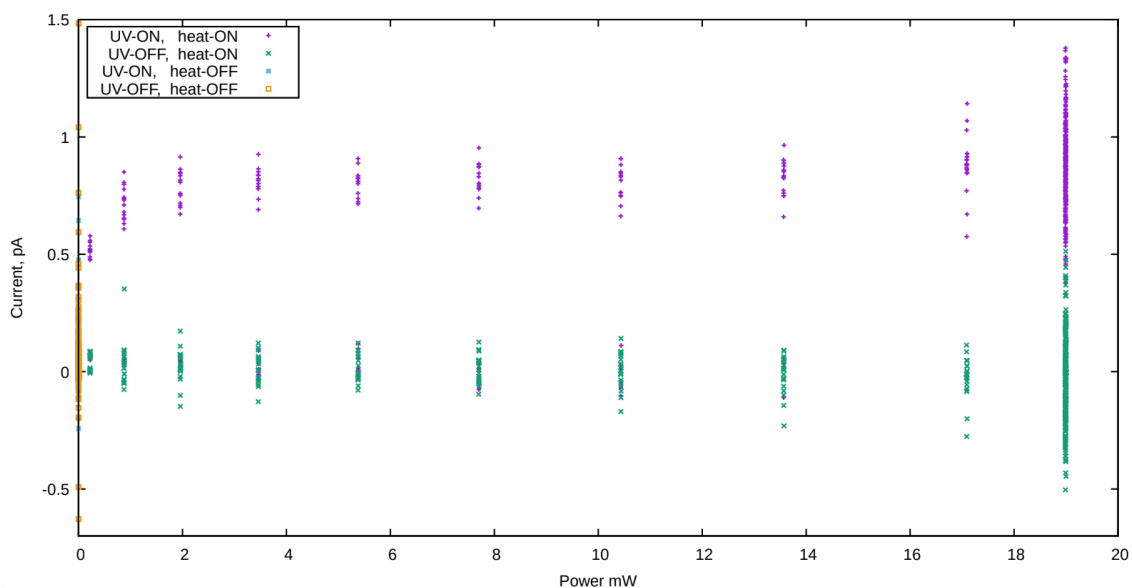


Рис. 5.5: Зависимость фототока от мощности нагревателя

5.5 Фототок по сверхтекучей пленке

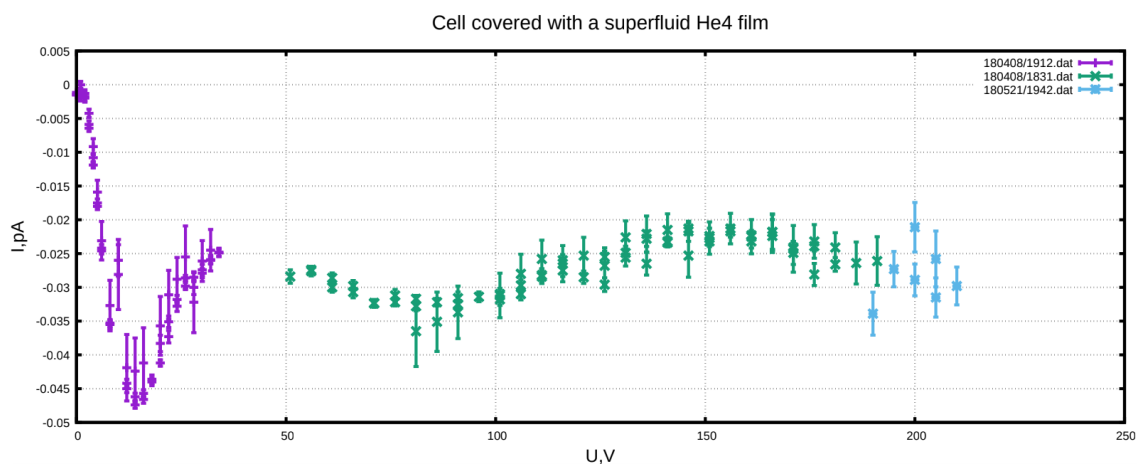


Рис. 5.6: Фототок по сверхтекучей пленке

В процессе эксперимента был также обнаружен режим, в котором фототок не достигает величины тока в газе, но уровень гелия ниже катода. Мы предполагаем, что в этом случае электроны движутся по поверхности сверхтекучей пленки. Вольт-амперная характеристика такого режима приведена на рисунке 5.6.

Глава 6

Заключение

6.1 Обсуждение

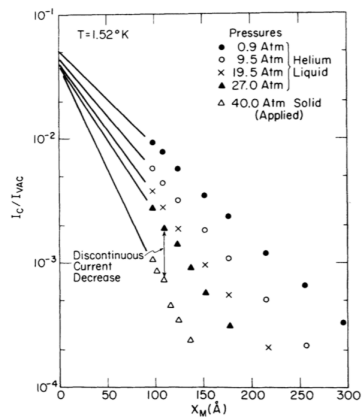


Рис. 6.1: Зависимость отношения тока в гелии к току в вакууме от расстояния образования пузырька [17]

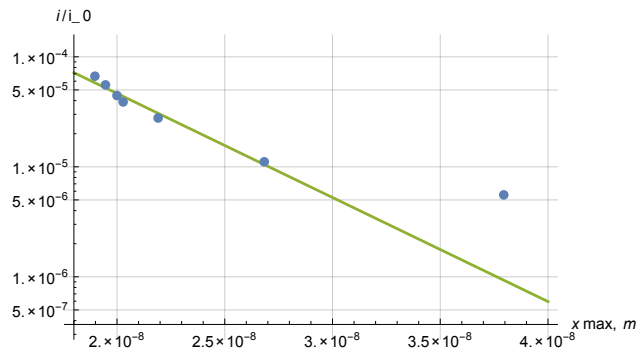


Рис. 6.2: Вольт-амперная характеристика в сверхтекучем гелии

На рисунках 6.1 и 6.2 можно сравнить полученную нами зависимость тока в сверхтекучем гелии с приведенной в [17]. Легко видеть, что отношение тока в гелии к току в вакууме в нашем эксперименте меньше примерно на порядок. В работе [2] такое уменьшение было больше еще на два порядка, но возможно, что это частично объясняется характеристикой фотокатода (см. А.1). Тем не менее, такое отличие требует дальнейшего объяснения.

6.2 Результаты

В работе была собрана установка, позволяющая изучать фототок в сверхтекучем гелии, а также изготовлена камера, позволяющая наблюдать его в нормальном гелии. Были получены вольт-амперные характеристики фототока в нормальном и сверхтекучем гелии, и наблюдалось влияние мощности нагревателя на величину фототока.

Благодарности

Автор благодарит Виталия Вадимовича Завьялова за идею исследования, научное руководство и атмосферу в лаборатории, Дмитрия Игоревича Холина за проявленный интерес к работе, Александра Федоровича Андреева за самый лучший (по мнению автора) курс из всех, слышанных им в МФТИ и непосредственно повлиявший на выбор автором темы исследования, и Льва Александровича Мельниковского за многочисленные обсуждения, как касающиеся этой работы, так и совершенно отвлеченные.

Отдельно автор хочет поблагодарить Евгения Александровича Выродова за постоянную готовность выслушать любые идеи и редкое умение задавать вопросы.

Приложение А

В это приложение входят некоторые вопросы, оставшиеся без ответа в основном тексте, достаточно далекие от темы, чтобы не войти в него, но тем не менее представляющие интерес.

А.1 Селективный фотоэффект

Причина, по которой в работе [2] наблюдаемый фототок убывает при увеличении энергии фотонов, называется селективным фотоэффектом и связана со свойствами поверхности фотокатода. Авторы этой работы использовали фотокатод из прозрачной пленки Cs-Sb, и так как известно, что спектральная характеристика (положение максимума) драматически зависит в том числе и от процесса изготовления фотокатода и может быть вызвана разными причинами, опишем очень простую модель, рассмотренную в [21], в которой подобный эффект происходит.

Пусть фотокатод состоит из множества коллоидных частиц металла с характерным размером меньше длины волны света, электрически друг с другом не связанных (см. рисунок А.1). Автор утверждает, что подобная модель имеет отношение к поверхности фотокатода из гидрида щелочных металлов, но здесь она приводится только в качестве примера возможности максимума в спектральной характеристике при определенном строении поверхности фотокатода.

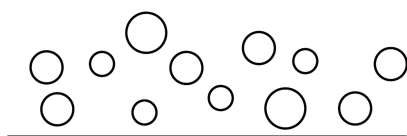


Рис. А.1: Вид модельной поверхности фотокатода

Если частицы много меньше длины волны, то они все время находятся в однородном по пространству электрическом поле и вероятность вылета электрона должна быть пропорциональна квадрату электрического поля в частице. Найдем это поле. Для простоты вычислений будем считать частицы сферическими и расположенными друг от друга на настолько больших расстояниях,

чтобы дипольное поле каждой частицы на нем спадало до величин сильно меньших внешнего поля.

Для равномерно поляризованного проводящего шара поля внутри и снаружи соот-

ветственно равны

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{in} = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \\ \mathbf{E} = V \cdot \left(\frac{3(\mathbf{P}; \mathbf{r})}{r^5}\mathbf{r} - \frac{\mathbf{P}}{r^3} \right) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

И для поля на границе получим, подставив $r = R$, а $V = \frac{4\pi R^3}{3}$,

$$\mathbf{E}_{out} = 4\pi(\mathbf{P}; \mathbf{n})\mathbf{n} - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \quad (\text{A.2})$$

где $\mathbf{n}$ - вектор, направленный из центра к поверхности шара.

Если шар находится во внешнем поле $\mathbf{E}_0$, то

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_0 - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \\ \mathbf{E}_{out} = \mathbf{E}_0 + 4\pi(\mathbf{P}; \mathbf{n})\mathbf{n} - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \\ \mathbf{D}_{out} = \mathbf{E}_{out} \\ \mathbf{D}_{in} = \mathbf{E}_0 - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} + 4\pi\mathbf{P} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Легко видеть, что эти поля удовлетворяют граничным условиям

$$\begin{cases} \mathbf{D}_{in,n} = \mathbf{D}_{out,n} \\ \mathbf{E}_{in,\tau} = \mathbf{E}_{out,\tau} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_0 - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \Leftrightarrow \mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_0 - \frac{4\pi}{3}\alpha\mathbf{E}_{in} \Rightarrow \mathbf{E}_{in} = \frac{\mathbf{E}_0}{1 + \frac{\varepsilon-1}{3}} \quad (\text{A.5})$$

где α - поляризуемость шарика, $\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha$.

Для металла для больших частот

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{4\pi e^2 n}{m\omega^2} \quad (\text{A.6})$$

где n - концентрация электронов. И в таком случае:

$$\mathbf{E}_{in} = \frac{\mathbf{E}_0}{1 - \frac{4\pi e^2 n}{3m\omega^2}} \quad (\text{A.7})$$

Отсюда видно, что существует частота, при которой поле внутри частиц металла, то есть и вероятность вылета электрона, стремится к бесконечности. Так как в этом рассуждении нигде не учитывались никакие механизмы затухания, то она просто достигнет некоторого максимума.

Литература

- [1] W.T. Sommer, *Liquid helium as a barrier to electrons*, Phys. Rev. Lett. **12**, 271, (1964)
- [2] Michael A. Woolf, G. W. Rayfield, *Energy of negative ions in liquid helium by photoelectric injection*, Phys. Rev. Lett. **15**, 235, (1965)
- [3] Boyce Burdick *Negative ions in liquid helium*, Phys. Rev. Lett. **14**, 11, (1965)
- [4] J.P. Hernandez *Electron self-trapping in liquids and dense gases* Rev. Mod. Phys. **63**, 3, (1991)
- [5] L. Meyer, F. Reif *Mobilities of He Ions in Liquid Helium* Phys. Rev. **110**, 279, (1958)
- [6] Humphrey J. Maris, *Electrons in liquid helium* Journal of the Physical Society of Japan **77**, 11, (2008)
- [7] K.R. Atkins, *The surface tension of liquid helium* Canadian journal of Physics **31**, 7, (1953)
- [8] Wanchun Wei, Zhuolin Xie and Humphrey J. Maris, *Electron bubbles in liquid ^4He containing a small number of electrons*, Phys. Rev. B, 89, (2014)
- [9] W. Guo, D. Jin, and H.J. Maris, *Stability of Multielectron Bubbles in Liquid Helium*, Phys. Rev. **B78**, 014511 (2008)
- [10] C. Zipfel, T.M. Sanders, in Proceedings of the Eleventh International Low Temperature Physics Conference, (1968)
- [11] J.A. Northby, T.M. Sanders, *Photoejection of electrons from bubble states in liquid helium* Phys. Rev. Lett. **18**, 26, (1967)
- [12] И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва, 1971, 316-317
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва, 1988, 99-100
- [14] F. Aitken, N. Bonifaci, L.G. Mendoza-Luna, K. von Haeften, *Modelling the mobility of positive ion clusters in normal liquid helium over large pressure ranges*. Phys. Chem. Chem. Phys. **17**, 28, (2015)
- [15] K.O.Keshishev, Y.Z. Kovdrya, L.P. Mezhev-Deglin, A.I. Shalnikov, *Mobility of charges in liquid helium up to solidification* JETP, **29**, 1, (1969)

- [16] D.G. Onn and M. Silver, *Attenuation and lifetime of hot electrons injected into liquid helium*, Phys. Rev. **183**, 295, (1969)
- [17] D.G. Onn, M. Silver, *Injection and thermalization of hot electrons in solid, liquid and gaseous helium at low temperatures*, Phys. Rev. **A3**, 1773 (1971)
- [18] J.J. Thomson, G.P. Thomson, *Conduction of electricity through gases*, Cambridge University Press, 3rd ed., Vol.1, p.466 (1928).
- [19] E. Aprile et al, *Electron extraction from a CsI photocathode into condensed Xe, Kr, and Ar*, Nucl.Instr and Meth. in Phys.Res. **A343**, 129-134, (1994)
- [20] R.G. Arkhipov, A.I. Shalnikov, *On the problem of the motion of charges in liquid helium II* JETP, **37**, 10, (1960)
- [21] W.T. Doyle *The selective photoelectric effect* Proc. Phys. Soc. **74** 27, (1959)