

Содержание

1	Введение	2
2	Напуск электронов на поверхность диэлектрика.	5
3	Полевая эмиссия.	6
3.1	Углеродные нанотрубки.	8
3.2	Электронная эмиссия с нанотрубок.	9
3.2.1	Экспериментальная установка	10
4	Термоэмиссия.	12
4.1	Экспериментальная установка	16

1 Введение

Двумерный электронный газ над поверхностью криодиэлектрика предстваляет собой до-вольно интересную систему, возможно имеющую применение как основа для квантовых битов (qubit). Одна из существенных частей установки, содержащей двумерный электрон-ный газ, является эмиттер электронов. Эмиттер должен удовлетворять различным требо-ваниям, в том числе по теплопритоку и энергетическому спектру излучаемых электронов. Представляют интерес эмиттеры низноэнергетичных ($\leq 1\text{эВ}$) электронов, в связи с воз-можностью их использования для напыления в условиях высокого вакуума на поверхность конденсатов таких инертных газов как Ar , Ne , Xe . В настоящей работе будут рассмотрены некоторые механизмы эмиссии низкоэнергетичных электронов не использующие замедле-ние электронов на остаточном газе, применимые в данной ситуации.

Находясь вблизи поверхности диэлектрика, электрон притягивается к ней силами элек-трического изображения, но не может проникнуть внутрь из-за потенциального барьера на ее поверхности $V \approx 1\text{эВ}$. Иными словами, вблизи поверхности имеется потенциальная яма, на которой могут возникать энергетические уровни - связанные состояния электронов. На дальних расстояниях от поверхности потенциал сил изображения равен [2]

$$\varphi(z) = \frac{e^2 (\varepsilon - 1)}{4 (\varepsilon + 1) z} = -\frac{Qe^2}{z},$$

где z - координата вдоль нормали к поверхности, $Q = \varepsilon - 1$. В первом приближении можно считать, что $\varphi(z) = +\infty$ при $z \leq 0$. Получившийся модельный потенциал показан на рис. 1.

Спектр энергетических уровней электрона в такой потенциальной яме хорошо известен [n]:

$$E_n = -\frac{Q^2 m e^4}{2 \hbar^2 n^2}$$

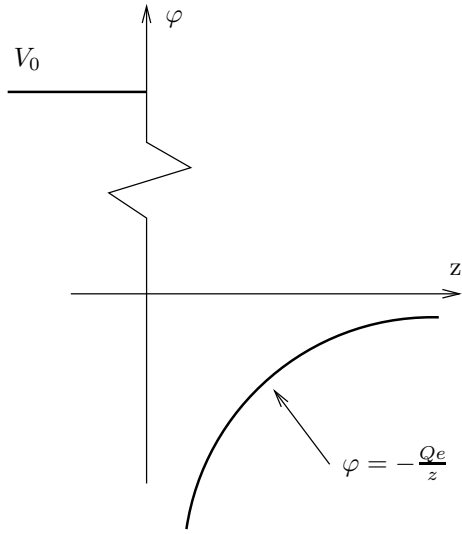


Рис. 1: Модельный потенциал на поверхности

Среднее удаление электрона от поверхности на n -ом уровне равно:

$$\langle z \rangle_n = \frac{3}{2} n^2 \frac{a_0}{Q},$$

где a_0 - борковский радиус. Для гелия, водорода и неона $(\epsilon - 1) \approx 10^{-3}$, что обеспечивает выполнение условия $\langle z \rangle_1$

$\gg a_0$. Электрон локализован далеко от поверхности диэлектрика, следствием чего является его свобода для движения вдоль поверхности. Если же, как это бывает обычно, $(\epsilon - 1) \geq 1$, модель дает $\langle z \rangle + 1 a_0$. В этом случае электроны будут связаны с отдельными атомами вещества или с дефектами поверхности, что дает картину обычной электризации [п].

Если кинетическая энергия движения электронов вдоль поверхности $\frac{p_{\parallel}^2}{2m}$ много меньше $(E_2 - E_1)$, то возбужденные состояния электронами практически не заселены. Такие электроны образую двумерную проводящую систему.

	$Q (10^{-3})$	T_3	P_3 (мм. р. ст.)	E_1 (ТГц)	z_1 (нм)
He^3	5.23			0.090	1530
He^4	6.95			0.159	1150
$H_{2ж}$	26	14.0	54.0	2.14	310
$H_{2ТВ}$	32	14.0	54.0	3.24	250
$He_{ж}$	22	24.6	324	1.29	405
$He_{ТВ}$	27	24.6	324	1.95	330

Параметры диэлектриков с $(\varepsilon - 1) \ll 1$. T_3 и P_3 - температура и давление в тройной точке. E_1 и z_1 - расчетные значения энергии связи электрона и его расстояния до поверхности в основном состоянии.

Чтобы иметь возможность контролировать энергетические уровни электронов и обеспечить достаточно высокую концентрацию электронов на поверхности, нужно приложить перпендикулярное к ней статическое поле E_z . При этом собственные значения энергии E_n изменяются благодаря появлению в потенциальной энергии добавки $eE_z z$. В первом приближении теории возмущения поправки к энергии равны $\Delta E_n = eE_z \langle z \rangle_n$

2 Напуск электронов на поверхность диэлектрика.

Одной из важнейших частей установки, создающей рассмотренную электронную систему, является эмиттер, напускающий электроны на поверхность диэлектрика. Эмиттер электронов должен удовлетворять следующим требованиям: тепловое излучение от него не должно заметно нагревать систему; испускаемые электроны должны иметь определенное распределение по энергии.

Для избежания появления связанных на неизбежных примесях электронов, искажающих поле в камере, энергия электронов, долетающих до диэлектрика, должна не превышать потенциальный барьер на его поверхности. Этого можно добиться, тормозя вылетающие из эмиттера электроны электрическим полем, что убирает лишь постоянную составляющую их энергии, так что при наличии значительного разброса электронов по энергии необходимо использовать другие механизмы корректировки энергии электронов или другие эмиттеры. Напыление электронов на поверхность водорода можно проводить вблизи тройной точки водорода, используя термолизацию электронов за счет неупругих столкновений с молекулами H_2 насыщенного газа, и затем охлаждая водород с напыленными на его поверхности электронами до его кристаллизации. В случае неона термолизация электронов происходит на длинах много больших длины свободного пробега из-за присутствия только упругого рассеяния электронов на частицах газа.

Рассмотрим наиболее интересные механизмы эмиссии электронов.

3 Полевая эмиссия.

Как известно, распределение электронов по энергии в металле описывается распределением Ферми-Дирака:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} + 1}$$

Электроны могут покинуть металл, если они смогут преодолеть потенциальных барьер на границе металла. При нулевом внешнем электрическом поле этот барьер описывается ступенчатой функцией с высотой работы выхода W . Только возбужденные термически или излучением электроны могут преодолеть барьер и покинуть металл. В результате приложения внешнего электрического поля потенциальных барьер изменяется как показано на рис. 2; его высота уменьшается на ΔW . Распределение по энергиям для испускаемых электронов определяется следующими двумя эффектами: низкоэнергетическим склоном, определяемым вероятностью туннелирования, и высокоэнергетическим, определяемым термическим разбросом энергии электронов в металле.

Распределение по энергиям испускаемых электронов $\frac{dJ_{TF}(E)}{dE}$ дается в теории термополевой эмиссии (в СИ) выражением[n]:

$$\frac{dJ_{TF}(E)}{dE} = \frac{4\pi m e}{\hbar^3} d e^{-\frac{eW}{d}} \frac{e^{E/d}}{e^{E/k_B T} + 1}$$

где m и e - масса и заряд электрона, параметр d описывает вероятность туннелирования электрона через потенциальный барьер. Вероятность туннелирования обычно вычисляется как квазиклассическое приближение точного выражения[n]. Здесь мы приведем лишь конечный результат:

$$d = \frac{ehF}{4\pi(y_0)\sqrt{2mW}}$$

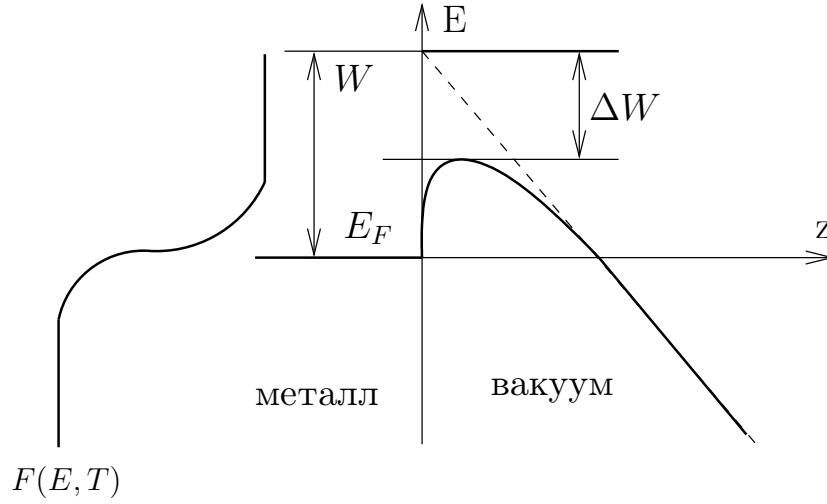


Рис. 2: Потенциальный барьер на границе металла при приложении внешнего электрического поля

где F - напряженность электрического поля, y_0 описывает влияние сил изображения:

$$y_0 = \frac{\Delta W}{W} = \frac{\sqrt{e^3 \frac{F}{4\pi\epsilon_0}}}{W}$$

где ΔW - понижение потенциального барьера в отсутствие поля W .

$$b = \frac{2v(y_0)}{3t(y_0)}$$

где $t(y_0) = 1 + 0.1107y^{1.33}$, $v(y_0) = 1 - y_0^{1.69}$.

Полный ток эмиссии находится интегрированием $\frac{dJ_{TF}(E)}{dE}$ по E :

$$j_{TF} = \frac{4\pi m e}{h^3} d^2 e^{-\frac{bW}{d}} \frac{\pi p}{\sin \pi p}$$

где $p = \frac{k_B T}{d}$

Представляла интерес автоэлектронная эмиссия с углеродных нанотрубок в связи с

недавними работами [4], в которых указывалось на высокую стабильность эмиссионного тока с нанотрубок.

3.1 Углеродные нанотрубки.

Простейшая модель нанотрубки (см. рис. n) - свернутый в виде цилиндра слой, состоящий из атомов углерода, упакованных по типу графита (двумерная гексагональная решетка). Из слоя вырезается лента LL' , которая затем “сворачивается” в цилиндр. От угла ϕ - так называемого “угла хиральности (chirality)” - зависит степень “скрученности” трубки.

Нанотрубки с различной хиральностью - это полимеры разного строения, поэтому они обладают разными электрическими свойствами. Большая часть нанотрубок обладает металлической проводимостью, однако некоторые нанотрубки - полупроводники с шириной запрещенной зоны 0.1 - 0.3 эВ. По геометрическим параметрам нанотрубки делятся на два класса - однослойные (Single-Walled NanoTube, SWNT) и многослойные (Multi-Walled NanoTube, MNWT). Диаметр однослойных трубок $d_{sw} \sim 1$ нм, многослойных $d_{mw} \sim 10 - 30$ нм.

Сейчас разработано несколько способов изготовления нанотрубок. Один из них, химический, заключается в нагревании ферроцена или похожих углеродистых соединений (должен присутствовать металл в качестве катализатора) в специальной печи и последующем осаждении на специальном электроде, покрытом мелкодисперсным Ni или Co. В других работах нанотрубки получались испарением углерода в электрической дуге, при этом они росли прямо на электродах или на стенках камеры. Образцы одностенных нанотрубок, находящиеся в нашем распоряжении [n], были получены при помощи испарения углерода электронной пушкой. Обычно, помимо нанотрубок, в получившемся осадке много различных примесей, таких, как аморфный углерод или фуллерены C_{60}, C_{70}, C_{80} . Удалить примеси можно с помощью ультразвукового диспергирования в метаноле и последующего

разделения на центрифуге.

Также различаются параметры роста нанотрубок. На рис. n показан один из наблюдавшихся[n] способов роста нанотрубок, при котором на вершине оказывалась наночастица (чаще металлическая) субстрата. Также возможен рост поверх наночастицы или вообще без ее участия.

3.2 Электронная эмиссия с нанотрубок.

Вскоре после открытия углеродных нанотрубок было сделано предположение, что новый материал можно использовать как полевой эмиттер. Углеродные нанотрубки могут быть длиной в несколько микрон при диаметре в несколько нанометров. Вследствие такого большого соотношения, возможно получение достаточно высокого эффективного поля для электронной эмиссии при меньших, чем обычно, величинах прикладываемого напряжения.

Известно, что электронная структура нанотрубок сильно зависит от их геометрических параметров, таких как диаметр и хиральность - существуют нанотрубки проявляющие как металлические, так и полупроводниковые свойства. Более того, на электронную структуру сильно влияют дефекты, такие как пятиугольники на вершинах нанотрубок. Таким образом, вершина нанотрубки имеет свойства отличные от остальной ее части. Также свойства могут меняться вдоль самой нанотрубки, например, иметь металлические и полупроводниковые кольца[n]. Вследствие закрытой поверхности вершины некоторых нанотрубок эмиссионный ток с нанотрубки стабилен благодаря отсутствию самодиффузии поверхностных атомов. В работе [4] наблюдалась устойчивая (в течении 2 месяцев) непрерывная эмиссия с нанотрубок (см. рис. n).

3.2.1 Экспериментальная установка

Предполагалось использовать эмиттер на углеродных нанотрубках для напыления электронов на поверхность криоэлектрика, в связи с чем были исследованы их эмиссионные свойства в высоком вакууме (10^{-7} тор). Исследуемые нанотрубки были наращены на поверхность болта МЗ. Для обеспечения бесстолкновительного пролета эмиттируемых электронов образец помещался в высокий вакуум (который достигался работой диффузионного насоса и азотной ловушки) порядка $4 \cdot 10^{-7}$ мм. рт. ст. Вакуумоплотный ввод электродов в объем был реализован парой хим. стекло - феррахромовая проволока (сплав Н47ХБ), отожженная во влажном гелии при температуре 1050°C в течении 5 часов[п]. Система (сосуд с катодом и анодом) помещалась в азот для вымораживания токовых утечек по стенкам колбы с образцом.

При обработке данных использовалась упрощенная формула

$$J \cong \frac{10^{10} F^2}{\phi} e^{-\frac{0.5\phi^{3/2}}{F}}$$

где F - напряженность электрического поля, измеряется в V/A , ϕ - в эВ. Результаты удобно представлять на графике Фаулера-Нордгейма: $\ln \frac{J}{F}$ как функция от $1/F$. В большинстве случаев это прямая; по ее наклону можно судить о работе выхода или эффективному электрическому полю вблизи поверхности:

$$\frac{d \ln \frac{J}{F}}{d(1/F)} \cong -0.7\phi^{3/2}$$

где ϕ выражена в эВ.

Для исследуемого образца мы не знали эффективного поля вблизи поверхности и оценили его, считая работу выхода $\phi \simeq 4.5\text{эВ}$; наклон прямой был приблизительно равен 3 (при условии что электрическое поле измеряется в V/A°). Соответственно для одного из

измерений получили

$$\frac{5}{F} = \frac{19 * 10^3}{V} \Rightarrow \frac{F}{V} = \gamma = 2.6 * 10^{-4} A^{-1}$$

Зная эффективное электрическое поле вблизи поверхности, мы можем оценить радиус кривизны эмиттера считая что он описывается шариком радиуса r . Для шарика с потенциалом ϕ имеем: $\frac{\phi}{r} = E \Rightarrow r = \frac{\phi}{E} = 380\text{нм}$. Параметр γ был различным для разных измерений, минимальное значение радиуса кривизны было у первых измерений.

Эмиссия наблюдалась очень неустойчивая, могла измениться на порядок за долю секунды, будучи до этого устойчивой в течении десятков секунд. При этом чем больше был эмиссионный ток, тем более короткое время он сохранялся (см. рис. 3). Это было по видимому связано с большим количеством примесей на эмиттирующей поверхности из-за недостаточно высокого вакуума (подобная ситуация наблюдалась и в [4]). В связи с этим было решено отказаться от использования эмиттеров на углеродных нанотрубках.

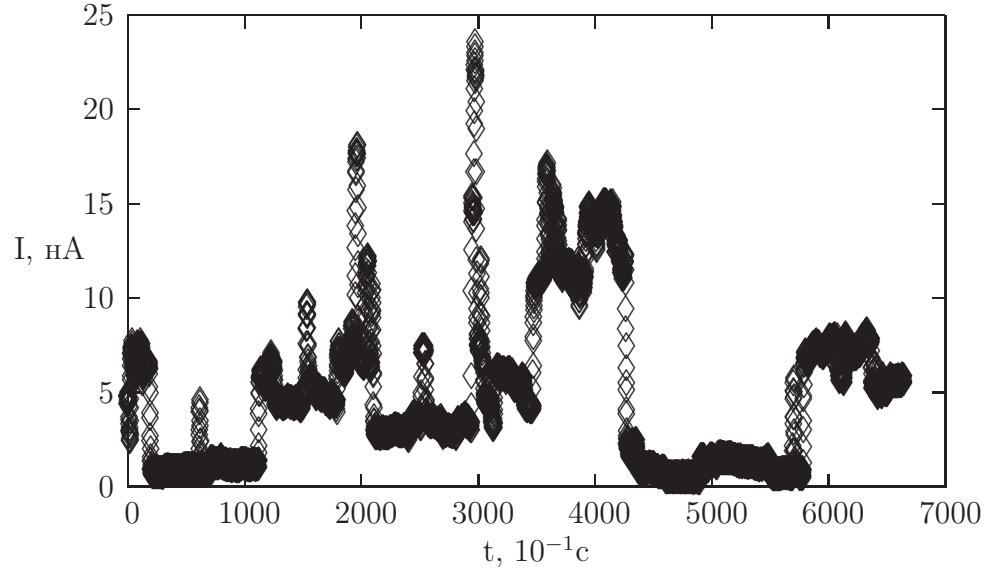


Рис. 3: Эмиссионный ток с образца, зависимость от времени.

4 Термоэмиссия.

Плотность потока свободных электронов, падающих на границу эмиттера изнутри него [1]:

$$\frac{dv}{dE} = v(E) = \frac{4\pi m k_B T}{h^3} e^{\frac{E-\phi}{k_B T}}$$

Из потока электронов $v(E)dE$ в интервале dE из эмиттера выйдет наружу поток электронов $D(E)v(E)dE$, где $D(E)$ - коэффициент прозрачности потенциального барьера на границе металла; после интегрирования и усреднения D получается формула [1]:

$$j = A\bar{D}T^2 e^{-\phi/k_B T} \quad (1)$$

где $A_0 = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 120.4 \frac{A}{\text{см}^2 \text{K}^2}$,

при этом вылетающие электроны имеют максвелловское распределение скоростей:

$$dn = C \exp \left[-\frac{1}{2mkT} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \right] dp_x dp_y dp_z$$

Отсюда видно, что величина работы выхода ϕ , равно как и температура, экспоненциально влияет на эмиссионный ток; один из способов увеличить ток при заданной температуре и площади излучения (или уменьшить выделение тепла на эмиттере при заданном токе эмиссии) - выбор материала с минимальной работой выхода. Работа выхода тугоплавких металлов достаточно велика ($\sim 4\text{эВ}$), для их сплавов и оксидов значительно ниже ($\sim 1\text{эВ}$). Однако подобные термоэмиттеры достаточно сложны при использовании (постоянно требуется хороший вакуум, после “отравления” плотными газами необходимо сделать трудоемкие процедуры для восстановления его работоспособности).

Дополнительный разброс по энергиям эмиттируемых электронов дает разность потенциалов вдоль самого катода, вследствие чего желательно использовать катоды с минимально возможным прикладываемым рабочим напряжением либо использовать катоды работающие в определенном импульсном режиме (в первый момент времени, вместе с подачей запирающего напряжения на сетку, катод разогревается до рабочей температуры, после чего напряжение снимает как с катода так и сетки, после чего в течение некоторого времени, определяемого теплоотводом с катода, и снимается катодный ток). Минимизировать как теплоприток с катода так и прикладываемое напряжение можно используя катоды с минимально возможными геометрическими размерами. Одна из серийно выпускающихся вольфрамовых нитей накала имеет длину 5мм и диаметр 5 микрон.

Рассмотрим один из способов уменьшения теплопритока к камере. Поместим между эмиттером и камерой трубку диаметром d и длиной l из немагнитного материала, с намотанным на нее соленоидом. При протекании через него тока в трубке будет создаваться

однородное (вдали от концов соленоида) магнитное поле

$$H = \frac{4\pi IN}{cl_s}$$

где I - ток в обмотке соленоида, l_s - длина соленоида, N - количество витков обмотки.

В магнитном поле электроны движутся с ларморовской частотой $\omega = \frac{eH}{mc}$ по винтовой кривой с окружностью радиусом $r_l = \frac{cmv_{\perp}}{eH}$, где v_{\perp} - перпендикулярная полю составляющая скорости электрона. В таком магнитном поле электроны будут лететь вдоль соленоида, причем поперечная составляющая скорости будет ограничена диаметром соленоида:

$$v_{\perp max} = \frac{eHr_s}{mc}$$

где r_s - радиус соленоида

Таким образом осуществляется удаление эмиттера от низкотемпературной камеры и в некоторой степени ограничивается энергия электронов. Дальнейшее улучшение эмиттера возможно за эффекта счет дрейфа заряженной частицы в неоднородном магнитном поле. Скорость дрейфа задается следующим выражением [3]:

$$\vec{F} + \frac{e}{c} [\vec{v}_D \vec{B}] = 0$$

где $\vec{F} = mv_{\parallel}^2 \frac{\vec{R}}{R^2}$ - центробежная сила, возникающая в случае движения заряженной частицы в магнитном поле с радиусом кривизны \vec{R} ; v_{\parallel} - параллельная полю составляющая скорости. Как легко заметить, скорость дрейфа направлена вдоль бинормали кривой линии индукции магнитного поля.

$$\vec{v}_D = \frac{c}{B^2 e} [\vec{F} \vec{B}] = \frac{mcv_{\parallel}^2}{BRe} \vec{b}, \quad \vec{b} = \frac{[\vec{R} \vec{B}]}{RB}. \quad (2)$$

Пусть длина искривленной части соленоида равна l_c . Тогда за время пролета этой части центр ларморовской окружности сместится на $r_D = v_D t_{\text{пролета}} = \frac{mcl_c v_{\parallel}}{BRe} = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp max}} \frac{l}{R} r_s$.

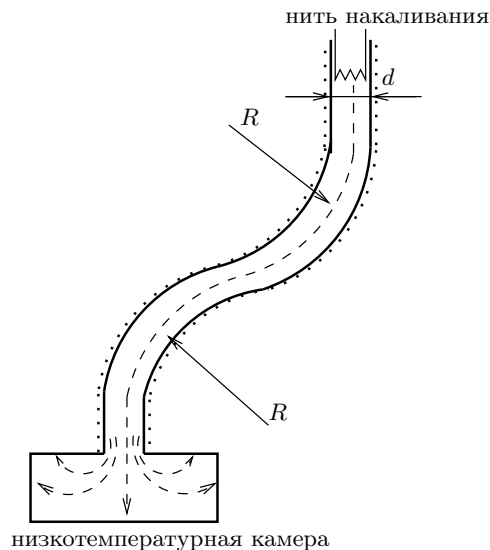


Рис. 4: эмиттер с соленоидом, фильтрующим элетроны по энергии

При смещении центра ларморовской окружности на расстояние больше или равно r_s при любой перпендикулярной составляющей скорости электрон попадет на стенку соленоида, следовательно максимальная продольная составляющая скорости

$$v_{\parallel max} = \frac{R}{l_s} v_{\perp max}$$

Таким образом мы можем ограничить обе компоненты скорости электрона и, следовательно, его кинетическую энергию в целом. Из (2) видно, что при смене направления \vec{R} радиуса кривизны \vec{v}_D также меняет знак; поэтому целесообразно использовать соленоид искривленный как буква S для того чтобы на выходе их соленоида центр ларморовской окружности остался в центре соленоида, чтобы электрон не был увлечен сильно искривленными линиями магнитного поля на границе соленоида в сторону от мишени (см. рис. 4).

При следующих параметрах соленоида: $r_s = 2\text{мм}$, $l_s = 5\text{см}$, плотности намотки катушки 50 витков/см, радиус кривизны трубки 2.5см, для задания ограничения на энергию электрона 0.1эВ по катушке соленоида потребуется пустить ток $6 * 10^{-2}\text{А}$ (при этом маг-

нитное поле в соленоиде будет равным 4Гс).

4.1 Экспериментальная установка

Схема для измерения эмиссионного тока с описанного выше эмиттера имеет следующий вид. На немагнитную трубку из нержавеющей стали длиной 5см и диаметром 2мм в два слоя намотана медная проволока диаметром 0.12. На расстоянии 5мм от края трубки (для уменьшения эффекта отталкивания медленно движущихся заряженных частиц от областей с повышенной плотностью магнитного поля) в ней закреплена вольфрамовая нить накаливания (длина 5мм, диаметр 5микрон). На расстоянии 3мм от противоположного конца трубки находится анод - двусторонняя текстолитовая пластинка диаметром 9.4мм. Вся система находится в вакуумоплотной запаянной трубке из нержавеющей стали диаметром 10мм., погруженной в гелий(и таким образом выполняющей роль крионасоса); на трубку соленоида и анод может независимо подаваться напряжение, измеряется как ток "утечки" со трубки соленоида, так и собственно ток с анода. Схема установки представлена на рис. 6.

По (1) полный ток эмиссии с нити накаливания (площади эмиттера $7 * 10^{-4} \text{см}^2$) при температуре 1900°C будет 200нА. 1/2 часть эмиттируемых электронов будет иметь продольную компоненту скорости в направлении мишени; из них пройдет отсев по энергии

$$\frac{\int_0^{p_{max}} e^{-\frac{p^2}{2mk_B T}} p^2 dp}{\int_0^{+\infty} e^{-\frac{p^2}{2mk_B T}} p^2 dp} = 2 \frac{\int_0^{\sqrt{\frac{\varepsilon_{max}}{k_B T}}} e^{-\xi^2} d\xi - \xi e^{-\xi^2} \Big|_0^{\sqrt{\frac{\varepsilon_{max}}{k_B T}}}}{\sqrt{\pi}} = 0.27$$

при условии что $\varepsilon_m = 0.2\text{эВ}$. Итого оценка для анодного тока составляет 27нА. Исходя из этой оценки была сделана соответствующая схема измерения (см. рис. 5).

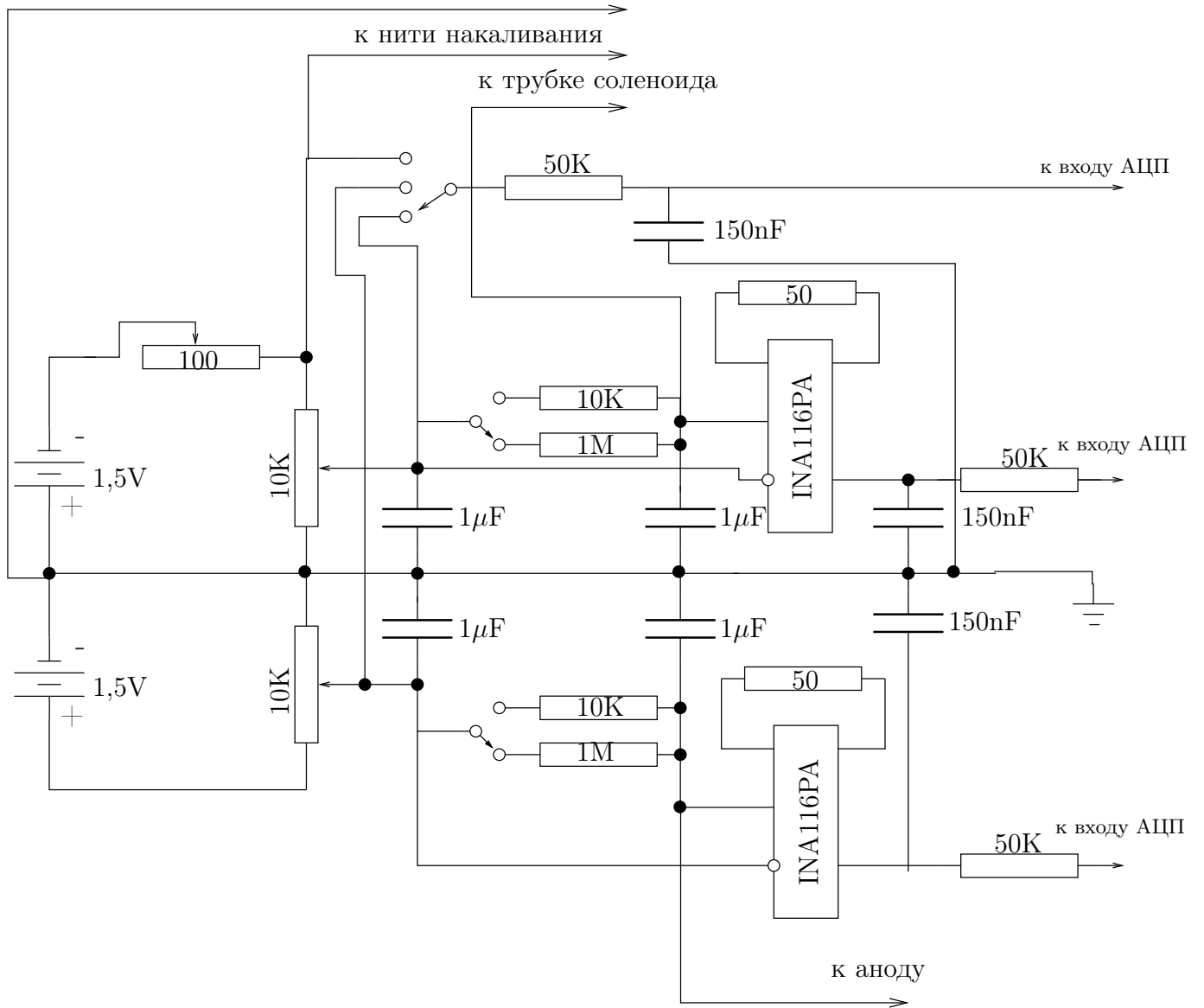


Рис. 5: Электрическая схема измерения тока анода и тока утечки

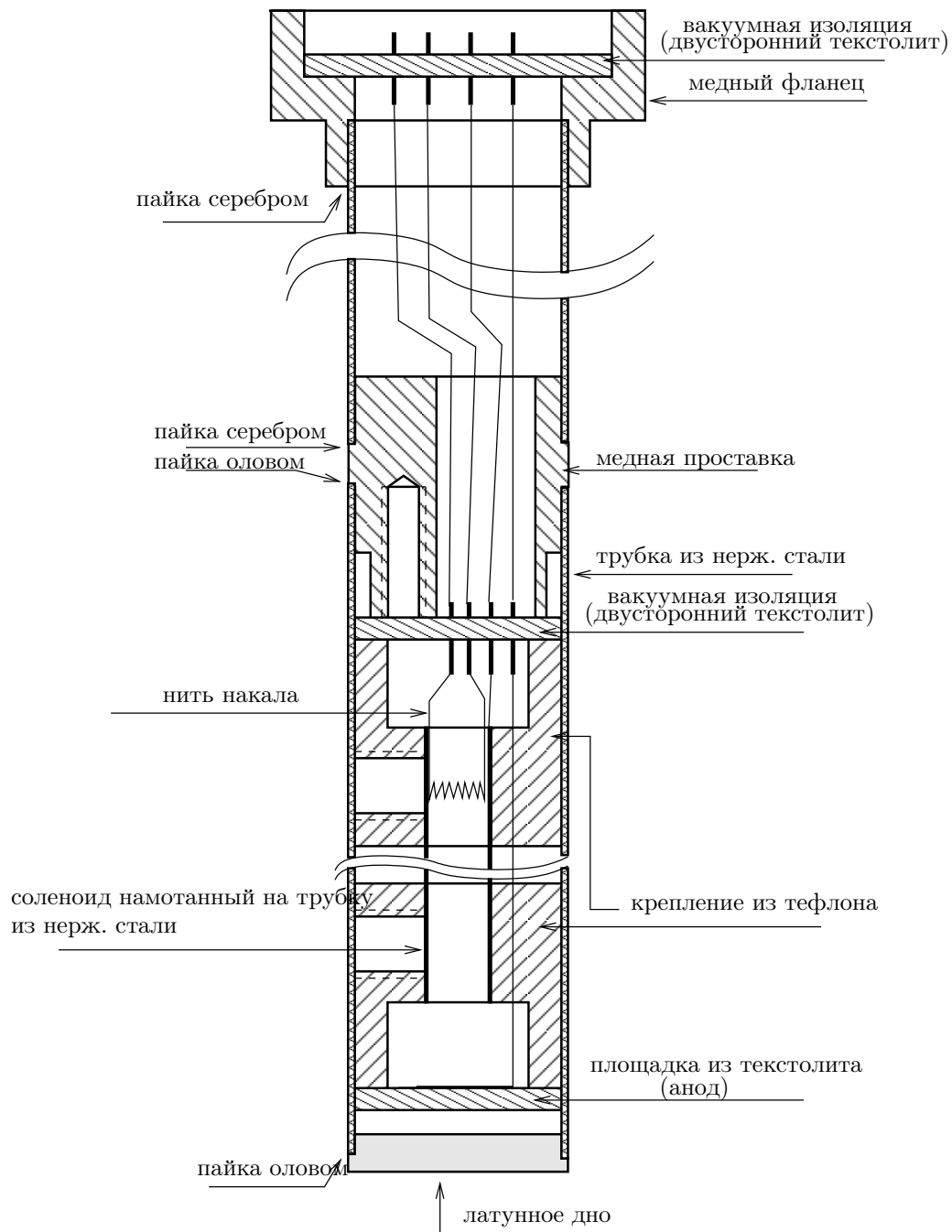


Рис. 6: Вставка для измерения анодного тока и тока утечки с эмиттера

Список литературы

- [1] Л.Н. Добрецов и М.В. Гомоюнова, Эмиссионная электроника, М., 1966 г.
- [2] Д. В. Сивухин, Электричество, часть I, М.: Наука, Физматлит, 1996 г.
- [3] Д. В. Сивухин, Электричество, часть II, М.: Наука, Физматлит, 1996 г.
- [4] V. Semet *et al.* Field electron emission from individual carbon nanotubes of a vertically aligned array. Applied physics letters, volume 81, number 2.