

Государственный научный центр Российской Федерации  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Филиппов, М.А. Щеглов

МАГНИТОЗАЩИЩЕННЫЙ ВЫТЯГИВАЮЩИЙ  
ЭЛЕКТРОД  
ДЛЯ УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ  
С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА

ИЯФ 96-83

НОВОСИБИРСК

1996

**Магнитозащищенный вытягивающий электрод  
для ускоряющих систем с высокой плотностью тока**

*В.В. Филиппов, М.А. Щеглов*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия

**Аннотация**

Генерация мощных пучков нейтралов, необходимых для нагрева плазмы определяется, в основном, прогрессом в разработке ионных источников с высокой яркостью пучков. Для улучшения работоспособности источников в работе предлагается магнитозащищенный квазиплоский вытягивающий электрод, представляющий собой систему натянутых проволочек, по которым пропускается ток. Рассмотрены условия замагничности электронов в магнитном поле электрода, вопросы тепловой стойкости проводников и механической устойчивости.

**Magnetically-shielded extracting  
electrode for high current density accelerators**

*V.V. Filippov, M.A. Scheglov*

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090 Novosibirsk, Russia

Generation of high power neutral beams, required for the experiments on heating of magnetically confined plasmas, is connected mainly with the progress in the development of ion sources with high brightness of the ion beams. For improvement in operation of this sources magnetically-shielded quasiplanar extracting electrode (cathode) is suggested. The electrode is a row of tightened wires, which draw a strong electric current from storage battery. The electric current in neighboring wires flows in opposite directions. The conditions for the emitted electrons to be magnetized as well as the problems of thermal and mechanical stability of the electrode are considered.

---

## 1 Введение

При получении интенсивных пучков заряженных частиц в ускорителях прямого действия макроскопическая напряженность электрического поля на поверхности вытягивающих электродов достигает высоких значений  $E_{\perp} \geq 10^5$  В/см. Такие напряженности могут приводить к появлению эмиссии электронов с микроострий поверхности отрицательного электрода, напряженность электрического поля на которых на несколько порядков выше, чем средняя в ускоряющем промежутке. Объемный заряд эмиттированных с микроострий электронов вызывает локальное искажение электрического поля в области ускорения, что может приводить к высыпанию ускоряемых ионов на вытягивающий электрод. Бомбардировка ионами поверхности ведет к активной десорбции газа, распылению материала электрода и появлению плазмы. Появление плазмы достаточной плотности, в конечном счете, ведет к возникновению пробоя и если источник питания не может быстро отключиться, то это ведет к нарушению работы ускоряющей системы. Для снижения вероятности пробоев традиционно применяют тренировку электродов как импульсами напряжения, так и разрядами с одновременным прогревом, что позволяет существенно поднять напряженность электрического поля на электроде и, соответственно, плотность потока ускоряемых частиц. Однако, после очередного замыкания в рабочем режиме на электродах могут появиться следы эрозии и для восстановления электрической прочности ускоряющего промежутка вновь необходима тренировка электродов.

В работе предлагается для снижения вероятности пробоя и высыпания ускоряемых частиц использовать магнитозащищенный вытягивающий электрод. В качестве электрода использовать плоскую систему натянутых проволочек, по которым пропускается ток от стороннего источника. Необходимая величина тока, текущего по проволочкам, определяется из условия замагниченности эмиттированных с поверхности электрода электронов в магнитном поле  $H_{\phi}$  тока проволочек. (Здесь и далее будет рассматриваться случай когда магнитозащищенный электрод является катодом). В этих условиях при подаче импульса напряжения вблизи проволочек вытягивающего

электрода должен появиться электронный слой, состоящий из электронов эмиттированных с микроострий поверхности и дрейфующих вдоль проволочек в направлении движения электронов в проводнике. Появление этого слоя приведет к макроскопической перестройке электрического поля в области ускорения в результате чего будет уменьшен эффективный ускоряющий промежуток. Слой дрейфующих электронов будет экранировать электрические поля на микроостриях поверхности, что должно приводить к снижению эмиссии с микроострий. При этом в ускоряющем промежутке должна исчезнуть микроструктура, скомпенсированных по объемному заряду, электронных и ионных потоков потому, что электроны замагничены.

Необходимо заметить, что режимы с токами меньшими, чем необходимо для замагничивания электронов также могут представлять интерес как для обезгаживания электрода протекающим током, так и для создания объемного заряда электронов во всей области ускорения, что важно для повышения первеанса диода.

## 2 Магнитное поле магнитозащищенного электрода

Как уже отмечалось выше, магнитозащищенный вытягивающий электрод представляет собой плоскую систему натянутых проволочек, по которым пропускается ток от стороннего источника. Ток в соседних проволочках течет в противоположные стороны, что обеспечивает малый, в направлении ускорения частиц, масштаб магнитного поля электрода. Такая локальность поля может оказаться важной при генерации пучков в ионных источниках из-за необходимости малого возмущения магнитным полем плазменного эмиттера [1]. Это условие может выполняться при отношении длины участка ускорения к расстоянию между проволочками  $\sim 2$  и более. Пример такой конфигурации ускоряющей системы приведен на рис.1. Там же приведена картина силовых линий для бесконечного числа проволочек.

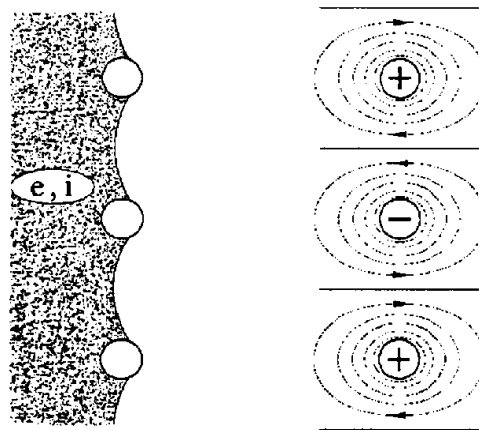


Рис. 1: Картина силовых линий магнитного поля магнитозащищенного электрода. Слева на рисунке изображен эмиттер, представляющий собой плазменную область, ограниченную проволочками.

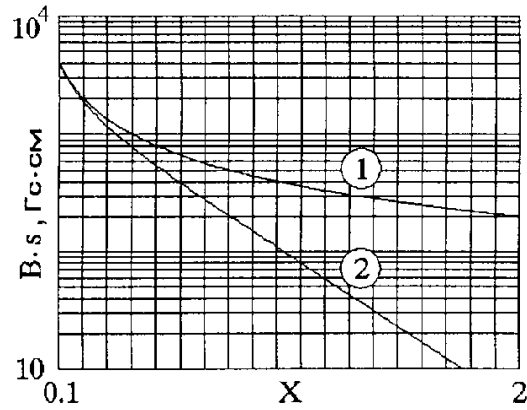


Рис. 2: 1 – магнитное поле одной проволоки  $B_\varphi \cdot s = \frac{2I}{cX}$ ; 2 – магнитное поле магнитозащищенного электрода вдоль оси  $X$ , проходящей через центр проволочки перпендикулярно плоскости электрода;  $I = 2$  кА,  $s$  – шаг проволочек,  $X$  – расстояние, измеряемое в единицах  $s$ ,  $X = 0$  соответствует центру проволочки.

Обозначим через  $X$  ось, проходящую через центр некоторой не очень близкой к краю проволочки перпендикулярно плоскости электрода. Пусть расстояние вдоль этой оси измеряется в единицах  $s$ , где  $s$  равно шагу проволочек электрода. Расстояние до произвольной точки на оси  $X$ , отсчитываемое по этой оси от центра проволочки, будем обозначать через  $X$ . Тогда вдали от краев электрода, состоящего из большого числа проволочек, магнитное поле вдоль оси  $X$  будет равно (в СГС):

$$B(X) = \frac{2I}{csX} \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left( (-1)^n \cdot \frac{2X^2}{n^2 + X^2} \right) \right].$$

График изменения поля  $B$  приведен на рис.2 в сравнении с полем одиночной проволочки. При малых  $X$  ( $X \ll 1$ ) это поле почти совпадает с полем одиночной проволочки. Однако, при увеличении координаты  $X$  спад магнитного поля идет заметно быстрее для предлагаемого электрода, чем для случая одиночной проволочки с током, где спад идет как  $1/X$ . Так на расстоянии  $0.3s$  по оси  $X$  поле электрода составляет 87% от величины поля одиночной проволочки, а на расстоянии  $1.5s$  всего 8.5%.

### 3 Необходимая величина тока в проволочках

Условие замагниченности электронов, эмиттированных с поверхности проволочек, в магнитном поле электрода определяет силу тока, который необходимо пропустить по проволочкам для реализации магнитозащищенного электрода.

В более простой постановке для оценки величины тока, замагничивающего электроны, рассмотрим движение отдельного электрона, эмиттированного с поверхности некоторой проволочки. Выберем начало координат - точку  $O$ , лежащей на оси этой проволочки. Направим ось  $Y$  параллельно плоскости электрода и перпендикулярно проволочкам и пусть ось  $X$  направлена перпендикулярно плоскости электрода,

как показано на рис.3. Пусть ось  $Z$  проходит вдоль оси выбранной проволоочки и направлена на рисунке "от нас".

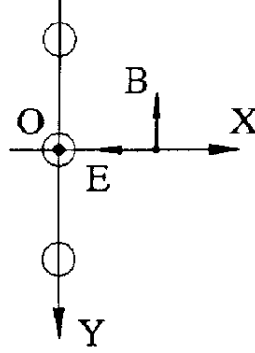


Рис. 3: Схематический рисунок, изображающий выбранную систему координат.

Расстояние по оси  $X$  от начала координат до некоторой точки, измеренное в единицах радиуса  $r$  проволоочки, будем обозначать через  $x$  и, для удобства, называть координатой этой точки. Координата точки зависит, таким образом, от радиуса проволоочки и является безразмерной величиной.

Пусть направление тока в выбранной проволоочке противоположно направлению оси  $Z$ . Тогда направление магнитного поля электрода на оси  $X$  противоположно направлению оси  $Y$  и на малых расстояниях от проволоочки ( $rx \ll s$ ) может быть заменено на магнитное поле одиночной проволоочки с током (см.раздел 2). Мы можем, таким образом, полагать для оценочных расчетов, что магнитное поле имеет в плоскости  $y = 0$  только одну компоненту  $B_y(x) = -\frac{2I}{c r x} = -\frac{B}{x}$ , где  $B = \frac{2I}{c r}$ . Предположим дальше, что электрическое поле имеет в плоскости  $y = 0$  только одну компоненту  $E_x(x) = -E(x)$ . Электрическое поле направлено так, что проволоочка является катодом.

Пусть электрон стартует из точки с координатами  $(1,0,0)$  с нулевой начальной скоростью. Если теперь поля не зависят от времени, то движение электрона происходит в одной плоскости  $y = 0$ , а уравнения движения имеют вид:

$$mr\ddot{x} = eE(x) - \frac{e}{c} v_z \frac{B}{x},$$

$$m\dot{v}_z = \frac{e}{c} r\dot{x} \frac{B}{x}.$$

Здесь  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $m$  – его масса.

Выписав эти уравнения, мы преследуем только цель оценки тока, замагничивающего электроны. Нас, таким образом, не интересуют довольно сложные траектории, которые описывает эмиттированный электрон вблизи проволоочки в реальных условиях. Более точные уравнения движения могут быть выписаны в цилиндрических координатах. Подробный траекторный анализ может быть также проведен на ЭВМ, например, с помощью программы SAM [2]. Удовлетворительную оценку тока, необходимого для замагничивания электронов, можно, тем не менее, получить, исполь-

зую приведенные выше уравнения, описывающие движение электрона только в одной плоскости.

Так как  $v_z(x=1) = 0$ , из второго уравнения получим:

$$v_z = \omega r \ln x ,$$

где  $\omega = \frac{eB}{mc} = \frac{2eI}{mc^2 r}$ . Эта скорость обеспечивает электрический ток, направленный в ту же сторону, что и ток в проволочке.

Подставляя выражение для  $v_z$  в первое уравнение, имеем:

$$\ddot{x} = \frac{eE(x)}{mr} - \omega^2 \frac{\ln x}{x}.$$

Умножая на  $\dot{x}$  и интегрируя с условием  $\dot{x}(x=1) = 0$ , получим достаточно очевидное уравнение:

$$r\dot{x} = \sqrt{\frac{2e\varphi(x)}{m} - (\omega r \ln x)^2} ,$$

где  $\varphi(x) = \int_1^x E(\bar{x}) r d\bar{x}$ . Тогда обращение в ноль скорости  $r\dot{x}$  в некоторой точке с координатой  $x = x_0$  есть условие замагниченности электрона на расстоянии  $r(x_0 - 1)$  от поверхности проволочки и выражается равенством:

$$\frac{2e\varphi(x_0)}{m} = (\omega r \ln x_0)^2 ,$$

откуда для тока замагничивания получим выражение (в СГС):

$$I_s(x_0) = c^2 \sqrt{\frac{m}{e} \frac{\varphi(x_0)}{2 \ln^2 x_0}}. \quad (1)$$

Заметим, что если  $x_0 = 1 + p$ , где  $p$  – бесконечно малая, то:  $\varphi(x_0) \sim p$ , так как  $E(1) \neq 0$ , а  $\ln^2 x_0 \sim p^2$ . Таким образом,  $I_s(x_0) \sim \frac{1}{\sqrt{p}} = \frac{1}{\sqrt{x_0-1}}$ . Это, в частности, означает, что при  $x_0$  достаточно близких к единице  $I_s(x_0)$  уменьшается с увеличением  $x_0$ , то есть является убывающей функцией  $x_0$ . Выражение (1), полученное выше для тока замагничивания, сохраняет свой смысл, до тех пор пока  $I_s(x_0)$  остается убывающей функцией  $x_0$ .

Чтобы использовать выражение (1), необходимо знать электрическое поле вблизи проволочки. Это поле, в действительности, может быть сложной функцией параметров рассматриваемой конструкции (радиуса проволочек  $r$ , шага проволочек  $s$ , расстояния между электродами  $d$  и т.д.):  $E(x, r, s, d, \dots)$ . Так как это выражение в любом случае носит оценочный характер, мы ограничимся расчетом величины тока замагничивания для двух простых случаев. Первым, когда электрическое поле вблизи проволочки постоянно. И вторым, когда в качестве электрического поля мы возьмем электрическое поле коаксиальной линии.

1. Полагая  $E(x) = E = const$ , получим  $\varphi(x_0) = Er(x_0 - 1)$  и

$$I_s(x_0) = c^2 \sqrt{\frac{m}{e} E r \frac{x_0 - 1}{2 \ln^2 x_0}}.$$

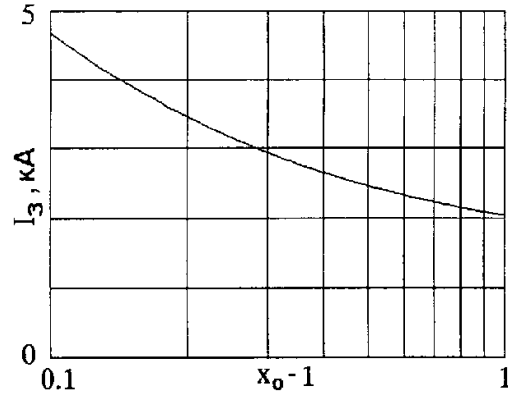


Рис. 4: Оценочный ток замагничивания для проволоочки радиуса  $r = 0.07$  см. Электрическое поле вблизи проволоочки полагается постоянным и равным  $E = 100$  кВ/см.

График зависимости  $I_3$  от  $x_0 - 1$  для этого случая приведен на рис.4 при  $E = 100$  кВ/см,  $r = 0.07$  см. Глядя на эту зависимость, можно заключить, что для замагничивания электронов в данных условиях нужно пропустить по проволоочкам токи, величиной  $I_3 \geq 2$  кА. Или, переходя к плотностям токов, получим:  $j_3 = \frac{I_3}{\pi r^2} \geq 130$  кА/см<sup>2</sup>. Величина тока замагничивания, кроме того что она является функцией  $x_0$ , зависит в данном случае от радиуса  $r$  проволоочки и поля  $E$  и определенным образом меняется при варьировании этих параметров. Видно, что для проволоочки определенного радиуса ток замагничивания возрастает при увеличении поля вблизи проволоочки как  $\sqrt{E}$ . При выбранных условиях также оказывается, что для заданной напряженности электрического поля при уменьшении радиуса проволоочки ток замагничивания будет уменьшаться как  $\sqrt{r}$ , при этом плотность тока будет увеличиваться  $\sim \frac{1}{\sqrt{r^3}}$ . Эта зависимость будет несколько иной, если рассматривать замагничивание электронов не на фиксированной координате  $x_0$ , а, скажем, на фиксированном расстоянии  $a$  от поверхности проволоочки. Ее легко получить, подставив  $x_0 = 1 + \frac{a}{r}$ .

Учитывая  $2 \ln^2 2 \approx 1$ , из последней формулы получим, что электрон будет замагничен на расстоянии одного радиуса от поверхности проволоочки, если сила тока составит:

$$I_3 = c^2 \sqrt{\frac{m}{e}} E r. \quad (2)$$

Это выражение можно выбрать в качестве оценочного критерия замагничности электронов, характеризующего зависимость силы тока замагничивания от основных параметров: радиуса проволоочки  $r$  и поля  $E$ , придавая ему смысл электрического поля на поверхности проволоочки. Будет полезно также переписать его для плотности тока в проволоочках:

$$j_3 = \frac{c^2}{\pi} \sqrt{\frac{m}{e}} \frac{E}{r^3}.$$

2. Оценим теперь ток замагничивания для случая, когда проволоочка является центральным электродом коаксиальной линии (рис.5). В этом случае электрическое



поле вдоль оси  $X$  есть:

$$E(x) = \frac{U}{r x \ln \frac{d}{r}},$$

где  $x$  - как и раньше безразмерная координата,  $U$  - разность потенциалов между электродами,  $r$  и  $d$  - радиусы центрального и внешнего электродов соответственно.

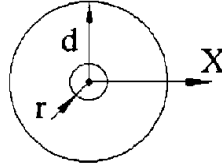


Рис. 5: Коаксиальная геометрия:  $r$  - радиус центрального электрода,  $d$  - расстояние между электродами.

Вводя поле на поверхности центрального электрода:

$$E = E(1) = \frac{U}{r \ln \frac{d}{r}},$$

представим эту зависимость в виде:

$$E(x) = \frac{E}{x}.$$

Тогда  $\varphi(x_0) = E r \ln x_0$  и при подстановке в выражение (1) дает:

$$I_a(x_0) = c^2 \sqrt{\frac{m}{e}} E r \frac{1}{2 \ln x_0}.$$

График зависимости  $I_a$  от  $x_0 - 1$  для этого случая приведен на рис.6 при тех же параметрах, что и в предыдущем случае ( $E = 100$  кВ/см,  $r = 0.07$  см). Кривая здесь проходит несколько ниже, чем в случае постоянного поля.

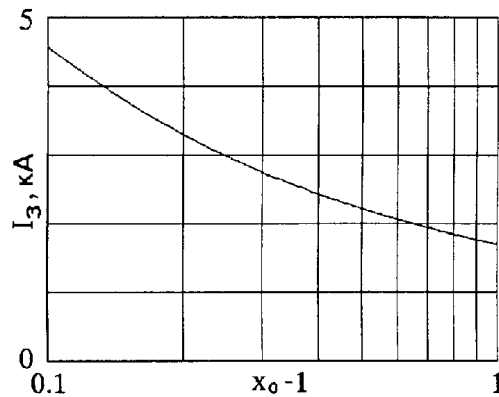


Рис. 6: Оценочный ток намагничивания для коаксиальной геометрии. Радиус центрального электрода равен  $r = 0.07$  см. Электрическое поле на поверхности центрального электрода равно  $E = 100$  кВ/см.

Перепишем последнюю формулу, подставив в нее выражение для электрического поля на поверхности центрального электрода. Получим:

$$I_a(x_0) = c^2 \sqrt{\frac{m}{e} \frac{U}{2 \ln x_0 \ln \frac{d}{r}}}. \quad (3)$$

Как будет ясно в дальнейшем, указанные величины токов и плотностей токов достижимы на миллисекундных временах в проволочках достаточно малого радиуса. Однако, определенные значения тока или плотности тока в проволочках электрода сами по себе еще ничего не говорят о замагниченности электронов, которая определяется электрическим и магнитным полями вблизи проволочек. Эти поля, в свою очередь, определяются некоторой совокупностью параметров всей системы в целом. Может оказаться, что наиболее важным параметром является разность потенциалов между анодом и катодом данной системы при заданном расстоянии между этими электродами. При фиксации этого параметра остальные параметры системы могут варьироваться с целью создания условий замагниченности электронов. Поэтому, с точки зрения получения определенной разности потенциалов между электродами в конкретной системе при заданном расстоянии между ними, правильнее было бы говорить не о достижении необходимой величины тока или плотности тока в проволочках, а о достижении нужных значений произведением тока на некоторую функцию от параметров этой системы, либо произведением плотности тока на некоторую комбинацию этих параметров. Для коаксиальной геометрии такая комбинация может быть найдена из формулы (3). Одно из следствий этой формулы есть стремление к нулю тока замагничивания при стремлении к нулю радиуса проволочки. Таким образом, условия для замагниченности электронов легко создаются уменьшением радиуса проволочки. Однако, как будет ясно в дальнейшем, проволочки малого радиуса не обладают тепловой стойкостью, которая характеризуется величиной плотности тока в проволочке.

Остановившись на факторах, влияющих на пригодность приведенных выше формул, заметим, что здесь мы не учитывали влияние поля пространственного заряда эмиттированных электронов, которое, возможно, быстро меняется со временем, а также влияние магнитного поля, создаваемого током этих электронов, текущего в направлении тока в проволочке, что требует более детального рассмотрения. Не принимались также во внимание столкновения электронов с частицами нейтрального газа.

Как следует из вышесказанного, токи, которые необходимо пропускать по проволочкам для реализации магнитозащищенного электрода достаточно велики. В связи с этим, возникает ряд вопросов, которые будут рассмотрены в той или иной степени в дальнейшем. А именно:

1. Выбор материала, диаметра и шага проволочек в зависимости от требований замагниченности электронов, тепловой стойкости электрода, необходимой длительности импульса.

2. Исследование механической устойчивости плоского электрода - системы, состоящей из многих проволочек, магнитное взаимодействие которых сравнимо с силами натяжения.
3. Изучение влияния локальных магнитных полей электрода на движение ускоренных частиц и их высыпание.

## 4 Тепловая стойкость электрода

Уравнение, описывающее омический нагрев проволоки радиусом  $r$ , длиной  $l$  под действием тока  $I$ , имеет вид

$$I^2 \cdot \frac{\rho(T) l}{\pi r^2} \cdot dt = n \cdot \pi r^2 l \cdot C(T) \cdot dT,$$

где  $\rho(T)$  – удельное сопротивление [Ом·см];  $C(T)$  – удельная теплоемкость [Дж/(г·К)];  $n$  – плотность [г/см<sup>3</sup>] материала проволоки, зависимостью которой от температуры мы будем пренебрегать. Так как подразумеваются миллисекундные времена, не учитывается влияние скин-эффекта в проволоке, которая имеет достаточно малый радиус, то есть ток течет по всему сечению проволоки. Мощность потерь на излучение считается малой по сравнению с мощностью нагрева и не принимается в расчет, так как имеются в виду достаточно сильные токи и не слишком высокие температуры. Тогда производная от температуры проволоки по времени есть

$$\frac{dT}{dt} = j^2 \cdot \frac{\rho(T)}{n \cdot C(T)} = j^2 \cdot A(T), \quad (4)$$

где  $j$  – плотность тока, текущего по проволоке [А/см<sup>2</sup>];  $A(T)$  – коэффициент, зависящий от материала проволоки  $\left[ \frac{\text{К}}{\text{сек} \cdot (\text{А}/\text{см}^2)^2} \right]$ . Величина коэффициента  $A(T)$  ограничивает выбор материалов для магнитозащищенного электрода и должна быть как можно меньше. Другими словами, материал проволочек должен обладать хорошей электропроводностью, большими плотностью и теплоемкостью. Поэтому наиболее подходящим материалом для магнитозащищенного электрода с точки зрения его тепловой стойкости являются золото, серебро, медь и некоторые типы бронз, в особенности, серебряная. Коэффициент  $A(T)$  при  $T = 20^\circ\text{C}$  приведен для некоторых металлов в таблице 1.

Расчетная кривая омического нагрева медной проволоки радиуса  $r = 0.07$  см током  $I = 2$  кА показана на рисунке 7. Как будет отмечено в дальнейшем, медные проволочки не следует перегревать больше  $200^\circ\text{C}$  вследствие потери ими упругих свойств. Поэтому магнитозащищенный электрод, изготовленный из таких проволочек, может работать на тепловой инерции около 20 мс при токе 2 кА и примерно на 35 мс дольше при использовании предварительного охлаждения до температуры жидкого азота.

При увеличении пропускаемых по проволочкам токов, чтобы избежать перегрева, длительность импульса тока должна быть уменьшена. Быстроту роста температуры проволочек в зависимости от величины пропускаемого тока иллюстрирует рис.8.

Таблица 1: Коэффициент  $A(20^\circ\text{C})$  для некоторых материалов.

Материал	$A(20^\circ\text{C}),$ $10^{-6} \frac{\text{K}}{\text{сек} \cdot (\text{A}/\text{см}^2)^2}$	Материал	$A(20^\circ\text{C}),$ $10^{-6} \frac{\text{K}}{\text{сек} \cdot (\text{A}/\text{см}^2)^2}$
Cu	0.49	Zn	2.2
Ag	0.64	Mo	2.42
Au	0.89	Mg	2.5
Al	1.1	Fe	2.75
Be	1.19	Pt	3.76
Ir	1.75	Ta	5.58
Ni	1.75	Nb	5.82
W	2.14	Cr	5.96

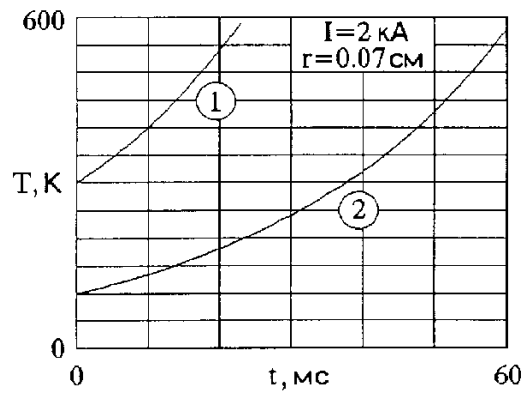


Рис. 7: Нагрев медной проволоки радиусом  $r = 0.07 \text{ см}$  под действием тока  $I = 2 \text{ кА}$ ; 1 – от комнатной температуры, 2 – при предварительном охлаждении до 100 К.

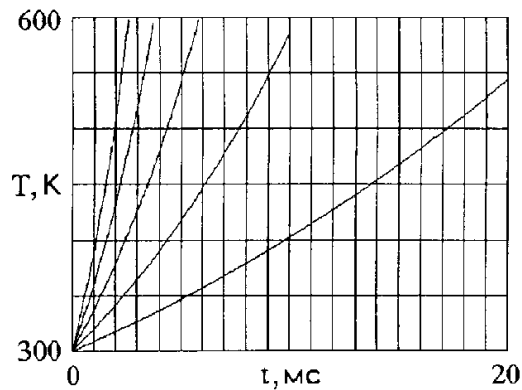


Рис. 8: Нагрев медной проволоки радиусом  $r = 0.07 \text{ см}$  для различных величин пропускаемого тока,  $I = 6, 5, 4, 3 \text{ и } 2 \text{ кА}$ .

Выразив в последнем уравнении плотность тока  $j$  через магнитное поле  $B$  на поверхности проволочки, получим

$$B^2 \cdot dt = \left(\frac{2\pi}{c}\right)^2 \cdot r^2 \cdot \frac{dT}{A(T)}$$

$c$  – скорость света в вакууме. Откуда видно, что при заданном нагреве и длительности импульса тока, магнитное поле, которое можно получить на поверхности проволочки, пропорционально ее радиусу. Это дает основание утверждать, что с точки зрения тепловой стойкости электрода выгоднее использовать проволочки большего радиуса, так как если все остальные параметры системы заданы, электрическое поле на поверхности проволочек большего радиуса будет меньше, чем на поверхности проволочек меньшего радиуса. То есть мы будем иметь на поверхности проволочек большего радиуса большее магнитное поле и меньшее электрическое поле, а, следовательно, лучшие основания для замагничности электронов.

## 5 Магнитное взаимодействие проволочек

При пропускании по проволочкам тока в несколько килоампер возникают сильные магнитные поля, посредством которых проволочки будут взаимодействовать друг с другом. Как будет ясно в дальнейшем, эти магнитные силы слишком велики, чтобы можно было рассчитывать на механическую инерцию проволочек. Поэтому для обеспечения устойчивости электрода на миллисекундных временах, проволочки должны быть достаточно сильно натянуты. Чем сильнее натянуты проволочки, тем больше величина силы тока, который можно пропустить по проволочкам. Предельный ток определяется, таким образом, пределом упругости материала проволочек. Чтобы оценить величину силы тока, допустимую с точки зрения механической устойчивости электрода, рассмотрим рис.9. На рисунке изображены три соседних проволочки электрода. Небольшое начальное смещение  $\delta$  средней проволочки относительно оси  $Y$ , которое связано с неточностью ее установки, приводит к появлению магнитной силы, выталкивающей проволочку из плоскости электрода. Так как проволочка закреплена на концах, это приводит к ее изгибу и возникновению упругой силы, стремящейся вернуть проволочку в начальное состояние. Если проволочка достаточно хорошо натянута, а, значит, возвращающая сила велика, то колебания проволочки будут малыми.

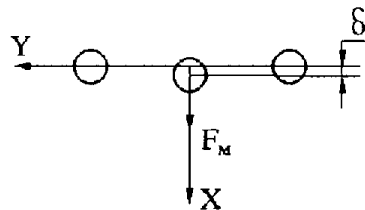


Рис. 9: Магнитная сила, выталкивающая проволочку из плоскости электрода.

Таблица 2: Зависимость предела пластичности меди от температуры.

$\sigma_{n.l}, H/мм^2$	70	50	14
$T, °C$	20	200	400

Чтобы не слишком усложнять задачу, сделаем несколько абстрактных допущений. Пусть взятая средняя проволочка взаимодействует только с двумя соседними проволочками, которые предполагаются жесткими. Пусть также средняя проволочка равноудалена от них. Здесь мы не будем также рассматривать колебания проволочки, а определим только ее равновесное положение. Направив координатные оси как и раньше, запишем следующее уравнение, которое выражает равенство нулю суммы магнитной и упругой сил, действующих на среднюю проволочку, и определяет ее равновесное положение  $x(z)$ :

$$F x'' + P x = 0 ,$$

где  $F$  – сила натяжения проволочки,  $P = \left(\frac{2I}{c s}\right)^2$ ,  $s$  – шаг проволочек.

Изгиб проволочки считается достаточно слабым, так что  $x \ll s$  при любом  $z$ .

Так как  $x(0) = x(l) = \delta$ ,  $l$  – длина проволочки, то:

$$x(z) = \frac{1 - \cos\left[\sqrt{\frac{P}{F}} l\right]}{\sin\left[\sqrt{\frac{P}{F}} l\right]} \delta \sin\left[\sqrt{\frac{P}{F}} z\right] + \delta \cos\left[\sqrt{\frac{P}{F}} z\right].$$

Полная амплитуда смещения (амплитуда изгиба плюс начальное смещение) равна:

$$x_m = x\left(\frac{l}{2}\right) = \frac{\delta}{\cos\left[\sqrt{\frac{P}{F}} \frac{l}{2}\right]}.$$

Отсюда видно, что допустимым является условие:  $\sqrt{\frac{P}{F}} l \leq 2$ . Откуда находим, что ток в проволочках должен удовлетворять следующее ограничение (в СГС):

$$I \leq c \frac{s}{l} \sqrt{F}.$$

При  $\frac{s}{l} = 0.1$  и нагрузке на проволочку в 25 кГ ( $F = 25 \cdot 10^6$  дин), формула дает  $I \leq 5$  кА.

Необходимо заметить, что предел пластичности материалов зависит от температуры. Поэтому при заданной нагрузке на проволочку, ее не следует перегревать выше температуры, при которой эта нагрузка будет соответствовать пределу пластичности материала. К примеру для меди, зависимость предела пластичности от температуры указана в таблице 2.

Следовательно, для максимально допустимого тока в проволочках мы можем написать следующую оценку:

$$I_{max} = c \frac{s}{l} \sqrt{\sigma_{n.l}(T) \pi r^2}. \quad (5)$$

В эту оценку не входит масса проволоочки, потому что при наших условиях она определяет частоту колебаний проволоочки и не влияет на амплитуду ее колебаний. Частота колебаний проволоочки, если сила натяжения достаточно велика, может быть оценена по формуле:

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{F}{m l}}.$$

Подставив сюда массу проволоочки  $m \approx 2 \text{ г}$ , длину проволоочки  $l \approx 10 \text{ см}$  и силу натяжения  $F \approx 2 \cdot 10^7 \text{ дин}$ , получим  $\omega_0 \approx 1 \text{ кГц}$ . Это означает, что на миллисекундных временах укладывается много периодов колебаний проволоочки и, таким образом, механическая инерция проволоочки в наших условиях мала.

Формула (5) позволяет также оценить максимальное магнитное поле, которое можно получить на поверхности проволоочек электрода:

$$B_{max} = \frac{s}{l} \sqrt{4 \pi \sigma_{na}(T)}.$$

В предыдущем разделе мы видели, что по тепловой стойкости наиболее подходящим материалом для проволоочного электрода является медь. Однако, медь обладает достаточно невысоким пределом пластичности, что не позволит создавать большие магнитные поля на поверхности медных проволоочек. Поэтому более перспективным представляется применение бронз, которые близки к меди по электропроводности, но значительно превосходят ее по упругим свойствам.

Подводя некоторые итоги, мы можем сказать, что задав геометрию электродов и разность потенциалов между ними, мы можем оценить величину тока в проволоочках, намагничивающего эмиттированные с их поверхности электроны. При этом условие механической устойчивости (5) неявным образом задает температуру, выше которой проволоочки не следует перегревать. Тогда формула (4) будет определять допустимую длительность импульса тока.

## 6 Обсуждение результатов

Из полученных выше оценок видно, что условие намагниченности электронов, эмиттированных с поверхности проволоочного катода, может быть согласовано с требованиями тепловой и механической стойкости надлежащим подбором параметров конструкции. При этом речь может идти о достаточно высоких электрических полях на поверхности электрода и миллисекундных длительностях импульса тока намагничивания. Параметры такой конструкции могут быть выбраны достаточно близкими к параметрам вытягивающих электродов уже используемых реальных ионных источников [1]. Сильные магнитные поля вблизи электрода, как предполагается, будут влиять на возникновение пробоев в источниках, намагничивая электроны. Это, возможно, позволит поднять напряжение между электродами, либо увеличить длительность беспробойной работы. Выполнение условия намагниченности при увеличении напряженности поля на вытягивающем электроде требует сокращения длительности

пропускаемого тока и, наоборот, желание увеличить длительность пропускаемого по проволочкам тока при сохранении замагниченности требует снижения напряженности электрического поля на вытягивающем электроде. Реальная возможность увеличения этих параметров может быть проверена только в реальных условиях.

Вопросы тепловой и механической стойкости накладывают ограничения на возможные параметры магнитозащищенного вытягивающего электрода. Так, не могут быть сделаны слишком малыми поперечный размер проволочек электрода, а также их шаг. Проволочки не могут быть слишком длинными. Оптимизация этих параметров должна идти не только на основе требований тепловой и механической стойкости под действием пропускаемого тока, но и при учете прозрачности ( $\frac{s-2r}{s}$ ) электрода, так как низкая прозрачность электрода ведет к небольшому вытягиваемому току, хотя плотность этого тока может быть достаточно велика. Обычно существенными являются также требования к угловой расходимости пучка.

Наиболее подходящим материалом для магнитозащищенного вытягивающего электрода, как представляется на данный момент, является серебряная бронза. Возможно, будет полезным использование предварительного охлаждения электрода. Параметры электрода могут быть выбраны близкими к рассмотренным в работе. А именно: радиус проволочек  $r \approx 0.07$  см, длина проволочек между закрепленными концами  $l \approx 10$  см, шаг проволочек  $s \approx 0.5$  см. При данных параметрах и напряженности электрического поля на электроде  $E \geq 10^5$  В/см требуемые токи замагничивания  $I_z \geq 2$  кА.

## 7 Заключение

В заключение авторы благодарны многим сотрудникам, чьи советы и обсуждения помогли выполнить эту работу. Авторы работы надеются, что представленная работа и оценки полученные в ней возможно дадут необходимый импульс для планирования экспериментов по проверке утверждений сделанных в работе. Одновременно авторы открыты для сотрудничества на любой стадии будущего эксперимента.

## Литература

- [1] *В.И.Давыденко, Г.В.Росляков, Н.Г.Хавин.* Исследование четырехэлектродной многоцелевой системы формирования ионного пучка. Приборы и техника эксперимента, 1981, N 5, с.21 - 22; препринт 80 - 35 ИЯФ СО АН, г.Новосибирск, 1980.
- [2] *В.М.Fomel, М.А.Tiunov, V.P.Yakovlev.* SAM - an interactive code for evaluation of electron guns. Препринт 96 - 11 ИЯФ СО РАН, г.Новосибирск, 1996; в русском варианте: препринт 89 - 159 ИЯФ СО АН, г.Новосибирск, 1989.



*В.В. Филиппов, М.А. Щеглов*

**Магнитозащищенный вытягивающий электрод  
для ускоряющих систем  
с высокой плотностью тока**

*V.V. Filippov, M.A. Scheglov*

**Magnetically-shielded extracting  
electrode for high current  
density accelerators**

ИЯФ 96-83

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 15.11.1996 г.

---

Сдано в набор 21.11.1996 г.

Подписано в печать 21.11.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N° 83

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.