

04;11;12

Зарядка электрически изолированной металлической мишени при воздействии потока нейтральных высокоэнергетических частиц

© В.А. Голышков, В.А. Федоров

Радиотехнический институт им. ак. А.Л. Минца,
125083 Москва, Россия
e-mail: f_v99@mail.ru

(Поступило в Редакцию 6 июля 2007 г.)

Показана возможность приобретения положительного заряда электрически изолированной металлической мишенью, находящейся под воздействием потока нейтральных высокоэнергетических частиц. Исходя из механизмов взаимодействия нейтральных частиц с мишенью определены энергетические характеристики обратнорассеянных электронов. Рассмотрены условия, при которых электрически изолированная металлическая мишень, помещенная в вакуум, плазму или воздух, становится положительно заряженной. Сделаны оценки величины положительного электрического потенциала мишени.

PASC: 34.50.Dy

Введение

Воздействие на мишень потока излучения или пучка заряженных частиц достаточной мощности изменяет ее электрический заряд. Например, в [1,2] установлено, что при образовании плазмы на электрически заряженной поверхности металлической мишени, облученной ТЕА CO_2 -лазером, происходит скачок электрического потенциала мишени. Это явление объясняется перераспределением заряда мишени в системе плазма-мишень. В [3,4] для решения проблемы ударного управляемого синтеза (inertial fusion) предложено использовать позитрон-электронную аннигиляцию для электростатического разрушения поверхности (электростатическая абляция) макрочастицы или мишени, состоящей из дейтериево-тритиевой смеси. При этом вследствие позитрон-электронной аннигиляции происходит накопление заряда в теле. Если материал мишени имеет большую проводимость, то она будет приобретать положительный заряд.

Падение нейтральных частиц на электрически изолированную металлическую мишень также может привести к ее зарядке благодаря возникновению тока обратнорассеянных электронов. Положим, что материал мишени — железо. В качестве падающих частиц на мишень рассмотрим атомы водорода H^0 , так как с уменьшением атомного номера элемента упрощается описание их взаимодействия с атомами мишени, но не меняется суть дела. Кроме того, для атомов H^0 измерено большое количество сечений реакций благодаря широкому использованию при обдирке на перезарядных мишенях [5] и в исследованиях по воздействию на эмиссионные свойства материалов [6]. Как было показано в [3–6], для осуществления возможности регистрации зарядки мишени при выбивании из нее электронов значения энергии E_0 и плотности P потока атомов H^0 должны находиться в определенной области. Поэтому, учитывая

данные работ [3–6], зададим, например, $E_0 = 30 \text{ MeV}$, $P = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Исходя из сказанного выше следует, что, если ток обратнорассеянных электронов из мишени по абсолютной величине превосходит ток электронов на мишень из среды, в которую она помещена (вакуум, плазма или воздух), то мишень станет заряжаться положительно. Отметим, что из среды на мишень может течь ток электронов, образующихся в результате ионизации нейтральной компоненты среды потоком атомов H^0 либо обратнорассеянными электронами, или γ -квантами, которые могут генерироваться при падении потока атомов H^0 на мишень. В случае плазмы ток электронов на мишень будет содержать еще ток тепловых электронов плазмы. В дальнейшем при теоретическом анализе проблемы будет проведена оценка вклада в ток электронов на мишень каждого источника ионизации нейтральной компоненты, что позволит учесть лишь основные источники ионизации нейтральной компоненты.

Пусть поток атомов H^0 падает на мишень по нормали к ее поверхности. Представим поток как сумму параллельных потоков электронов и протонов, пренебрегая их взаимодействием. Данное пренебрежение оправдано малостью энергии связи в атоме H^0 (13.6 eV) по сравнению с E_0 и малой скоростью электрона в атоме H^0 ($V_e \approx 2.2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$) по сравнению с направленной скоростью движения V_{p0} протона и электрона V_{e0} , так как энергии $E_0 = 30 \text{ MeV}$ соответствует скорость $V_{p0} = V_{e0} = 7 \cdot 10^9 \text{ cm/s} \gg V_e$. Причем скорость V_{e0} соответствует энергии электрона $E_{e0} \approx 15 \text{ keV}$. Заметим, что при определении количества электронов, вылетающих из мишени в обратную полусферу, вкладом потока исходных протонов можем пренебречь и учитывать только падающий поток электронов, для которых достаточно рассмотреть упругое и неупругое рассеяния на мишени [7].

Теоретический анализ

Поток быстрых ($V_{e0} = V_{p0} \gg V_e$) электронов будет неупруго рассеиваться в основном на электронах атома железа, практически не взаимодействуя с ядром [7]. При $E_{e0} \approx 15$ keV электроны ионизируют атом железа, выбивая электроны преимущественно вперед по направлению движения атомов H^0 . Выбитые из атома железа электроны будут двигаться главным образом в глубь мишени, теряя на ионизацию энергию, примерно равную 70 MeV на 1 см пути, а их пробег составит 3–4 μm [8]. Следовательно, они быстро поглотятся, породив еще приблизительно 15 keV/0.26 keV \approx 60 пар ионов при среднем ионизационном потенциале для железа 260 eV [8]. Таким образом, неупругое рассеяние в обратную полусферу для быстрых электронов сильно подавлено.

Электроны с $E_{e0} \approx 15$ keV могут упруго рассеиваться вперед (как на ядрах, так и на электронах железа), после чего они поглотятся в тонком слое железа. В случае упругого рассеяния в обратную полусферу, т. е. на небольших прицельных расстояниях, взаимодействие сводится к упругому рассеянию на ядре железа в соответствии с формулой Резерфорда. При этом вклад упругого рассеяния на электронах железа исчезающе мал [7]. Проинтегрировав формулу Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z^2 e^4}{16E^2} \right) / \sin^4 \frac{\theta}{2}, \quad (1)$$

где $\Omega = 2\pi\theta$, e — заряд электрона, Z — атомный номер ядра, E и θ — энергия и угол в системе центра масс, по углу θ в пределах от θ_1 до π , получим сечения рассеяния на углы $\theta > \theta_1$:

$$\sigma(\theta_1) = \frac{\pi e^4 Z^2}{4E^2} \text{ctg} \frac{\theta_1}{2}. \quad (2)$$

Для рассеяния электронов на ядре железа лабораторная система и система центра масс совпадают. Поэтому сечение рассеяния в обратную полусферу имеет вид

$$\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\pi e^4 Z^2}{4E^2}. \quad (3)$$

Подставив в выражение (3) значения $Z = 26$, $E = E_{e0} = 15$ keV, получим $\sigma(\pi/2) = 3.8 \cdot 10^{-20}$ см². При этом скорость обратнорассеянного электрона может изменяться от нуля до $0.98V_{e0}$, т. е. в лабораторной системе электрон может полететь назад с практически прежней скоростью. Таким образом, уже после одного упругого взаимодействия с ядром железа налетающие с энергией $E_{e0} \approx 15$ keV электроны могут рассеяться в обратную полусферу с энергией $E_e = 10$ keV.

Число таких электронов N_r для каждого налетающего электрона оценим как $N_r = \sigma N_1 l_n K$. Здесь $N_1 = \rho N_0 A \approx 8.4 \cdot 10^{22}$ см³, N_0 — число Авогадро, ρ , A — плотность и атомный вес железа, $l_n \approx 3.5 \mu\text{m}$ — длина

пробега электрона в железе при $E_{e0} \approx 15$ keV, K — коэффициент, учитывающий вероятность сохранения исходного направления движения электрона. После 5–10 упругих рассеяний даже на небольшие углы электрон выбывает из исходного пучка, а на длине l_n происходит примерно 80 случаев ионизации, так что положим $K \sim 10/80 = 0.125$. Тогда число электронов, рассеянных в обратную полусферу, составит $N_r \approx 0.14$ на каждый падающий электрон.

Помимо однократного рассеяния электронов назад на большой угол к рассеянию в обратную полусферу может приводить и рассчитанная в [9] последовательность многих упругих столкновений с вылетом электронов вперед под небольшими углами, которая в сумме дает почти такой же результат. Интерполируя в случае железа результаты [9], получим для суммы указанных процессов $N_r \approx 0.25$, если $E_{e0} = 20$ keV. Причем средняя энергия обратнорассеянных электронов от поверхности железа при нормальном падении будет равна $E_e \approx 0.3E_{e0} \approx 6$ keV [9].

Коэффициент отражения $N_r(\theta)$ в зависимости от угла падения θ потока атомов H^0 уменьшается от N_r при нормальном падении до $\sim 0.3N_r$ при скользющем падении, когда $\theta \sim 90^\circ$ [9]. Таким образом, если на мишень падает поток атомов H^0 , имеющий величину $P \approx 10^{12}$ см⁻²с⁻¹, то вблизи мишени образуется $P_r \sim N_r P = 2.5 \cdot 10^{11}$ см⁻²с⁻¹ обратнорассеянных электронов при нормальном падении потока и приблизительно одна треть от этого количества — при скользющем падении; последние вылетают в обратную полусферу, в телесный угол с раствором $\sim 25^\circ$.

Оценим теперь вклад каждого источника ионизации нейтральной компоненты в ток электронов на мишень. Быстрые электроны могут испытывать как ионизационные потери, рассмотренные выше, так и радиационные, которые обусловлены в основном столкновениями с ядром, а не с электронами мишени. При этом необходимо отметить, что для налетающих протонов радиационные потери приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для электронов [7]. По мере роста энергии E_{e0} радиационные потери растут быстрее, чем ионизационные и при $E_{e0} = E_{cr}$ сравниваются. Здесь для воздуха $E_{cr} \approx 83$ MeV, а для железа $E_{cr} \approx 24$ MeV. Отсюда следует, что для рассматриваемых энергий E_0 радиационные потери малы по сравнению с ионизационными. Таким образом, можно считать, что число электронов, образующихся в результате ионизации нейтральной компоненты среды потоком атомов H^0 или γ -квантами, мало. Поэтому их вкладом в ток на мишень пренебрежем.

Величина электрического потенциала металлической мишени

Определим величину электрического потенциала ϕ_0 сферической электрически изолированной металлической мишени, на которую падает поток атомов H^0 ,

полагая, например, что ее радиус $R_0 = 10$ см. Будем считать, что поток атомов H^0 , имеющий форму цилиндра радиуса R_0 , падает на поверхность полусферы мишени по нормали к ее миделю. Как было показано выше, обратнорассеянные электроны, выбитые из мишени, принимают следующие характерные значения параметров: $E_e \approx 6$ keV, $P_r \approx 2 \cdot 10^{11}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ при угле рассеяния $\approx 2\pi$. Эти значения позволяют найти величину тока электронов, покидающего мишень. Таким образом, ток обратнорассеянных электронов с одной стороны миделя полусферы мишени, имеющей площадь $S = \pi R_0^2$, равен

$$I_e = \pi e P_r R_0^2. \quad (4)$$

Пусть мишень находится в вакууме. В данном случае имеется лишь ток обратнорассеянных электронов с ее поверхности. Поэтому, учитывая (4), для φ_0 получим выражение

$$\varphi_0 = \pi |e| P_r R_0 \Delta t. \quad (5)$$

Здесь Δt — длительность импульса потока атомов H^0 . Если $\Delta t \geq t_c$, где t_c — время запираания обратнорассеянных электронов, то φ_0 будет увеличиваться до тех пор, пока не достигнет значения $\varphi_0 = E_e/|e|$. После этого наступает запираание выбитых из мишени электронов, т.е. они перестанут удаляться от мишени. Отсюда t_c определится в виде

$$t_c = \frac{E_e R_0}{e I_e}. \quad (6)$$

Подставив в (4)–(6) принятые значения параметров, получим $I_e \approx -10$ μ A, $t_c \approx 6$ ms, а величина φ_0 будет равна энергии выбитых из мишени электронов, т.е. $\varphi_0 \approx 6$ kV. Если считать, что $\Delta t < t_c$, и принять, например, $\Delta t = 100$ μ s, то из выражения (5) найдем $\varphi_0 \approx 100$ V.

Положим, что мишень находится в плазме. Так как плазма содержит нейтральные и заряженные частицы, то исходя из принятых условий в данном случае необходимо учитывать возможность возникновения тока электронов на мишень, связанного с ионизацией нейтральных частиц обратнорассеянными электронами, а также электронами плазмы. Заметим, что ионизация нейтральных частиц имеет место лишь тогда, когда электрон, двигаясь в поле мишени, наберет энергию, необходимую для ионизации нейтральных частиц. Отсюда следует, что напряженность электрического поля $\varepsilon_{\text{ион}}$ в области ионизации должна быть порядка $\varepsilon_{\text{ион}} \sim \varphi_{\text{ион}}/l_{\text{ион}}$, где $\varphi_{\text{ион}}$ — потенциал, соответствующий энергии электронов, при которой сечение ионизации максимально, а $l_{\text{ион}}$ — характерная длина ионизации. Например, если $\varepsilon_{\text{ион}} \sim 0.1\varphi_{\text{ион}}/l_{\text{ион}}$, то электрон не успевает набрать на $l_{\text{ион}}$ достаточную энергию, а если $\varepsilon_{\text{ион}} \sim 10\varphi_{\text{ион}}/l_{\text{ион}}$, то электрон набирает на $l_{\text{ион}}$ слишком большую энергию, что приводит к уменьшению сечения ионизации и увеличению характерной длины ионизации.

При этом необходимо иметь в виду, что механизм ионизации нейтральных частиц плазмы начинает ра-

ботать лишь спустя промежуток времени, величина которого определяется следующим образом [10]:

$$t > t_{\text{ион}} \approx \frac{1}{[n_0 \sigma(W_*)] V_*}. \quad (7)$$

Здесь n_0 — концентрация нейтральных частиц плазмы вблизи мишени, $\sigma(W_*)$ — сечение ионизации электроном с энергией $W_* \sim m_e V_*^2/3$, где m_e — масса электрона, V_* — эффективная скорость электронов плазмы. Отсюда следует, что для моментов времени $t < t_{\text{ион}}$ электроны за счет ионизации нейтральных частиц плазмы появиться не могут. Причем ионизация возникает, когда концентрация нейтральных частиц больше критической $n_0 > n_{\text{cr}}$ [11]. Таким образом, ионизация нейтральных частиц плазмы носит пороговый характер. Следовательно, если длительность импульса потока атомов H^0 такова, что $\Delta t < t_{\text{ион}}$, то ионизационные процессы в среде, содержащей нейтральные частицы, невозможны.

Примем, что мишень находится в плазме, параметры которой таковы, что выполняется условие $|I_e/I_0| < 1$, где $I_0 = 4\pi R_0^2 e n_e^0 v_{eT_e^0}$ — тепловой ток электронов плазмы, собираемый поверхностью мишени, когда $I_e = 0$, а n_e^0 , $v_{eT_e^0}$ — концентрация и скорость тепловых электронов плазмы соответственно. С учетом принятых условий φ_0 будет определяться в виде

$$\varphi_0 \approx \frac{k T_e^0}{e} \approx \varphi_{eT_e^0}. \quad (8)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, T_e^0 — тепловая температура электронов плазмы, $\varphi_{eT_e^0}$ — тепловой потенциал плазмы. Из выражения (8) следует, что величина электрического потенциала мишени в данных условиях устанавливается на уровне $\varphi_{eT_e^0}$. Следует отметить, что тепловой потенциал плазмы $\varphi_{eT_e^0} < 0$, так как его значение задается тепловой скоростью электронов плазмы, которая выше, чем тепловая скорость ионов плазмы, т.е. $v_{eT_e^0} > v_{iT_i^0}$.

В случае $|I_e/I_0| > 1$ и в отсутствие ионизации нейтральных частиц плазмы, например, в силу неравенства (7), чтобы найти величину φ_0 , необходимо решать самосогласованную краевую электродинамическую задачу, аналогичную задаче из работы [12]. Причем следует учитывать возможность нейтрализации заряда мишени электронами плазмы. В работе [12] численно решалась задача об определении величины φ_0 сферического электрически изолированного источника, инжектирующего электроны, который помещен в плазму типа ионосферной $n_0 = 5.5 \cdot 10^9$ cm $^{-3}$, $\sigma(W_*)_{N_2} = 3 \cdot 10^{-16}$ cm 2 , $V_* = 4 \cdot 10^8$ cm/s [13]. В качестве начальных условий были заданы значения $R_0 = 10$ см, $I_e = -J[(1 - \exp(-Bt))]$, где $J = 5$ A, $B = 10^6$, $E_e \approx 75$ keV, $n_e^0 = 10^6$ cm $^{-3}$, $\Delta t = 0.2$ μ s. При этом ионизация нейтральной компоненты плазмы не учитывалась, так как из (7) найдем $\Delta t < t_{\text{ион}} \approx 1.5$ ms. Полученные результаты показали, что величина электрического потенциала источника электронов могла достигать $\varphi_0 \approx 9$ kV [12].

Если положить, что мишень находится в плазме, для которой выполнено условие $|I_e/I_0| > 1$, а ионизация нейтральных частиц плазмы имеет место, то, чтобы определить величину φ_0 , необходимо решать самосогласованную краевую электродинамическую задачу с учетом возможности нейтрализации заряда мишени электронами плазмы и электронами, возникающими при ионизации нейтральной компоненты плазмы. Решение данной задачи осуществимо лишь численными методами. Однако можно сказать, что электрический потенциал мишени в данных условиях будет не больше, чем при отсутствии ионизации нейтральной компоненты плазмы при прочих равных условиях.

Примем, что мишень находится в воздухе. Для времени $t \leq t_{\text{ion}}$ процесс зарядки мишени будет происходить аналогично процессу, протекающему в вакууме. Причем, если $\Delta t \geq t_{\text{ion}} \geq t_c$, то электрический потенциал мишени достигнет значения $\varphi_0 = E_e/|e|$. После этого наступит запирающее обратнорассеянных электронов, выбитых из мишени. В случае $\Delta t \leq t_{\text{ion}}$ электрический потенциал мишени в воздухе будет определяться в соответствии с формулой (5). Если $t \geq t_{\text{ion}}$, то при определении φ_0 мишени следует учитывать возможность возникновения тока электронов, связанного с ионизацией нейтральных частиц воздуха. В данных условиях, чтобы определить величину φ_0 , так же как и для плазмы, необходимо решать самосогласованную краевую электродинамическую задачу.

Заключение

Рассмотренные выше физические процессы падения потока высокоэнергетических атомов водорода H^0 на сферическую электрически изолированную железную мишень и их взаимодействие с атомами мишени позволили получить характеристики рассеянных электронов, выходящих из мишени, а также определить величину их тока. Сравнение величин токов обратнорассеянных электронов и токов электронов из среды, окружающей мишень, показало, что мишень может приобретать положительный электрический заряд и потенциал относительно среды в случае, когда токи обратнорассеянных электронов превышают токи электронов из среды. Проведенная оценка значений положительного электрического потенциала мишени в зависимости от параметров среды, в которую она помещена (вакуум, плазма или воздух), говорит о том, что потенциал мишени может достигать больших значений.

Найдено, что, если мишень находится в вакууме и эмитирует обратнорассеянные электроны, а $\Delta t \geq t_c$, то $\varphi_0 > 0$ будет увеличиваться, пока не достигнет значения $\varphi_0 = E_e/|e|$, т.е. энергии обратнорассеянных электронов. После этого наступит запирающее выбитых из мишени электронов. Если мишень находится в плазме, то величина $\varphi_0 > 0$ может значительно превышать $|\varphi_{eT_e^0}|$. Отметим, что при выполнении условия $|I_e/I_0| > 1$ и учете

ионизации нейтральных частиц плазмы для определения величины φ_0 необходимо решать самосогласованную краевую электродинамическую задачу с поглощающими нестационарными граничными условиями. Заметим, что в случае нахождения мишени, на которую падает поток атомов H^0 , в воздухе при определении величины φ_0 могут реализоваться ситуации, рассмотренные выше, когда мишень находилась в вакууме или в плазме.

Список литературы

- [1] Васильев Б.И., Грасюк А.З., Дядькин А.П. и др. // Квант. электрон. 1981. Т. 18. № 11. С. 2390.
- [2] Васильев Б.И., Грасюк А.З., Золотарев В.А. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 780.
- [3] Горев В.В. // ДАН СССР. 1984. Т. 274. С. 68.
- [4] Горев В.В., Повещенко Ю.А., Попов С.Б. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 12. С. 1480.
- [5] Каминский А.К., Мещеров Р.А., Николаев В.С. // Тр. Радиотехнического института АН СССР. М., 1973. № 16. С. 330.
- [6] Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Дм.Э. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 126.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. / Квантовая механика. Т. III. Изд. 2-е. М.: Физматгиз, 1963. 704 с.
- [8] Справочник по ядерной физике. Ред. пер. акад. Л.А. Арцимович. М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
- [9] Рязанов М.И., Тилинин И.С. Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 152 с.
- [10] Федоров В.А. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 874.
- [11] Галеев А.А., Мишин В.Е., Сагдеев Р.З. и др. // ДАН СССР. 1976. Т. 231. С. 71.
- [12] Федоров В.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 7. С. 1396.
- [13] Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука. 1973. 272 с.