Потенциальные, конфигурационные и кинетические свойства зарядов и их потоков.

Ф. Ф. Менде.

1. Электрическая и токовая самоиндукция

К законам самоиндукции следует отнести те законы, которые описывают реакцию таких элементов радиотехнических цепей, как ёмкость, индуктивность и сопротивление на гальваническое подключение к ним источников тока или напряжения. Эти законы являются основой теории электрических цепей.

Под электрической и токовой самоиндукцией будем понимать реакцию ёмкостей и индуктивностей с неизменными или меняющимися параметрами на подключение к ним источников напряжения или тока. В дальнейшем будем использовать такие понятия: как генератор тока и генератор напряжения. Под идеальным генератором напряжения будем понимать такой источник, который обеспечивает на любой нагрузке заданное напряжение, внутреннее сопротивление у такого генератора равно нулю. Под идеальным генератором тока будем понимать такой источник, который обеспечивает в любой нагрузке заданный ток, внутреннее сопротивление у такого генератора равно бесконечности. Идеальных генераторов тока и напряжения в природе не существует, поскольку и генераторы тока и генераторы напряжения имеют свое внутреннее сопротивление, которое и ограничивает их возможности.

Если в нашем распоряжении имеется емкость C, и эта емкость заряжена до разности потенциалов U, то заряд Q, накопленный в ней, определяется соотношением:

$$Q_{C,U} = CU .$$

Величина заряда может изменяться путем изменения разности потенциалов при постоянной емкости, или изменением самой емкости при постоянной разности потенциалов, или и того и другого параметра одновременно.

Если величина напряжения на ёмкости или сама ёмкость зависит от времени, то величина тока через неё определяется соотношением:

$$I = \frac{dQ_{C,U}}{dt} = C\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial C}{\partial t} .$$

Это выражение определяет закон электрической самоиндукции. Таким образом, ток в цепи, содержащей ёмкость, можно получить двумя способами, изменяя напряжение на конденсаторе при постоянной его ёмкости или изменяя саму ёмкость при неизменном напряжении на ней, или производить изменение обоих параметров одновременно.

Для случая, когда емкость C_0 постоянна, получаем известное выражение для тока, текущего через емкость:

$$I = C_0 \frac{\partial U}{\partial t}. \tag{1.1}$$

В том случае, если изменяется емкость, и на ней поддерживается неизменное напряжение U_0, имеем:

$$I = U_0 \frac{\partial C}{\partial t}. \tag{1.2}$$

Этот случай относиться к параметрической ёмкостной самоиндукции, поскольку наличие тока связано с изменением самой ёмкости.

Рассмотрим следствия, вытекающие из соотношения (1.1).

Если к емкости подключить генератор постоянного тока I_0, то напряжение на ней будет изменяться по закону:

$$U = \frac{I_0 t}{C_0}. \tag{1.3}$$

Таким образом, емкость, подключенная к источнику постоянного тока, представляет для него активное сопротивление

$$R = \frac{t}{C_0},$$

которое линейно зависит от времени. Следует отметить, что полученный результат является вполне очевидным, однако такие свойства ёмкости, которую принято считать реактивным элементом впервые были отмечены в работе [1].

С физической точки зрения это понятно, т.к., чтобы заряжать емкость, источник должен расходовать энергию.

Мощность, отдаваемая источником тока, определяется в данном случае соотношением:

$$P(t) = \frac{I_0{}^2 t}{C_0}. \tag{1.4}$$

Энергию, накопленную емкостью за время t, получим, проинтегрировав соотношение (1.4) по времени:

$$W_C = \frac{I_0{}^2 t^2}{2C_0}.$$

Подставляя сюда значение тока из соотношения (1.3), получаем зависимость величины накопленной в емкости энергии от текущего значения напряжения на ней:

$$W_C = \frac{1}{2} C_0 U^2.$$

Используя для рассмотренного случая понятие потока электрической индукции

Теперь будем поддерживать на емкости постоянное напряжение U_0, а изменять саму ёмкость, тогда

$$I = U_0 \frac{\partial C}{\partial t}.$$

Видно, что величина

$$R_C = \left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)^{-1}$$

играет роль активного сопротивления. Этот результат тоже физически понятен, т.к. при изменении емкости меняется накопленная в ней энергия, и таким образом, ёмкость отбирает или отдаёт энергию источнику. Мощность, расходуемая при этом источником, или отдаваемая во внешнюю цепь, определяется соотношением:

$$P(t) = \frac{\partial C}{\partial t} U_1^2.$$

Из этого соотношения видно, что в зависимости от знака производной расходуемая мощность может иметь разные знаки. Когда производная положительная, расходуемая источником напряжения мощность идёт на увеличение запаса энергии в ёмкости. Если производная отрицательная, происходит обратный процесс.

Рассмотрим еще один процесс, который ранее к законам индукции не относили, однако, он подпадает под наше расширенное определение этого понятия. Если заряд Q_0, накопленный в ёмкости, оставить неизменным, то напряжение на ней можно изменять путем изменения ёмкости. В этом случае будет выполняться соотношение:

$$Q_0 = C_0 U_0 = CU = const,$$

где C и U - текущие значения ёмкости и напряжения, а C_0 и U_0 - начальные значения этих параметров, имеющие место при отключении от емкости источника питания. Напряжение на емкости и энергия, накопленная в ней, будут при этом определяться соотношениями:

$$U = \frac{C_0 U_0}{C},$$

$$W_c = \frac{1}{2}\,\frac{\left(C_0 U_0\right)^2}{C}\,. \tag{1.5}$$

Естественно, что данный процесс самоиндукции может быть связан только с изменением самой емкости, и поэтому он подпадает под определение параметрической самоиндукции.

Перейдем теперь к рассмотрению процессов, происходящих в индуктивности. Введем понятие потока токовой самоиндукции

$$\Phi_{L,I} = LI\,.$$

Если величина тока через индуктивность или сама индуктивность зависят от времени, то величина напряжения на ней определяется соотношением:

$$U = \frac{d\Phi_{L,I}}{dt} = L\frac{\partial I}{\partial t} + I\frac{\partial L}{\partial t}$$

Рассмотрим случай, когда индуктивность L_0 постоянна, тогда

$$U = L_0 \frac{\partial I}{\partial t}\,. \tag{1.6}$$

Проинтегрировав выражение (1.6) по времени, получим:

$$I = \frac{Ut}{L_0}. \qquad (1.7)$$

Таким образом, индуктивность, подключенная к источнику постоянного напряжения, представляет для него активное сопротивление

$$R = \frac{L_0}{t},$$

которое уменьшается обратно пропорционально времени.

Мощность, расходуемая при этом источником питания, определится соотношением:

$$P(t) = \frac{U^2 t}{L_0} . \qquad (1.8)$$

Эта мощность линейно зависит от времени. Проинтегрировав соотношение (1.8) по времени, получим энергию, накопленную в индуктивности

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{U^2 t^2}{L_0}. \qquad (1.9)$$

Подставив в выражение (1.9) значение напряжения из соотношения (1.7), получаем:

$$W_L = \frac{1}{2} L_0 I^2.$$

Эта энергия может быть возвращена из индуктивности во внешнюю цепь, если индуктивность отключить от источника питания и подключить к ней активное сопротивление.

Теперь рассмотрим случай, когда ток I_0, протекающий через индуктивность, постоянен, а сама индуктивность может изменяться. В этом случае получаем соотношение

$$U = I_0 \frac{\partial L}{\partial t}. \qquad (1.10)$$

Таким образом, величина

$$R(t) = \frac{dL}{dt}$$

играет роль активного сопротивления, и может быть как положительным, так и отрицательным. Это означает, что индуктивность может, как получать энергию извне, так и отдавать её во внешние цепи.

Если индуктивность закорочена, и выполнена из материала, не имеющего активного сопротивления, например из сверхпроводника, то

$$\Phi_{L,I} = L_0 I_0 = const \ ,$$

где L_0 и I_0 - какие-то начальные значения этих параметров, которые имеются в момент короткого замыкания индуктивности при наличии в ней тока.

Этот режим будем называть режимом замороженного потока. При этом выполняется соотношение:

$$I_0 = \frac{I_1 L_1}{L_0},$$

где I_1 и L_1 - текущие значения соответствующих параметров.

В рассмотренном режиме поток токовой индукции остается неизменным, однако, в связи с тем, что ток в индуктивности может изменяться при ее изменении, такой процесс подпадает под определение параметрической самоиндукции. Энергия, накопленная в индуктивности, при этом будет определяться соотношением

$$W_L = \frac{1}{2}\frac{(L_0 I_0)^2}{L}.$$

где L - текущее значение индуктивности.

Ёмкость вакуумного конденсатора, состоящего из плоских параллельных пластин, определяется соотношением:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d},$$

где ε_0, S и d - диэлектрическая проницаемость вакуума, площадь пластин и расстояние между ними соответственно. Подставляя это соотношение в (1.5), получаем:

$$W_c = \frac{1}{2}\ \frac{d\left(C_0 U_0\right)^2}{\varepsilon_0 S}\ , \qquad (1.11)$$

Видно, что при неизменном заряде, запасённом в конденсаторе, увеличение расстояния между пластинами приводит к увеличению его энергии. Это связано с тем, что для того, чтобы увеличить расстояние между пластинами, нужно затратить работу, которая перейдёт в энергию его электрических полей. Как это происходит, видно из рис.1.

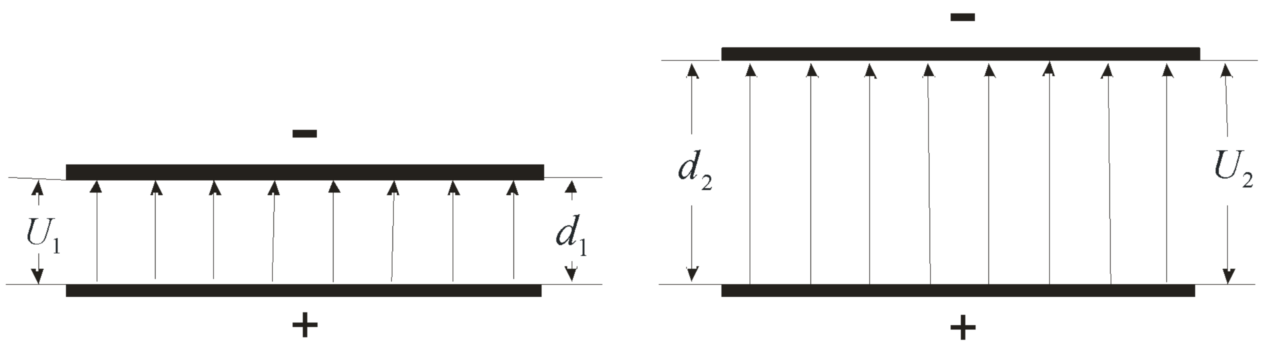

Рис. 1. Электрические поля плоского конденсатора при разном расстоянии между его пластинами.

Учитывая, что произведение ёмкости и напряжения равно заряду, накопленном на пластинах, соотношение (1.9) можно переписать

$$W_c = \frac{1}{2}\,\frac{d\left(Q_0\right)^2}{\varepsilon_0 S} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 Sd \tag{1.12}$$

где E - напряженность электрического поля.

Из соотношения (1.12) следует

$$E = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 S},$$

что означает, что в плоском конденсаторе напряженность поля не зависит от расстояния между его пластинами, а определяется поверхностной плотностью заряда на них. Заметим, что при таком рассмотрении мы не учитываем краевых эффектов, что справедливо в том случае, когда расстояние между пластинами гораздо меньше их длины и ширины. Следовательно, напряжение на конденсаторе определяется расстоянием между пластинами

$$U_d = \frac{Q_0 d}{\varepsilon_0 S}$$

Из данного рассмотрения вытекает интересное свойство электронов, которые составляют заряд Q_0. Их количество равно $N = \frac{Q_0}{e}$ - где e есть заряд одного электрона. Учитывая (2.10), получаем, что на один электрон, находящийся на пластинах конденсатора приходится энергия

$$W_e = \frac{1}{2} \ \frac{de^2 N}{\varepsilon_0 S} \ ,$$

которая зависит от расстояния между пластинами. Это соотношение выполняется до тех пор, пока можно не учитывать краевые эффекты. Однако, при выполнении указанного условия практически всегда можно выбрать такое соотношение между размерами, чтобы пробивное напряжение между пластинами не превышало заданного значения. Но поскольку масса определяется как частное от деления энергии на квадрат скорости света, то и масса электрона в статическом состоянии может значительно превышать её табличное значение. Это довольно неожиданный вывод.

В данном случае электрические поля каждого отдельного электрона находятся в трубке с площадью основания $\frac{S}{N}$ и высотой d, расположенной между плоскостями конденсатора. Когда происходит увеличение размера d, объём этой трубки увеличивается, а, следовательно, растёт и энергия полей. При этом механическая энергия, затрачиваемая на перемещение пластины конденсатора, переходит в энергию электрических полей конденсатора. Аналогичная ситуация будет наблюдаться и в коаксиальном конденсаторе. Отличием будет только то, что поля электрона будут занимать не трубку с постоянным сечением, а сектор.

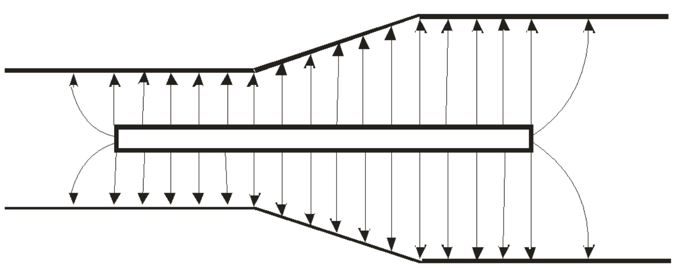

Рис. 2. Коаксиальный конденсатор с переменным сечением.

Зарядим коаксиальный конденсатор с переменным сечением, как показано на рис. 2. Если перемещать заряженный стержень слева направо, то объём электрических полей будет расти, и для этого нужно будет тратить энергию. Если же стержень будет перемещаться в обратном направление, то объём полей будет уменьшаться, и стержень будет выполнять внешнюю работу. Если в качестве стержня взять участок движущегося электронного пучка, то картина не измениться. При движении слева направо, кинетическая энергия пучка будет переходить в энергию электрических полей, и пучок будет замедляться и наоборот. Но когда мы имеем дело с движущимся электронным пучком, картина будет несколько иная, поскольку при его в трубчатой части конденсатора движении будет существовать обратный ток.

2. Распространение сигналов в длинных линиях.

Процессы распространения напряжений и токов в длинных линиях описывается при помощи волновых уравнений

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$
$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2}\ \frac{\partial^2 I}{\partial t^2},$$

которые могут быть получены из телеграфных уравнений

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L\ \frac{\partial I}{\partial t}$$
$$\frac{\partial I}{\partial z} = -C\ \frac{\partial U}{\partial t},$$

Но как быть, если к линии подключается источник постоянного напряжения или напряжения, меняющегося по линейному закону, когда вторые производные напряжений и токов отсутствуют? В имеющейся литературе ответ на этот вопрос отсутствует.

Процессы, рассмотренные в предыдущем параграфе, касаются цепей с сосредоточенными параметрами, когда распределение разностей потенциалов и токов в рассмотренных элементах можно считать однородным, чего нет в длинных линиях.

Воспользуемся полученными результатами для рассмотрения процессов, происходящих в длинных линиях, в которых емкость и индуктивность являются распределенными параметрами [1]. Положим, что погонная емкость и индуктивность такой линии составляют соответственно C_0 и L_0. Если к такой линии подключить источник постоянного напряжения U_1, то он начнёт заряжать ёмкость длинной линии и фронт этого напряжения будет распространяться по линии с какой-то скоростью v. Текущая координата этого фронта при этом определится соотношением $z = vt$. Суммарная величина заряженной ёмкости и величина суммарной индуктивности, по которой протекает ток, отсчитываемые от начала линии до места нахождения фронта напряжения, будут изменяться по закону:

$$C(t) = zC_0 = vt\ C_0,$$

$$L(t) = zL_0 = vt\ L_0.$$

Источник напряжения U_1 будет при этом заряжать увеличивающуюся емкость линии, для чего от источника к заряжаемой линии в соответствии с соотношением (1.2) должен течь ток:

$$I_1 = U_1 \frac{\partial C(t)}{\partial t} = vU_1C_0. \tag{2.1}$$

Этот ток будет течь через проводники линии, обладающие индуктивностью. Но, поскольку индуктивность линии в связи с движением фронта напряжения, тоже увеличивается, то на ней в соответствии с соотношением (1.10) будет наблюдаться падение напряжения:

$$U = I_1 \frac{\partial L(t)}{\partial t} = vI_1L_0 = v^2U_1C_0L_0.$$

Но падение напряжения на проводниках линии по абсолютной величине равно напряжению, приложенному к её входу, поэтому в последнем выражении следует положить $U = U_1$. С учетом этого сразу находим, что скорость движения фронта напряжения при заданных погонных параметрах и при наличии на входе линии постоянного напряжения U_1 должна составлять

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_0C_0}}. \tag{2.2}$$

Это выражение соответствует скорости распространения фронта напряжения и тока в линии. Следовательно, если к бесконечно длинной линии подключить источник напряжения, то в ней будет иметь место саморасширение электрических полей и токов, заполняющих линию энергией, и скорость фронта постоянного напряжения и тока будет равна скорости распространения электромагнитных колебаний в такой линии. Такую волну будем называть электротоковой. Интересно отметить, что полученный результат не зависит от вида функции U, т.е. к линии может быть подключен как источник постоянного напряжения, так и источник, напряжение которого меняется по любому закону. Во всех этих случаях величина локального значения напряжения на входе линии будет распространяться вдоль неё со скоростью, которая даётся соотношением (2.2) . Этот результат мог быть до сих пор получен только путём решения волнового уравнения, но в данном случае он указывает на физическую причину такого распространения, и даёт физическую картину самого процесса. Он показывает, что сам процесс распространения связан с энергетическими процессами заполнения линии электрической и токовой энергией. Этот процесс происходит таким образом, что фронт волны, распространяясь со скоростью v, оставляет за собой линию, заряженную до разности потенциалов U_1, что соответствует заполнению линии электростатической энергией электрического поля. На участке же линии от источника напряжения и до фронта волны течет ток I_1, что соответствует заполнению линии на этом участке энергией, которая связана с движением зарядов по проводникам линии, обладающих индуктивностью.

Величину тока в линии можно получить, подставив значения скорости распространения фронта волны, определяемого соотношением (2.2), в соотношение (2.1). Сделав эту подстановку, получим

$$I_1 = U_1\sqrt{\frac{C_0}{L_0}},$$

где $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ - волновое сопротивление линии.

Указанные закономерности распространяются на все виды передающих линий.

Если линию длиной z_0 нагрузить активным сопротивлением, равным волновому, то напряжение источника питания появится на нём с опозданием $t = \frac{z_0}{v}$, при этом такое сопротивление будет согласовано с линией и вся энергия, передаваемая по линии в нём будет поглощена. Это связано с тем, что ток, текущий в линии в точности равен тому току, который будет течь через сопротивление, равное волновому, при указанном напряжении на нём.

Таким образом, процессы распространения разности потенциалов и токов вдоль проводников длинной линии являются связанными и взаимно дополняющими друг друга, и существовать друг без друга не могут. Такой процесс можно называть электротоковой самопроизвольной параметрической самоиндукцией. Такое название связано с тем, что расширение потоков происходят самопроизвольно. Теперь становится понятной связь между энергетическими процессами и скоростью распространения фронтов волны в длинных линиях.

Для различного типа линий погонные параметры зависят от их размеров. Для примера рассмотрим коаксиальную линию, у которой погонная ёмкость и индуктивность даётся следующими соотношениями:

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \qquad L_0 = \frac{\mu}{2\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)$$

где D и d внутренний диаметр цилиндрической части коаксиала и наружный диаметр центрального провода соответственно.

Однако существуют и коаксиалы с переменным сечением, как цилиндрической части, так и внутреннего провода. Отрезки таких коаксиалов используются в качестве согласующих устройств между коаксиалами с различными диаметрами цилиндрической части и центрального провода. Распространение сигналов в таких преходниках имеет свою специфику (рис. 3)

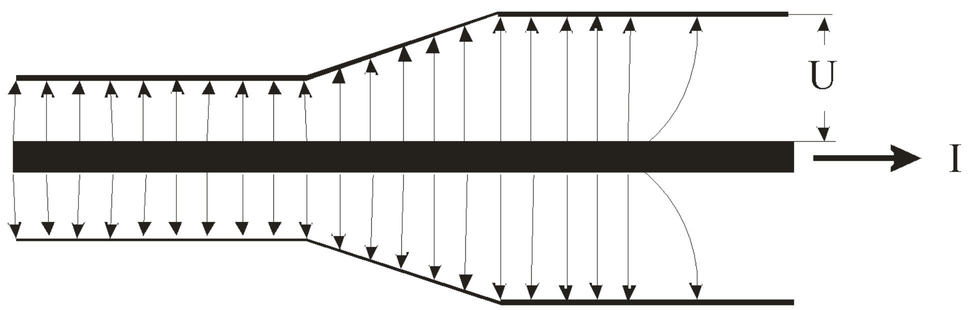

Рис. 3. Распространение сигнала по коаксиалу с переменным сечением.

Изменение размеров коаксиала приводит к тому, что погонные параметры начинают зависеть от координаты. Начинает зависеть от координаты и волновое сопротивление

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \ln\left(\frac{D}{d}\right)\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}},$$

В то же время скорость распространения, как в пределах отрезков коаксиалов, так и в преходнике остаётся неизменной

$$v = \sqrt{\frac{1}{CL}} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\mu}}$$

Проходя через такой переходник, сигнал меняет свои параметры.

Поскольку волновое сопротивление даёт отношение между напряжением и током в линии

$$Z = \frac{U}{I},$$

То меняется соотношение между напряжением и током в начальном и конечном отрезке коаксиала. Следовательно, такое переходное устройство является трансформатором тока и напряжения. И такая трансформация имеет место как при распространении по линии переменного напряжения и так , так и постоянного. Таким образом такое устройство является конфигурационным трансформатором напряжений и токов. В литературе принято такие устройства называть трансформаторами сопротивлений, но более правильно их называть трансформаторами напряжений и токов.

3. Потенциальные и кинетические потоки зарядов.

Вводимые погонные ёмкость и индуктивность, можно назвать полевыми, поскольку речь идёт о той энергии, которая запасена в электрических и магнитных полях. Однако при таком подходе не учитывается то обстоятельство, что кроме полевой индуктивности существует ещё и кинетическая индуктивность, которая обязана кинетической энергии движущихся зарядов.

Если заряды могут двигаться без потерь, то уравнение движения имеет вид:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E},$$

где m и e – масса и заряд электрона, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $\vec{v}$ – скорость движения заряда.

Используя выражение для плотности тока

$$\vec{j} = ne\vec{v},$$

получаем плотность тока проводимости

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m}\int \vec{E}\,dt = \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\,dt \, ,$$

где

$$L_k = \frac{m}{ne^2}$$

есть кинетическая индуктивность зарядов.

В реальных линиях передачи кинетическая индуктивность не учитывается по той причине, что ввиду очень большой плотности носителей тока в проводниках их скорость мала и поэтому полевая индуктивность всегда значительно больше, чем кинетическая. Покажем это на простом примере.

Рассмотрим процессы в линии, состоящей из двух сверхпроводящих плоскостей (рис. 4)

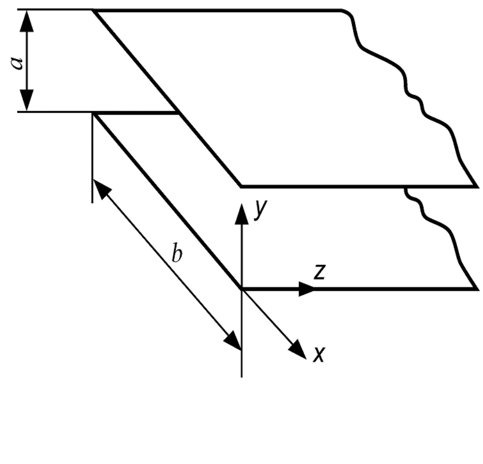

Рис. 4 Двухпроводная линия, состоящая из двух сверхпроводящих плоскостей.

Магнитное поле на внутренних поверхностях такой линии равное удельному току, можно определить из соотношения:

$$H = nev\lambda \, ,$$

где n, e, v - плотность, заряд и скорость сверхпроводящих электронов, а $\lambda = \sqrt{\frac{m}{ne^2\mu}}$ - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Если подставить значение глубины проникновения в соотношение для магнитного поля, то получим:

$$H = v\sqrt{\frac{nm}{\mu}}.$$

Таким образом, удельная кинетической энергия движения зарядов в скин-слое

$$W_H = \frac{1}{2}\mu H^2 = \frac{nmv^2}{2}$$

равна удельной энергия магнитных полей. Но магнитное поле, связанное с движением носителей тока в скин-слое сверхпроводника, существует не только в нём. Если обозначить длину линии, изображённой на рис. 4, как l, то объём скин-слоя в сверхпроводящих плоскостях линии составит $2lb\lambda$. Энергию магнитных полей в этом объёме определяет соотношение

$$W_{H,\lambda} = nmv^2 lb\lambda.$$

Энергия же магнитных полей, накопленная между плоскостями линии, составит:

$$W_{H,a} = \frac{nmv^2 lba}{2} = \frac{1}{2} lba\mu_0 H.$$

Если учесть, что глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводниках составляет несколько сотен ангстрем, то при макроскопических размерах линии можно считать, что полную энергию магнитных полей в ней определяет это соотношение.

При таком соотношении энергий эффективная масса электрона по сравнению с массой свободного электрона возрастает при этом в $\frac{a}{2\lambda}$ раз. Таким образом, становится понятной природа эффективной массы электрона, которые в данном случае зависят, в основном, не от массы свободного электрона, а от конфигурации проводников, по которым электроны двигаются.

Очевидно, что кинетическим потоком зарядов можно считать такой поток, у которого кинетическая индуктивность больше полевой. Рассмотрим этот вопрос на конкретном примере.

Для вакуумной коаксиальной линии погонная индуктивность определяется соотношением

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума.

При токе I, текущем по внутреннему проводнику, энергия, накопленная в удельной индуктивности, составит

$$W_L = \frac{1}{2}L_0 I^2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)I^2$$

Будем считать, что ток равномерно распределён по сечению внутреннего проводника. Тогда кинетическая энергия зарядов для проводника единичной длины составит

$$W_k = \frac{\pi d^2 nmv^2}{8}$$

где n, m, v - плотность электронов, их масса и скорость соответственно.

Если учесть, что $I = \dfrac{nev\pi d^2}{4}$, то можно записать

$$W_L = \frac{1}{2}L_0 I^2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\ln\left(\frac{D}{d}\right)\frac{n^2e^2v^2\pi^2d^4}{16}$$

Из этих соотношений получаем, что случаю, когда

$$W_k \geq W_L$$

соответствует условие

$$\frac{m}{ne^2} \geq \frac{\mu_0}{8}\ln\left(\frac{D}{d}\right)d^2$$

где $L_k = \dfrac{m}{ne^2}$ - удельная кинетическая индуктивность зарядов.

Откуда для плотности зарядов находим.

$$n \le \frac{8m}{d^2 e^2 \mu_0}$$

Таким образом, чтобы поток являлся кинетическим, необходимо, чтобы удельная кинетическая индуктивность превышала погонную индуктивность, что выполняется при соблюдении приведенного условия. Из этого соотношения можно оценить, какая плотность электронов в потоке соответствует этому случая.

Рассмотрим конкретный пример: $d = 1мм$, $\ln\left(\frac{D}{d}\right) = 2$, тогда

получаем:

$$n \le \frac{8m}{e^2 \mu_0 \ln\left(\frac{D}{d}\right) d^2} \approx 10^{-20} \frac{1}{м^3}$$

Такие плотности характерны электронным пучкам, и они значительно ниже, чем плотность электронов в проводниках. Поэтому электронные пучки следует отнести к кинетическим потокам, в то время как электронные токи в проводниках относятся к потенциальным потокам. Поэтому для расчёта энергии, переносимой электромагнитными полями пользуются вектором Пойнтинга, а для расчёта энергии, переносимой электронными пучками используют кинетическую энергию отдельных зарядов. Это тем более правильно, когда речь идёт о расчёте энергии, переносимой ионными пучками, т.к. масса ионов во много раз превышает массу электронов.

Таким образом, причисление потоков зарядов к тому или другому виду зависит не только от плотности и диаметра самого пучка, но и от диаметра той проводящей трубки, в которой он распространяется. Очевидно, что в случае потенциального пучка, его фронт не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света. Казалось бы, что для чисто кинетических пучков таких ограничений нет. Чёткого ответа на этот вопрос пока нет. Массу электрона обычно связывать с его электрическими полями и если при помощи внешней проводящей трубки начать ограничивать эти поля, то и масса электрона начнёт уменьшаться, но уменьшение массы приведёт к уменьшению кинетической индуктивности и пучок начнёт терять свои кинетические свойства. И только в том случае, если часть массы электрона не имеет электрического происхождения, есть надежда организовать чисто кинетический пучок электронов, скорость которого может превышать скорость света. Если взять пучок протонов, то картина будет та же. Но вот, если взять, например, ядра дейтерия, имеющие в своём составе нейтрон, у которого масса имеется, а электрических полей нет, то при помощи таких ядер можно организовать чисто кинетические пучки, и можно рассчитывать на то, что такие пучки можно разогнать до скоростей больших скорости света. Если выпустить такой пучок из ограничивающей трубки в свободное пространство, т.е попытаться превратить его из кинетического в потенциальный, то может быть получено черенковское излучение типа того, когда электронный поток попадает в среду, где фазовая скорость электромагнитной волны меньше скорости электронного пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с.