Физические и методологические ошибки в трудах Ландау

Ф. Ф. Менде

fedormende@gmail.com

Аннотация

Хорошо известно такое явление как радуга. Специалисту по электродинамике ясно, что возникновение радуги связано с зависимостью от частоты фазовой скорости электромагнитных волн, проходящих через капли дождя. Дж. Хевисайд и Р. Вул предположили, что такая дисперсия связана с частотной дисперсией (зависимостью от частоты) диэлектрической проницаемости воды. С тех пор эта точка зрения является господствующей. Однако такой подход является физической и методологической ошибкой, что и показано в данной статье. Такая ошибка произошла по причине того, что при записи тока в материальных средах были перепутаны интеграл и производная гармонической функции, которые имеют одинаковый вид и отличаются только знаками.

Ключевые слова: плазма, диэлектрик, диэлектрическая проницаемость, дисперсия диэлектрической проницаемости, гармоническая функция.

1. Введение

Хорошо известно такое явление как радуга. Любому специалисту по электродинамике ясно, что возникновение радуги связано с зависимостью от частоты фазовой скорости электромагнитных волн, проходящих через капли дождя. Поскольку вода является диэлектриком, то при объяснении этого явления Дж. Хевисайд и Р. Вул предположили, что такая дисперсия связана с частотной дисперсией (зависимостью от частоты) диэлектрической проницаемости воды. С тех пор эта точка зрения является господствующей [1-6].

Однако сам создатель основных уравнений электродинамики Максвелл считал, что эти параметры от частоты не зависят, а являются фундаментальными константами. Как родилась идея дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости, и какой путь она прошла, характеризует цитата из монографии известных специалистов в области физики плазмы [1]: «Сам Дж. Максвелл при формулировке уравнений электродинамики материальных сред считал, что диэлектрическая и магнитная проницаемости являются постоянными величинами (по этой причине они длительное время считались постоянными величинами). Значительно позже, уже в начале этого столетия при объяснении оптических дисперсионных явлений (в частности явления радуги) Дж. Хевисайд и Р. Вул показали, что диэлектрическая и магнитная проницаемости являются функциями частоты. А совсем недавно, в середине 50-х годов, физики пришли к выводу, что эти величины зависят не только от частоты, но и от волнового вектора. По сути, это была радикальная ломка существующих представлений. Насколько серьезной она была, характеризует случай, который произошел на семинаре Л. Д. Ландау в 1954 г. Во время доклада А. И. Ахиезера на эту тему Ландау вдруг воскликнул, перебив докладчика: ”Это бред, поскольку показатель преломления не может быть функцией показателя преломления”. Это сказал Л. Д. Ландау – один из выдающихся физиков нашего времени» (конец цитаты).

Из приведенной цитаты непонятно, что именно имел в виду Ландау, высказывая такую точку зрения, однако последующие его публикации говорят о том, что он эту концепцию принял [2].

Забегая вперед, следует заметить, что прав был Максвелл, который считал, что диэлектрическая и магнитная проницаемость материальных сред от частоты не зависят. В ряде же работ Лундау по электродинамике [2-6] допущены концептуальные, методические и физические ошибки, в результате которых в физику проникли и прочно в ней закрепились такие метафизические понятия как частотная дисперсия диэлектрической проницаемости материальных сред и, в частности, плазмы. Распространение этой концепции на диэлектрики привело к тому, что все начали считать, что и диэлектрическая проницаемость диэлектриков тоже зависит от частоты. Эти физические заблуждения проникли во все сферы физики и техники. Они настолько прочно укоренились в сознании специалистов, что многие до сих пор не могут поверить в то, что диэлектрическая проницаемость плазмы равна диэлектрической проницаемости вакуума, а дисперсия диэлектрической проницаемости диэлектриков отсутствует. Имеется громадное количество публикаций, начиная с таких известных учёных, как Друде, Вулл, Хевисайд, Ландау, Гинзбург, Ахиезер, Тамм [1-6], и заканчивая Большой Советской Энциклопедтей, где говорится, что диэлектрическая проницаемость плазмы и диэлектриков зависит от частоты. Это есть методическая и физическая ошибка. И она стала возможной по той причине, что без должного понимания физики происходящих процессов произошла подмена физических понятий математическими символами, которым были присвоены физические, а вернее метафизические, наименования, не соответствующие их физическому смыслу. А если рассматривать чисто математическую точку зрения, то Ландау, а вслед за ним и другие авторы перепутали интеграл и производную гармонической функции, поскольку забыли, что производная и интеграл в этом случае имеют одинаковый вид, а отличаются только знаками.

2. Плазмоподобные среды

Под бездиссипативными плазмоподобными средами будем понимать такие, в которых заряды могут двигаться без потерь. К таким средам в первом приближении могут быть отнесены сверхпроводники, свободные электроны или ионы в вакууме (в дальнейшем проводники). Для электронов в указанных средах в отсутствии магнитного поля уравнение движения имеет вид:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}\,, \tag{2.1}$$

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

В работе [6] показано, что это уравнение может быть использовано и для описания движения электронов в горячей плазме. Поэтому оно может быть распространено и на этот случай.

Используя выражение для плотности тока

$$\vec{j} = ne\vec{v}\,. \tag{2.2}$$

из (2.1) получаем плотность тока проводимости

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m}\int \vec{E}\;dt\,. \tag{2.3}$$

В соотношении (2.2) и (2.3) величина n представляет плотность электронов. Введя обозначение

$$L_k = \frac{m}{ne^2}\,, \tag{2.4}$$

находим

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\;dt\,. \tag{2.5}$$

В данном случае величина L_k представляет удельную кинетическую индуктивность носителей заряда [7-11]. Ее существование связано с тем, что заряд, имея массу, обладает инерционными свойствами. Для случая гармонических полей $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin\omega t$ соотношение (2.5) запишется:

$$\vec{j}_L = -\frac{1}{\omega L_k}\vec{E}_0 \cos\omega t . \qquad (2.6)$$

Здесь и далее для математического описания электродинамических процессов будут в большинстве случаев, вместо комплексных величин, использоваться тригонометрические функции с тем, чтобы были хорошо видны фазовые соотношения между векторами, представляющими электрические поля и плотности токов.

Из соотношения (2.5) и (2.6) видно, что $\vec{j}_L$ представляет индуктивный ток, т.к. его фаза запаздывает по отношению к напряжённости электрического поля на угол $\frac{\pi}{2}$.

Если заряды находятся в вакууме, то при нахождении суммарного тока нужно учитывать и ток смещения

$$\vec{j}_\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 \cos\omega t .$$

Видно, что этот ток носит ёмкостной характер, т.к. его фаза на $\frac{\pi}{2}$ опережает фазу напряжённости электрического поля. Таким образом, суммарная плотность тока составит [8-10]:

$$\vec{j}_\Sigma = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\, dt ,$$

или

$$\vec{j}_\Sigma = \left(\omega\varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k}\right) \vec{E}_0 \cos\omega t . \qquad (2.7)$$

Если электроны находятся в материальной среде, то следует ещё учитывать и наличие положительно заряженных ионов. Однако при рассмотрении свойств таких сред в быстропеременных полях, в связи с тем, что масса ионов значительно больше массы электронов, их наличие обычно не учитывается.

В соотношении (2.7) величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость данной среды σ_Σ и состоит, в свою очередь, из емкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимости

$$\sigma_\Sigma = \sigma_C + \sigma_L = \omega\varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k} .$$

Соотношение (2.7) можно переписать и по-другому:

$$\vec{j}_\Sigma = \omega\varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \vec{E}_0 \cos\omega t ,$$

где $\omega_0 = \sqrt{\dfrac{1}{L_k \varepsilon_0}}$ - плазменная частота.

И здесь возникает большой соблазн назвать величину

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) = \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega^2 L_k},$$

зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью плазмы, что и сделано во всех существующих работах по физике плазмы. Но это неправильно, т.к. данный математический символ является сборным параметром, в который одновременно входит диэлектрическая проницаемость вакуума и удельная кинетическая индуктивность зарядов. Из предыдущего рассмотрения ясно, что параметр $\varepsilon^*(\omega)$ даёт возможность в одном коэффициенте объединить и производную и интеграл гармонической функции, поскольку они отличаются только знаками и таким образом создаётся впечатление, что диэлектрическая проницаемость плазмы зависит от частоты. Следует отметить, что подобная ошибка совершена и такими известными физиками, как Ахиезер, Тамм, Гинзбург [3-5].

Это случилось ещё и потому, что, начиная рассматривать этот вопрос, Ландау ввёл определения диэлектрической проницаемости только для статических полей, но не ввёл такого определения для переменных полей. Введём такое определение.

Если рассмотреть любую среду, в том числе и плазму, то переменная плотность токов (в дальнейшем будем сокращённо говорить просто ток) будет определяться тремя составляющими, зависящими от электрического поля. Ток резистивных потерь будет синфазен электрическому полю. Ёмкостной ток, определяемый первой производной электрического поля по времени, будет опережать напряженность электрического поля по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Этот ток называется током смещения. Ток проводимости, определяемый интегралом от электрического поля по времени, будет отставать от электрического поля по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Все три указанные составляющие тока и будут входить во второе уравнение Максвелла и других составляющих токов быть не может. Причём все эти три составляющие токов будут присутствовать в любых немагнитных средах, в которых имеются тепловые потери. Поэтому вполне естественно, диэлектрическую проницаемость любой среды определить как коэффициент, стоящий перед тем членом, который определяется производной электрического поля по времени во втором уравнении Максвелла. При этом следует учесть, что диэлектрическая проницаемость не может быть отрицательной величиной. Это связано с тем, что через этот параметр определяется энергия электрических полей, которая может быть только положительной.

Не введя такого чёткого определения диэлектрической проницаемости, Ландау и начинает рассмотрение поведения плазмы в переменных электрических полях. При этом он не выписывает отдельно ток смещения и ток проводимости, один из которых определяется производной, а другой интегралом, а записывает их через единый коэффициент. Делает он это по той причине, что в случае гармонических колебаний вид функций, определяющих и производную и интеграл, одинаков, а отличаются эти функции лишь знаком. Производя такую операцию, Ландау не понимает, что в случае гармонических электрических полей в плазме существуют два различных тока, один из которых является током смещения, и определяется диэлектрической проницаемостью вакуума и производной от электрического поля. Другой ток является током проводимости и определяется удельной кинетической индуктивностью и интегралом от электрического поля. Причём эти два тока противофазны. А поскольку оба тока зависят от частоты, причём один из них зависит от частоты линейно, а другой обратно пропорционально частоте, то между ними имеет место конкуренция. При низких частотах преобладает ток проводимости, при высоких, наоборот, преобладает ток смещения. В случае же равенства этих токов, что имеет место на плазменной частоте, имеет место резонанс токов.

Подчеркнём, что с математической точки зрения, так как поступил Ландау, поступать можно, но при этом теряется постоянная интегрирования, которая необходима для учёта начальных условий при решении интегродифференциального уравнения, определяющего плотность тока в среде.

Очевидность допущенной ошибки видна и на другом примере.

Соотношение (2.7) можно переписать ещё и так:

$$\vec{j}_\Sigma = -\frac{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}-1\right)}{\omega L}\ \vec{E}_0 \cos\omega t$$

и ввести другой математический символ

$$L^*(\omega) = \frac{L_k}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}-1\right)} = \frac{L_k}{\omega^2 L_k \varepsilon_0 - 1}\ .$$

В данном случае также возникает соблазн назвать эту величину зависящей от частоты кинетической индуктивностью.

Таким образом, можно записать:

$$\vec{j}_\Sigma = \omega\varepsilon^*(\omega)\ \ \vec{E}_0 \cos\omega t,$$

или

$$\vec{j}_\Sigma = -\frac{1}{\omega L^*(\omega)}\ \ \vec{E}_0 \cos\omega t\ .$$

Но это всего лишь символическая математическая запись одного и того же соотношения (2.7). Оба уравнения эквивалентны. Но с физической точки зрения ни $\varepsilon^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ диэлектрической проницаемостью или индуктивностью не являются. Физический смысл их названий заключается в следующем:

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{\sigma_X}{\omega}\ ,$$

т.е. $\varepsilon^*(\omega)$ представляет суммарную реактивную проводимость среды, деленную на частоту, а

$$L_k^*(\omega) = \frac{1}{\omega\sigma_X}$$

представляет обратную величину произведения частоты и реактивной проводимости среды.

Как нужно поступать, если в нашем распоряжении имеются величины $\varepsilon^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$, а нам необходимо вычислить удельную энергию. Естественно подставлять эти величины в формулы, определяющие энергию электрических полей

$$W_E = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2$$

и кинетическую энергию носителей зарядов

$$W_j = \frac{1}{2}L_k j_0^2, \tag{2.8}$$

нельзя просто потому, что эти параметры не являются ни диэлектрической проницаемостью, ни индуктивностью. Нетрудно показать, что в этом случае полная удельная энергия может быть получена из соотношения

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\cdot\frac{d\left(\omega\varepsilon^*(\omega)\right)}{d\omega}E_0^2, \tag{2.9}$$

откуда получаем

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2}\ \frac{1}{\omega^2 L_k}\ \ E_0^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2 + \frac{1}{2}L_k j_0^2\ .$$

Тот же результат получим, воспользовавшись формулой

$$W=\frac{1}{2}\ \frac{d\left[\dfrac{1}{\omega L_k{}^*(\omega)}\right]}{d\omega}\ E_0^2\,.$$

Приведенные соотношения показывают, что удельная энергия состоит из потенциальной энергии электрических полей и кинетической энергии носителей зарядов.

При рассмотрении любых сред нашей конечной задачей является нахождение волнового уравнения. В данном случае эта задача уже практически решена. Уравнения Максвелла для рассмотренного случая имеют вид:

$$rot\ \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial\ \vec{H}}{\partial\ t}\,,$$
$$rot\ \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial\ \vec{E}}{\partial\ t} + \frac{1}{L_k}\int \vec{E}\ dt\,, \qquad (2.10)$$

где μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

Система уравнений (2.10) полностью описывает все свойства бездиссипативных проводников. Из неё получаем

$$rot\ rot\ \vec{H}+\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial\ t^2}+\frac{\mu_0}{L_k}\vec{H}=0\,. \qquad (2.11)$$

Для случая полей, не зависящих от времени, уравнение (2.11) переходит в уравнение Лондонов [12]

$$rot\ rot\ \vec{H}+\frac{\mu_0}{L_k}\vec{H}=0\ ,$$

где $\lambda_L{}^2=\dfrac{L_k}{\mu_0}$ – лондоновская глубина проникновения.

Таким образом, можно заключить, что уравнения Лондонов являясь частным случаем уравнения (2.11), и не учитывают токов смещения в среде. Поэтому они не дают возможности получить волновые уравнения, описывающие процессы распространения электромагнитных волн в идеальных проводниках.

Для электрических полей волновое уравнение в этом случае выглядит следующим образом:

$$rot\ rot\ \vec{E}+\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial\ t^2}+\frac{\mu_0}{L_k}\vec{E}=0\,.$$

Для постоянных электрических полей можно записать

$$rot\ rot\ \vec{E}+\frac{\mu_0}{L_k}\vec{E}=0\,.$$

Следовательно, постоянные электрические поля проникают в сверхпроводник таким же образом, как и магнитные, убывая по экспоненциальному закону. Плотность же тока при этом растёт по линейному закону

$$\vec{j}_L=\frac{1}{L_k}\int\vec{E}\ dt\,.$$

Проведенное рассмотрение показало, что диэлектрическая проницаемость данной среды равна диэлектрической проницаемости вакуума и эта проницаемость от частоты не зависит. Этому параметру обязано накопление в среде потенциальной энергии. Кроме того, такую среду характеризует ещё и кинетическая индуктивность носителей зарядов и этот параметр ответственен за накопление кинетической энергии.

Таким образом, получены все необходимые данные, характеризующие процесс распространения электромагнитных волн в рассмотренных проводящих средах. Однако в отличие от общепринятой методики [2-4] при таком рассмотрении нигде не вводился вектор поляризации, а в основу рассмотрения положено уравнение движения и при этом во втором уравнении Максвелла выписываются все составляющие плотностей токов в явном виде.

В радиотехнике существует простой метод представления радиотехнических элементов и материальных сред при помощи эквивалентных схем. Этот метод является очень наглядным и даёт возможность представлять в виде таких схем элементы, как с сосредоточенными, так и с распределёнными параметрами. Использование этого метода позволит нам лучше понять, почему были допущены такие существенные физические ошибки при введении понятия зависящей от частоты диэлектрическая проницаемость.

3. Физические процессы в параллельном резонансном контуре

Чтобы показать, что единичный объём проводника или плазмы по своим электродинамическим характеристикам эквивалентен параллельному резонансному контуру с сосредоточенными параметрами, рассмотрим параллельный резонансный контур, когда емкость C и индуктивность L включены параллельно. Связь между напряжением U, приложенным к контуру, и суммарным током I_Σ, текущем через такую цепь, имеет вид

$$I_\Sigma = I_C + I_L = C\frac{dU}{dt} + \frac{1}{L}\int U\ dt\,,$$

где $I_C = C\frac{dU}{dt}$ – ток, текущий через емкость, а $I_L = \frac{1}{L}\int U\ dt$ – ток, текущий через индуктивность.

Для случая гармонического напряжения $U = U_0 \sin\omega t$ получаем

$$I_\Sigma = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)\ U_0 \cos\omega t\,. \qquad (2.12)$$

Величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость σ_Σ рассмотренной цепи и состоит, в свою очередь, из емкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимости

$$\sigma_\Sigma = \sigma_C + \sigma_L = \omega C - \frac{1}{\omega L}\,.$$

Соотношение (2.12) можно переписать следующим образом:

$$I_\Sigma = \omega C\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)\ U_0 \cos\omega t\,,$$

где $\omega_0{}^2 = \frac{1}{LC}$ – резонансная частота параллельного контура.

И здесь, также как и в случае проводников, возникает соблазн, назвать величину

$$C^*(\omega) = C\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) = C - \frac{1}{\omega^2 L} \qquad (2.13)$$

зависящей от частоты ёмкостью. С математической (подчеркиваю, с математической, но не с физической) точки зрения ведении такого символа допустимо, однако недопустимым является присвоение ему предлагаемого названия, т.к. этот параметр никакого отношения к истинной ёмкости не имеет и включает в себя одновременно и ёмкость и индуктивность контура, которые от частоты не зависят.

Верна и другая точка зрения. Соотношение (2.12) можно переписать и по-другому:

$$I_\Sigma = -\frac{\left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}{\omega L}\ U_0 \cos\omega t\,,$$

и считать, что рассматриваемая цепь вообще не имеет емкости, а состоит только из зависящей от частоты индуктивности

$$L^*(\omega)=\frac{L}{\left(\dfrac{\omega^2}{\omega_0^2}-1\right)}=\frac{L}{\omega^2 LC-1}. \qquad (2.14)$$

Но, так же как и $C^*(\omega)$, величину $L^*(\omega)$ называть индуктивностью нельзя, поскольку это тоже составной параметр, включающий в себя одновременно ёмкость и индуктивность, которые от частоты не зависят.

Используя выражения (2.13) и (2.14), запишем:

$$I_\Sigma=\omega C^*(\omega)\ U_0\cos\omega t, \qquad (2.15)$$

или

$$I_\Sigma=-\frac{1}{\omega L^*(\omega)}\ U_0\cos\omega t. \qquad (2.16)$$

Соотношения (2.15) и (2.16) эквивалентны, и по отдельности математически полностью характеризуют рассмотренную цепь. Но с физической точки зрения ни $C^*(\omega)$, ни $L^*(\omega)$ емкостью и индуктивностью не являются, хотя и имеют ту же размерность. Физический смысл их названий заключается в следующем:

$$C^*(\omega)=\frac{\sigma_X}{\omega},$$

т.е. $C^*(\omega)$ представляет отношение реактивной проводимости контура и частоты, а

$$L^*(\omega)=\frac{1}{\omega\sigma_X},$$

является обратной величиной произведения суммарной реактивной проводимости контура и частоты.

Накапливаемая в ёмкости и индуктивности энергия, определяется из соотношений

$$W_C=\frac{1}{2}CU_0^{\ 2}, \qquad (2.17)$$

$$W_L=\frac{1}{2}LI_0^{\ 2}. \qquad (2.18)$$

Каким образом следует поступать для вычисления энергии, накопившейся в контуре, если в нашем распоряжении имеются $C^*(\omega)$ и $L^*(\omega)$. Вставлять эти соотношения в формулы (2.17) и (2.18) нельзя потому, что эти величины могут быть как положительными, так и отрицательными, а энергия, накопившаяся в емкости и индуктивности, всегда положительна. Но если для этих целей пользоваться указанными параметрами, то нетрудно показать, что суммарная энергия, накопленная в контуре, определяется выражениями:

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\ \frac{d\sigma_X}{d\omega}\ U_0^{\,2}, \tag{2.19}$$

или

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\ \frac{d\left[\omega C^*(\omega)\right]}{d\omega}\ U_0^{\,2}, \tag{2.20}$$

или

$$W_\Sigma = \frac{1}{2}\ \frac{d\left(\dfrac{1}{\omega L^*(\omega)}\right)}{d\omega}\ U_0^{\,2}. \tag{2.21}$$

Если расписать уравнения (2.19) или (2.20) и (2.21), то получим одинаковый результат, а именно:

$$W_\Sigma = \frac{1}{2} C U_0^{\,2} + \frac{1}{2} L I_0^{\,2}$$

где U_0 – амплитуда напряжения на ёмкости, а I_0 – амплитуда тока, текущего через индуктивность.

Если сравнить соотношения, полученные для параллельного резонансного контура и для проводников, то можно видеть, что они идентичны, если сделать замену $E_0 \to U_0$, $j_0 \to I_0$, $\varepsilon_0 \to C$ и $L_k \to L$. Таким образом, единичный объём проводника, при однородном распределении электрических полей и плотностей токов в нём, эквивалентен параллельному резонансному контуру с указанными сосредоточенными параметрами. При этом ёмкость такого контура численно равна диэлектрической проницаемости вакуума, а индуктивность равна удельной кинетической индуктивности зарядов.

А теперь представим себе такую ситуацию. В аудиторию, где находятся специалисты, знающие радиотехнику, с одной стороны, и математики – с другой, приходит преподаватель и начинает доказывать, что нет в природе никаких ёмкостей и индуктивностей, а существует только зависящая от частоты ёмкость и что она-то и представляет параллельный резонансный контур. Или, наоборот, что параллельный резонансный контур это зависящая от частоты индуктивность. С такой точкой зрения математики сразу согласятся. Однако радиотехники посчитают лектора человеком с очень ограниченными знаниями. Именно в таком положении оказались сейчас те учёные и специалисты, которые ввели в физику частотную дисперсию диэлектрической проницаемости.

Таким образом, получены все необходимые данные, характеризующие процесс распространения электромагнитных волн в рассмотренных средах, а также показано, что в квазистатическом режиме электродинамические процессы в проводниках подобны процессам в параллельном резонансном контуре с сосредоточенными параметрами. Однако, в отличие от общепринятой методики [2-5] при таком рассмотрении нигде не вводился вектор поляризации в проводниках, а в основу рассмотрения положено уравнение движения, и при этом во втором уравнении Максвелла выписываются все составляющие плотностей токов в явном виде.

4. Физические и методологические ошибки в трудах Ландау

На примере работы [2] рассмотрим вопрос о том, каким образом решаются подобные задачи, когда для их решения вводится понятие вектора поляризации. Параграф 59 этой работы, где рассматривается этот вопрос, начинается словами: «Мы переходим теперь к изучению важнейшего вопроса о быстропеременных электрических полях, частоты которых не ограничены условием малости по сравнению с частотами, характерными для установления электрической и магнитной поляризации вещества» (конец цитаты). Эти слова означают, что рассматривается та область частот, где в связи с наличием инерционных свойств носителей зарядов поляризация вещества в переменных полях не будет достигать своего статического значения. При дальнейшем рассмотрении вопроса делается заключение, что «в любом переменном поле, в том числе при наличии дисперсии вектор поляризации $\vec{P}=\vec{D}-\varepsilon_0\vec{E}$ (здесь и далее все цитируемые формулы записываются в системе СИ) сохраняет свой физический смысл электрического момента единицы объёма вещества» (конец цитаты). Приведём ещё одну цитату: «Оказывается возможным установить справедливый для любых тел (безразлично – металлов или диэлектриков) предельный вид функции $\varepsilon(\omega)$ при больших частотах. Именно частота поля должна быть велика по сравнению с «частотами» движения всех (или, по крайней мере, большинства) электронов в атомах данного вещества. При соблюдении этого условия можно при вычислении поляризации вещества рассматривать электроны как свободные, пренебрегая их взаимодействием друг с другом и с ядрами атомов» (конец цитаты).

Далее, как это сделали и мы, записывается уравнение движения свободного электрона в переменном электрическом поле

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

откуда находится его смещение

$$\vec{r} = -\frac{e\vec{E}}{m\omega^2}.$$

Затем говорится, что поляризация $\vec{P}$ есть дипольный момент единицы объёма и полученное смещение вставляется в поляризацию

$$\vec{P} = ne\vec{r} = -\frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2}.$$

В данном случае рассматривается точечный заряд, и эта операция означает введение электрического дипольного момента для двух точечных зарядов с противоположными знаками, расположенными на расстоянии $\vec{r}$

$$\vec{p}_e = -e\vec{r},$$

где вектор $\vec{r}$ направлен от положительного заряда к отрицательному. Этот шаг вызывает недоумение, поскольку рассматривается точечный электрон, и чтобы говорить об электрическом дипольном моменте, нужно иметь в этой среде для каждого электрона парный заряд противоположного знака, отнесённый от него на расстояние $\vec{r}$. В данном же случае рассматривается газ свободных электронов, в котором отсутствуют заряды противоположных знаков. Далее следует стандартная процедура, когда введённый таким незаконным способом вектор поляризации вводится в диэлектрическую проницаемость

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0\vec{E} - \frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2} = \varepsilon_0\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0 L_k\omega^2}\right)\vec{E},$$

а поскольку плазменная частота определяется соотношением

$$\omega_p^{\ 2} = \frac{1}{\varepsilon_0 L_k},$$

сразу записывается вектор индукции

$$\vec{D} = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^{\ 2}}{\omega^2}\right)\vec{E}.$$

При таком подходе получается, что коэффициент пропорциональности

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^{\ 2}}{\omega^2}\right),$$

между электрическим полем и электрической индукцией, незаконно названный диэлектрической проницаемостью, зависит от частоты.

Именно такой подход и привёл к тому, что все начали считать, что величина, стоящая в этом соотношении перед вектором электрического поля, есть зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость, и электрическая индукция, в свою очередь, тоже зависит от частоты. И об этом говорится во всех, без исключения, фундаментальных работах по электродинамике материальных сред [2-6].

Но, как было показано выше этот параметр не является диэлектрической проницаемостью, а представляет суммарную реактивную проводимость среды, деленную на частоту. Таким образом, традиционный подход к решению данной задачи с физической точки зрения является ошибочным, хотя формально с математической точки зрения такой подход допустим, однако при этом нет возможности учёта начальных условий при вычислении интеграла в соотношениях, определяющих ток проводимости.

Далее в §61 работы [2] рассматривается вопрос об энергии электрического и магнитного поля в средах, обладающих введённой таким способом дисперсией. При этом делается вывод о том, что соотношение для энергии таких полей

$$W=\frac{1}{2}\left(\varepsilon E_0^{\,2}+\mu H_0^{\,2}\right), \tag{2.22}$$

имеющего точный термодинамический смысл в обычных средах, при наличии дисперсии так истолковано быть не может. Эти слова означают, что знание реальных электрических и магнитных полей в диспергирующей среде недостаточно для определения разности внутренней энергии в единице объёма вещества при наличии полей в их отсутствии. После таких заявлений приводится формула, дающая правильный результат для вычисления удельной энергии электрических и магнитных полей при наличии дисперсии

$$W=\frac{1}{2}\frac{d\big(\omega\varepsilon(\omega)\big)}{d\omega}E_0^2+\frac{1}{2}\frac{d\big(\omega\mu(\omega)\big)}{d\omega}H_0^2\,. \tag{2.23}$$

Но если сравнить первую часть выражения в правой части соотношения (2.23) с соотношением (2.9), то видно, что они совпадают. Это означает, что в соотношении (2.23) этот член представляет полную энергию, включающую не только потенциальную энергию электрических полей, но и кинетическую энергию движущихся зарядов. На каком основании записан последний член в соотношении (2.23) вообще не ясно.

Поэтому вывод о невозможности толкования формулы (2.22), как внутренней энергии электрических и магнитных полей в диспергирующих средах является правильным. Однако это обстоятельство заключается не в том, что такая интерпретация в рассмотренных средах является вообще невозможной. Оно заключается в том, что для определения величины удельной энергии как термодинамического параметра в данном случае необходимо правильно вычислить эту энергию, учитывая не только электрическое поле, которое накапливает потенциальную энергию, но и ток электронов проводимости, которые в связи с наличием массы, накапливают кинетическую энергию движения зарядов (2.8). Вывод, который теперь можно сделать, заключается в том, что, вводя в обиход некоторые математические символы, без понимания их истинного физического смысла, и, тем более, присвоение этим символам несвойственных им физических наименований, может в конечном итоге привести к существенным ошибкам.

5. Заключение

Хорошо известно такое явление как радуга. Специалисту по электродинамике ясно, что возникновение радуги связано с зависимостью от частоты фазовой скорости электромагнитных волн, проходящих через капли дождя. Дж. Хевисайд и Р. Вул предположили, что такая дисперсия связана с частотной дисперсией (зависимостью от частоты) диэлектрической проницаемости воды. С тех пор эта точка зрения является господствующей. Однако такой подход является физической и методологической ошибкой, и эта ошибка допущена в трудах Ландау. Такая ошибка произошла по причине того, что при записи тока в материальных средах были перепутаны интеграл и производная гармонической функции, которые имеют одинаковый вид и отличаются только знаками.

Литература

1 Александров А Ф Богданкевич Л С Рухадзе А А Колебания и волны в плазменных средах (Изд. Московского университета, 1990)

2. Ландау Л Д Лифшиц Е М Электродинамика сплошных сред (М: Наука, 1982)

3. Гинзбург В Л Распространение электромагнитных волн в плазме (М.: Наука. 1967)

4. Ахиезер А И Физика плазмы (М: Наука, 1974)

5. Тамм И Е Основы теории электричества (М.: Наука, 1989)

6. Арцимович Л А Что каждый физик должен знать о плазме (М.: Атомиздат, 1976)

7. Менде Ф Ф Спицын А И Поверхностный импеданс сверхпроводников (Киев, Наукова думка, 1985)

8. Менде Ф Ф Существуют ли ошибки в современной физике (Харьков, Константа, 2003)

9. Менде Ф Ф Непротиворечивая электродинамика (Харьков, НТМТ, 2008)

10. Mende F F arXiv: physics/0402084

11. Менде Ф Ф Инженерная физика (11) 10 (2012)

12. London F Superfluids. Vol.1. Microscopic theory of superconductivity (Nev York: Dower publ., 1950)