

60 ЛЕТ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ МАЛЫХ АНТЕНН

НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ

Приемопередающие модули средств мобильной связи, приемники сигналов спутниковых навигационных систем и другие приложения микроэлектроники становятся все более миниатюрными. Вот почему уменьшение габаритов антенных устройств и интеграция их в одном корпусе с системами на кристалле – весьма актуальная задача. Закономерный вопрос в этой связи – пределы минимизации габаритов антенн. Решить его пытались еще в 40-е годы прошлого века, когда возникла необходимость в миниатюрных бортовых антеннах для реактивных летательных аппаратов и ракетной техники. В 2007 году исполняется 60 лет с момента публикации первой теоретической работы, в которой были обоснованы фундаментальные пределы параметров так называемых электрически малых антенн (ЭМА) [1]. В канун юбилея этого события самое время подвести итоги 60-летнего пути, пройденного теоретиками и разработчиками антенн в понимании предельных ограничений реализации эффективных антенных решений.

11 ноября 1946 года Гарольд Вилер (Harold A. Wheeler) представил к публикации статью [1], в которой впервые связал определение электрически малой приемной антенны с ее максимальным размером. Он предложил под такими антеннами понимать антенны, размеры которых меньше половины длины волны принимаемых электромагнитных колебаний?



В.Слюсар

или $\lambda/2$. Другими словами, ЭМА – это антенны, для которых выполняется условие

$$ka < 1, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, a – радиус условной сферы, охватывающей максимальный размер антенны-диполя, либо радиус соответствующей полусферы для монополя (рис.1). Впрочем, без малейшего ущерба выражение (1) можно трактовать и как нестрогое неравенство, то есть полагать, что $ka \leq 1$.

Для условной сферы, описанной вокруг ЭМА, Вилер ввел понятие "радианной сферы", прочно прижившееся в теории. Поверхность этой сферы нередко трактуют как условную границу между ближним и дальним полем, формируемым передающей ЭМА.

Вилер первым исследовал электрические свойства элементарных ЭМА (электрического и магнитного диполей), а также присущие им фундаментальные ограничения [2]. Для характеристики этих ограничений им было введено понятие "фактор излучаемой мощности" (radiation power factor), которое по своей физической сущности обратно добротности антенны и эквивалентно ее импедансной полосе пропускания

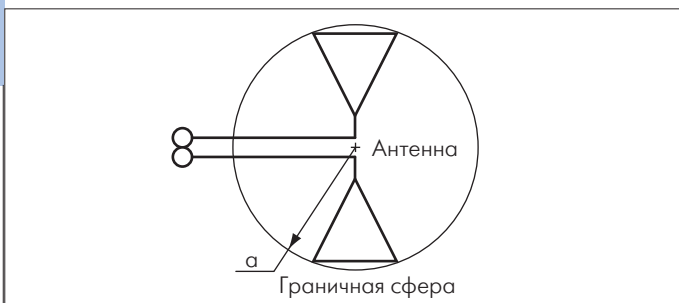


Рис.1. К определению понятия ЭМА

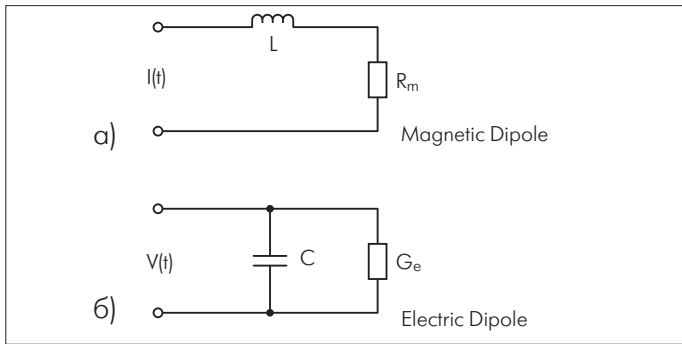


Рис.2. Эквивалентные электрические схемы магнитного (а) и электрического (б) диполей

(т.е. полосе пропускания, измеренной по значению VSWR, или КСВН, обычно задаваемого равным 2). Значения фактора излучаемой мощности для электрического (p_e) и магнитного (p_m) диполей Вилер получил на основе их эквивалентных электрических схем (рис.2):

$$p_e = \frac{G_e}{\omega C}, \quad p_m = \frac{R_m}{\omega L},$$

где G_e – эквивалентная проводимость, шунтирующая емкость электрического диполя.

При этом в общем случае значения p_e и p_m ограничены "цилиндрическим" объемом ЭМА, равным объему Vol описанного вокруг нее цилиндра, в соответствии с выражением [1]:

$$p_{e(m)} > \frac{k^3 Vol}{6\pi} = \frac{k^3 Ab}{6\pi} = \frac{4\pi^2}{3\lambda^3} Vol \quad (2)$$

где A – площадь основания цилиндра, b – его высота, равная высоте диполя.

В 1948 году Чу (Chu) вывел фундаментальные пределы добротности передающих ЭМА с линейной и круговой поляризациями излучения, вписанных в радианную сферу [3]. При этом он рассматривал ЭМА как источник сферических электромагнитных волн, расположенный в свободном пространстве. Распределение амплитуды и фазы тока вдоль антенны предполагалось равномерным. При таких допущениях добротность характеризовалась отношением запасенной электромагнитной энергии внутри окружающей антенну радианной сферы к излучаемой за ее пределы мощности P [3]. По сути, Чу при анализе использовал лишь преобладающую компоненту электромагнитного поля (либо электрическую, либо магнитную), что позволило охарактеризовать добротность в виде [2]:

$$Q = \begin{cases} \frac{2\omega W_e}{P}, & W_e > W_m, \\ \frac{2\omega W_m}{P}, & W_m > W_e. \end{cases} \quad (3)$$

где W_e или W_m – значения запасенной энергии электрического или магнитного полей (в зависимости от вида используемого диполя), ω – радиальная частота электромагнитных колебаний.

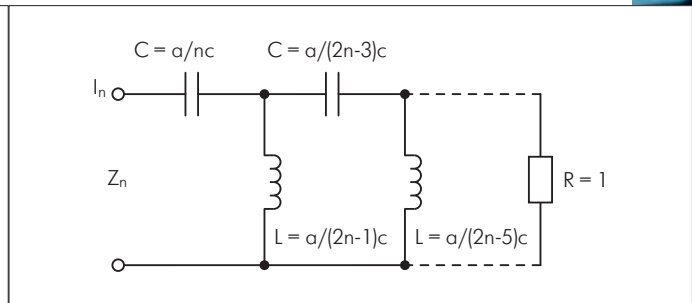


Рис.3. Эквивалентная RLC-схема ЭМА в случае волны TM_n , использованная Чу: a – радиус радианной сферы, c – скорость света

Аппроксимируя излучатель сферических волн эквивалентными RLC-цепями (каждой моде излучения соответствует своя RLC-цепь) (рис.3), Чу вывел приближенные выражения для нижней границы добротности ЭМА при вертикальной линейной и круговой поляризациях сигналов. В результате он показал, что при $ka > n$ (n – порядковый номер моды TM_n , распространяющейся в антенне) добротность антенны с круговой поляризацией излучения примерно в два раза меньше, чем у антенн с линейной поляризацией сигналов [3].

Однако результаты, полученные для передающих антенн, можно распространять на приемные лишь с определенной долей условности. Допущение о сферичности излучаемых волн для таких антенн не вполне справедливо (фронт электромагнитных волн сигналов, принимаемых с дальней зоны, практически плоский) и не позволяет строго использовать теорему взаимности в отношении теоретических посылок Чу.

Несмотря на сложность расчетов, Чу удалось получить верхнюю границу коэффициента усиления ненаправленной ЭМА [3]:

$$G \approx \frac{2}{\pi} \cdot \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{4a}{\lambda}, \quad (4)$$

а также построить графики предельных значений добротности Q_n . Однако для их качественной характеристики здесь уместно ограничиться известными пределами функций Ханкеля второго рода, которые входят в граничные соотношения Чу и при $ka \rightarrow 0$ имеют вид [4]:

$$H_n(ka) \approx \frac{2i}{\pi} \frac{1}{(ka)^n}, \quad (5)$$

где i – мнимая единица.

Из анализа асимптотики функций Ханкеля (5) можно сделать вывод, что у ЭМА добротность минимальна при приеме электромагнитных волн самой низшей моды. С уменьшением размеров антенны ее предельная добротность резко возрастает.

Применение для анализа антенны эквивалентной RLC-цепи позволяет перейти от минимальной добротности к максимальной возможной импедансной полосе пропускания антенны [2]:

$$\partial f = \frac{VSWR - 1}{Q \cdot \sqrt{VSWR}}.$$

Поскольку на практике для определения импедансной полосы Δf антенн обычно используется значение $VSWR = 2$, несложно получить, что [2]:

$$\Delta f_{VSWR=2} = \frac{1}{Q \cdot \sqrt{2}}.$$

Таким образом, чем меньше размеры ЭМА, тем больше ее добротность и тем сложнее обеспечить широкополосный прием сигналов. Связь добротности с полосой пропускания антенн и стала основой для дальнейшего развития теории ЭМА в направлении исследования их предельной добротности. Однако радикальность этого шага и сложность используемого математического аппарата препятствовали быстрой популяризации нового подхода и его практическому применению другими исследователями. Лишь в 1960 году Харрингтон (Harrington) конкретизировал теорию Чу для ЭМА с вращающейся поляризацией сигналов, описав их добротность аппроксимирующей зависимостью [5, 6]:

$$Q_c = \frac{1}{2} \left[\frac{1 + 3k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)} \right]. \quad (6)$$

Это одно из первых аналитических выражений для предела добротности. Харрингтон также указал на наличие верхнего предела для коэффициента усиления ЭМА, полученного им в виде [7]:

$$G = k^2 a^2 + 2ka.$$

С учетом вывода Чу относительно двукратной разницы в значениях добротности антенн круговой и вертикальной поляризации для низшей моды излучения и $ka > 1$ на основании результатов работы [5] несложно получить аппроксимацию предела Чу для ЭМА вертикальной поляризации:

$$Q = \frac{1 + 3k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)}. \quad (7)$$

Это соотношение во многих публикациях фигурирует как предел Чу-Харрингтона [2, 8].

Следует обратить внимание на еще одно следствие, вытекающее из выражений (6) и (7). Дело в том, что при $ka \leq 1$, значением $k^2 a^2$ можно пренебречь по сравнению с единицей и тогда получим:

для круговой поляризации

$$Q_c \approx \frac{1}{2k^3 a^3}, \quad (8)$$

для вертикальной поляризации

$$Q \approx \frac{1}{k^3 a^3}. \quad (9)$$

Если выразить (9) через объем радианной сферы, описанной вокруг диполей, рассмотренных Вилером в [1], то в соот-

ветствии с выражением (2) получим альтернативную

$$\text{границу } Q_{\min}^{-1} = \frac{6\pi^2}{\lambda^3} \text{Vol} = \frac{3k^3}{4\pi} \text{Vol}.$$

В этом случае минимум добротности Q_{\min} в 4,5 раза меньше предела Вилера, что вполне закономерно и объясняется превышением объемом радианной сферы цилиндрического объема ЭМА.

Благодаря простоте, соотношения (8) и (9) нередко используются при практическом конструировании ЭМА в качестве аппроксимации предела Чу. Уже при $ka = 0,1$ их погрешность незначительна по сравнению с выражениями (6) и (7), а также другими известными теоретическими формулами расчета предельных значений Q . Этими соотношениями в принципе и заканчивается **первый этап** становления теории ЭМА, когда для исследования предельных параметров использовалась аппроксимация антенн эквивалентными RLC-цепями.

Начало **второму этапу** в развитии теории ЭМА положил предложенный в 1964 году Р.Колином и С.Ротшильдом (Robert E. Collin, S. Rothschild) метод расчета минимума добротности Q , не требующий применения эквивалентных электрических цепей [9]. С позиций сегодняшнего дня это явилось серьезным шагом в развитии теории ЭМА, не уступающим по значимости работам [1] и [3]. Для уточненной трактовки добротности авторами было предложено использовать в числителе выражения (3) полную запасенную вблизи ЭМА энергию электромагнитного поля, равную сумме ее электрической и магнитной составляющих:

$$Q = \frac{\omega(W_e + W_m)}{P}. \quad (10)$$

Применив интегрирование комплексного вектора Пойтинга по радианной сфере, авторы [9] получили новые аналитические соотношения для добротностей ЭМА вертикальной поляризации на первых трех модах ее излучения:

$$Q_1 = \frac{1}{k^3 a^3} + \frac{1}{ka}, \quad (11)$$

$$Q_2 = \frac{6}{k^3 a^3} + \frac{3}{ka} + \frac{18}{k^5 a^5}, \quad (12)$$

$$Q_3 = \frac{21}{k^3 a^3} + \frac{6}{ka} + \frac{135}{k^5 a^5} + \frac{675}{k^7 a^7}. \quad (13)$$

Кроме того, методика аналитического расчета суммарной энергии реактивной компоненты и мощности излученного электромагнитного поля впервые позволила получить общее выражение для предельной добротности в случае цилиндрических, а не только сферических электромагнитных волн. Вместе с тем, соотношение (11) никак не следовало из предшествующих результатов теории ЭМА и шло вразрез с пределом добротности, определяемым выражением (7). Таким образом, возник вопрос относительно того, чья оценка

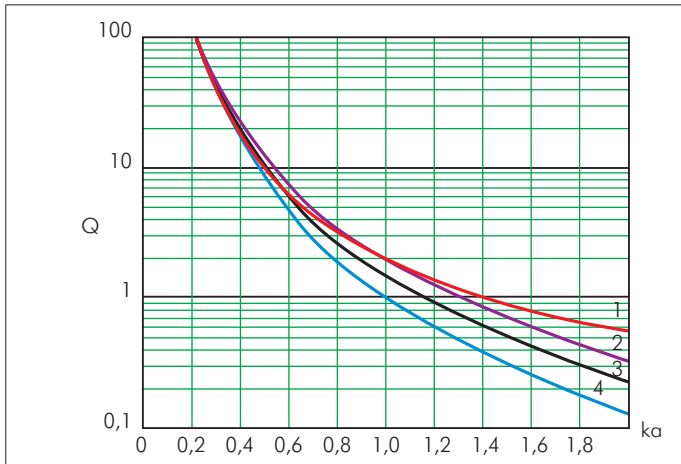
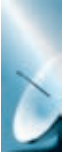


Рис.4. Семейство пределов добротности: 1 – кривая формулы (15), 2 – (7), 3 – (14), 4 – (9)

предельной добротности ближе к истине. Поиск ответа на этот вопрос и составил суть второго этапа в развитии теории ЭМА. Исследования пошли по пути аналитического описания параметров электромагнитного поля.

Направление, заложенное в [9], продолжает развиваться и сегодня. Однако понадобилось целых пять лет, прежде чем в 1969 году Фанте (Fante) расширил результаты этой работы и обобщил их для многомодовых антенн [10].

Символом второго этапа теории ЭМА можно считать статью Хансена (R. C. Hansen) [11]. В ней автор, подводя итог результатам общей теории антенн, по-прежнему оперирует пределом добротности, определяемым выражением (7):

$$Q = \frac{1 + 3k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)}$$

В противовес имевшимся на тот момент серьезным работам по применению методов теории электромагнитного поля для анализа ЭМА он вновь обращается к методике эквивалентных цепей Чу. Этот шаг отразил серьезный раскол в рядах исследователей, разделившихся на лагерь сторонников результатов Чу-Харрингтона и приверженцев идеи их пересмотра.

С разворачиванием мобильной телефонии в 90-е годы прошлого века интерес к ЭМА существенно возрос, что послужило толчком к ревизии существовавших на тот момент теоретических представлений. Одной из предпосылок этому явилась обнаруженная, наконец, Маклином (McLean) ошибка в математических выкладках, применявшихся для вывода фундаментального предела (7) добротности ЭМА [6]. В результате перепроверки им было получено уточненное выражение предела добротности:

$$Q = \frac{1 + 2k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)}, \quad (14)$$

отличающееся от предыдущей формулы коэффициентом "2" в числителе, а не "3".

С такого однозначного ответа на порожденные статьей Р. Колина и С.Ротшильда сомнения в истинности результатов,

полученных последователями Чу, начался **третий этап** развития теории ЭМА. Числитель откорректированного Маклином соотношения (14) можно представить в виде двух слагаемых:

$$Q = \frac{1 + 2k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)} = \frac{1 + k^2 a^2 + k^2 a^2}{k^3 a^3 (1 + k^2 a^2)} = \frac{1}{k^3 a^3} + \frac{1}{ka(1 + k^2 a^2)}$$

Нетрудно заметить, что при $ka \ll 1$ значением $k^2 a^2$ второго порядка малости по сравнению с единицей в знаменателе второго слагаемого суммы можно пренебречь. В результате получим:

$$Q \approx \frac{1}{k^3 a^3} + \frac{1}{ka}, \quad (15)$$

что тождественно формуле (11). Именно это соотношение, подтвердившее достоверность результатов Колина и Ротшильда, Маклин предложил использовать для определения откорректированного фундаментального предела добротности свободно расположенной в пространстве ЭМА.

Из кривых, построенных для значений добротности (7), (9), (14), (15), видно, что пределы, определяемые выражениями (7) и (15), совпадают в точке $ka = 1$. При $ka < 1$ граница Чу-Харрингтона (7) проходит лишь немного выше зависимости (15) (рис.4). Таким образом, математическая ошибка, вкраившаяся в зависимость Чу-Харрингтона (7), не приводит к превышению погрешности в расчетах добротности ЭМА 12,5% от приближенной аппроксимации Маклина (15). Допущение $ka \ll 1$, позволяющее пользоваться приближенной формулой (15), уместно уже при $ka < 0,6$.

Для круговой поляризации излучения Маклин также получил уточненную, по сравнению с формулой (6) Харрингтона, зависимость добротности:

$$Q_c = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{ka} + \frac{1}{k^3 a^3} \right] = \frac{1}{ka} + \frac{1}{2k^3 a^3} \quad (16)$$

Однако необходимость еще более точной оценки предельных возможностей ЭМА стимулировала дальнейшие работы с использованием мощной вычислительной техники. Прогресс в численном моделировании антенн позволил теоретикам применить новый мощный аппарат для исследования свойств ЭМА. Обратившись к описанию электродинамики антенн во временной области (time-domain), Э.Д.Касвелл с соавторами использовал уточненную трактовку понятия добротности антенны [12] через пиковое значение запасенной реактивной энергии электромагнитного поля [2]:

$$Q = \frac{\omega \cdot \max [W_e + W_m]}{P} \quad (17)$$

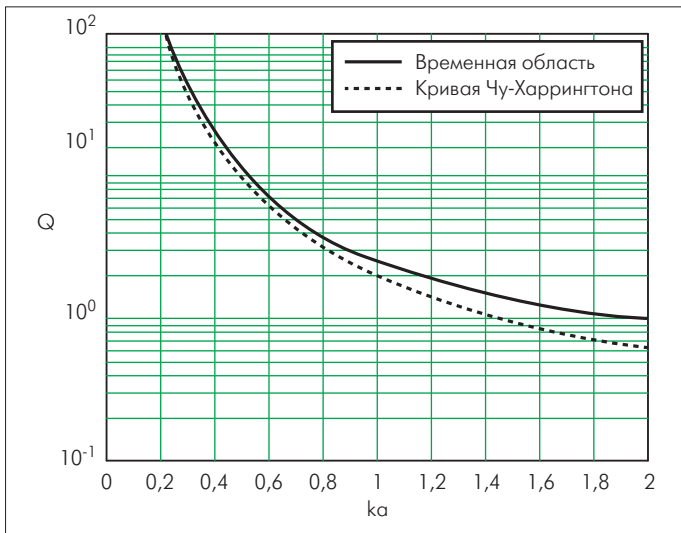


Рис.5. Пределы добротности, определяемые формулами (19) и (15), при 100%-ном КПД антенны

Компьютерный расчет пиковой энергии для однодогового режима излучения произвольной поляризации позволил переформулировать фундаментальный предел, определенный Вилером [12, 13]:

$$Q = \frac{1}{2k^3 a^3} + \frac{1}{ka} + \sqrt{\frac{1}{4k^6 a^6} + \frac{1}{k^2 a^2}} \quad (18)$$

Справедливости ради необходимо уточнить, что приоритет в выводе соотношения (18) имеют Д.М.Гримес и К.А.Гримес (D.M. Grimes и C.A. Grimes), опубликовавшие в мае 1998 года тождественный результат, правда, в несколько ином виде [14]:

$$Q = \frac{1}{2k^3 a^3} \left(1 + \sqrt{1 + 4k^4 a^4} \right) + \frac{1}{ka} \quad (19)$$

Следует отметить, что при $ka \ll 1$ в (19) можно пренебречь значением $k^4 a^4$ четвертого порядка малости по сравнению с единицей и получить тот же результат, что и в упрощенной формуле (15). Это еще раз подтверждает достоверность выражения Маклина (15).

Из графика зависимостей (15) и (19), соответствующих гипотетическому случаю 100%-ного КПД антенны, видно, что

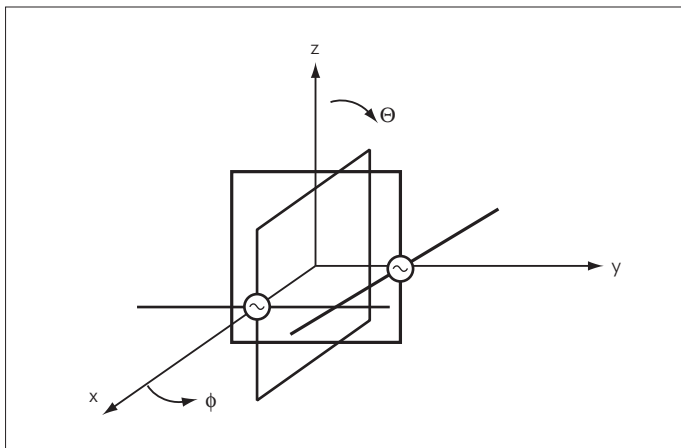


Рис.6. Комбинированная двухдипольная ЭМА [15, 16]

предел, определяемый выражением (19), проходит выше границы Маклина (рис.5). В точке $ka = 1$ значения добротности отличаются в 1,31 раза. Как подчеркивают Гримес, в отличие от предела, полученного Чу при расчете резонансного случая, предел (19) применим и в отсутствие резонанса, когда равенство $W_m = W_e$ строго не выполняется.

В последующих работах Гримес, внесших ощутимый вклад в развитие теории фундаментального предела добротности ЭМА, изучалась предельная добротность системы из двух дипольных элементов (рис.6) в зависимости от соотношения фаз сигналов в диполях [15, 16]. Было показано, что при синфазной запитке пары диполей сохраняется справедливость выражения (14) и аналогичных ему соотношений для ЭМА тех же электрических размеров. В случае приема диполями волн круговой поляризации их общая добротность может быть до 20 раз меньше предела добротности Чу-Маклина при радиусе радианной сферы, соответствующем $ka = 0,23$. Эта работа Гримес в соавторстве с другими специалистами открывает возможности поиска конструкций многоэлементных антенн с более низким пределом добротности, чем у одиночной ЭМА, и, следовательно, более широкополосных. Правда, не все специалисты разделяют оптимизм Гримес относительно возможности достижения почти нулевой добротности электрически малых антенных систем [17].

Следует отметить и необходимость учета эффективности (КПД) антенны в соотношении для фундаментального предела добротности. Дело в том, что приведенные выше выражения (4)–(19) соответствуют 100%-ной эффективности антенны, поскольку при их выводе рассматривалась идеальная антенна без каких-либо потерь. Понятно, что такое условие на практике никогда не выполняется. Для учета возможных джоулевых потерь в ЭМА может быть использовано соотношение [18, 19]

$$Q_r = Q \cdot \eta, \quad (20)$$

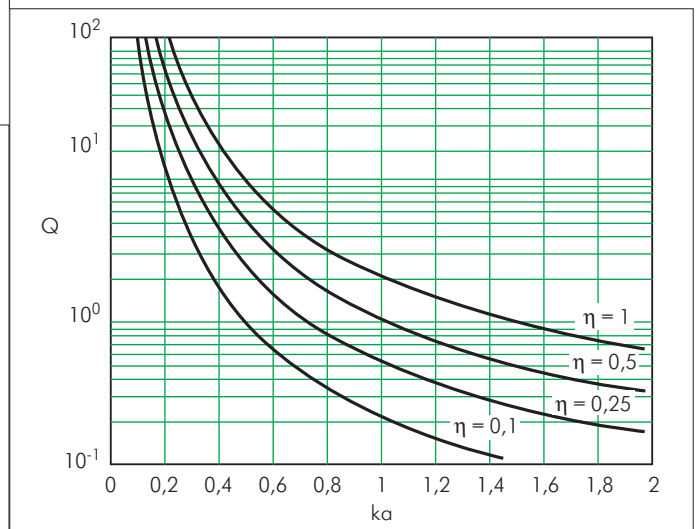


Рис.7. Расчетная зависимость (15) для различных значений КПД с учетом взвешивания по формуле (20)

где Q – нижняя граница добротности для идеальных условий, Q_r – предел добротности в присутствии джоулевых потерь, η – КПД ЭМА.

Анализ выражения (20) показывает, что отклонение КПД ЭМА от 100% приводит к снижению добротности антенны и, как следствие, к "проседанию" графиков фундаментального предела (рис.7). Таким образом, расширение полосы пропускания ЭМА достигается путем снижения КПД антенны. Аналогичный результат может быть получен и в случае поляризационных потерь, при этом в выражении (20) в качестве весового множителя следует использовать поляризационный КПД антенны η_p :

$$Q_r = Q \cdot \eta_p.$$

Учет как джоулевых, так и поляризационных потерь приводит к более сложным зависимостям. Однако в целом такой подход представляется довольно упрощенным, поскольку игнорирует зависимость КПД от значения ka . Эффект непостоянства КПД по мере уменьшения размеров ЭМА особо проявляется при наличии вблизи антенны каких-либо экранов или иных, пусть даже диэлектрических, объектов.

Интерес представляют проведенные в 2001 году исследования [20] нижней границы добротности для ЭМА, расположенных над проводящим экраном (рис.8) [7]. Было установлено, что проводящий экран практически не влияет на добротность вертикальной антенны, излучающей волны вертикальной поляризации. Поэтому для нее справедлива формула Маклина (14) или ее альтернативы для свободного пространства. Иная картина – в случае горизонтальной ориентации ЭМА (параллельно поверхности экрана). Вынужденное применение в этом случае горизонтально поляризованных волн приводит к перераспределению энергии электромагнитного поля в окрестности антенны. Процесс сопровождается ростом запасенной между антенной и проводящим экраном реактивной энергии. В результате добротность ЭМА существенно возрастает, а ее полоса пропускания сужается в шесть и более раз (в зависимости от размеров радианной сферы) по сравнению с вертикально ориентированной антенной [7].

Большинство значений пределов добротности ЭМА получено в результате чисто теоретических расчетов. При малейших отклонениях от принятых при их выводе допущений они не выполняются. Но разработчикам нужны не эфемерные, с их точки зрения, оценки, а конкретные, реализуемые на практике границы, задаваемые выбором параметров реальных антенн. Поэтому особенность нынешнего, **четвертого этапа** в развитии теории ЭМА – поиск именно таких реализуемых на практике пределов, максимально учитывающих в антенных решениях все физические эффекты. Начало этого этапа ознаменовалось публикацией в 2003 году работы, в которой проведен расчет предела добротности с учетом синусоидального закона распределения тока в проводнике ЭМА [21]. Ранее при

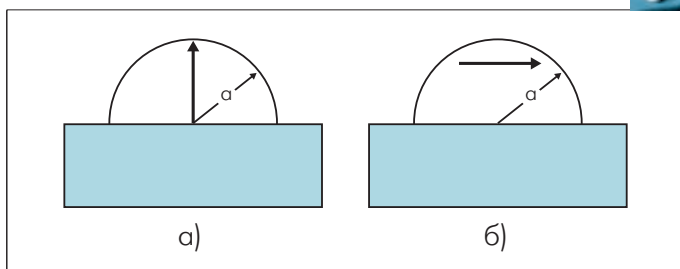


Рис.8. Вертикальное (а) и горизонтальное (б) расположение вибраторной ЭМА над проводящим экраном

выводе аналогичных соотношений принималась гипотеза о равномерном распределении наведенных в антенне токов. Согласно [21], добротность малоразмерной антенны может быть описана соотношением :

$$Q = \frac{\int_0^{\pi/\lambda} |E_n(u)|^2 du}{\int_0^{\pi/\lambda} |E_n(u)|^2 du}, \quad (21)$$

где

$$E_n(u) = \frac{\cos u - \cos\left(\frac{\beta L}{2}\right)}{\left[1 - \cos\left(\frac{\beta L}{2}\right)\right] \sqrt{1 - \left(\frac{2u}{\beta L}\right)^2}}. \quad (22) [21]$$

Численное интегрирование выражения (21) с учетом (22) позволило построить графическую зависимость для Q (рис.9).

Сопоставление зависимости (21) с результатами экспериментальных данных показывает, что и этот предел не является строгим и может быть нарушен при приближении закона распределения тока в ЭМА к равномерному. Этот факт проиллюстрирован на примере Bowtie-антенны (рис.10а) и нагру-

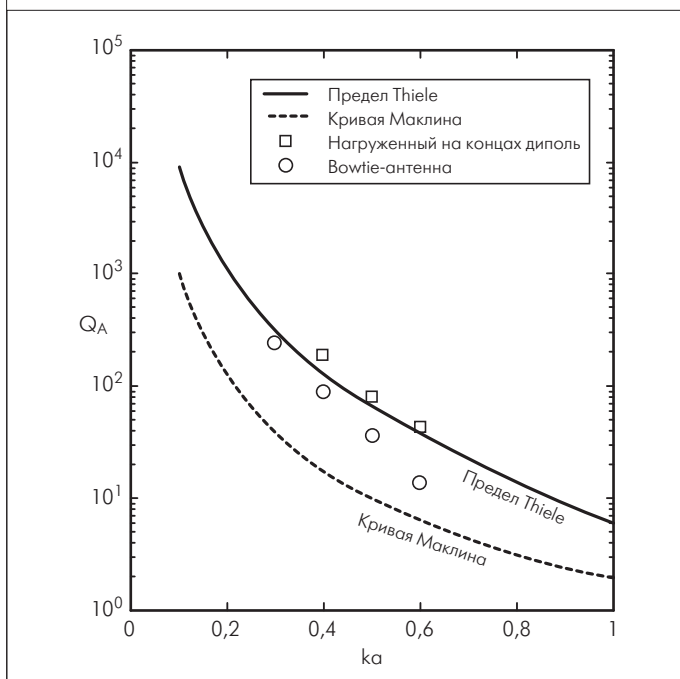


Рис.9. Соотношение предела Thiele (21) с фундаментальной границей, определяемой формулами (11) и (15) [21]

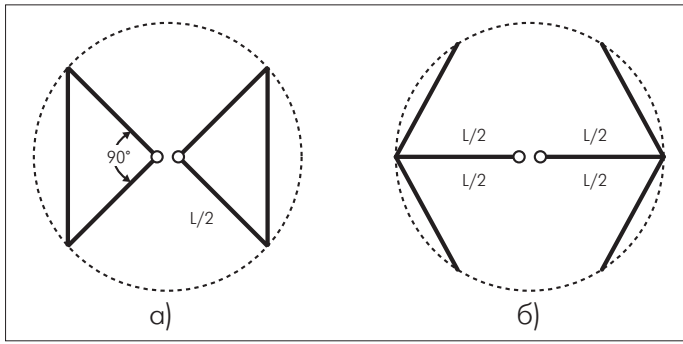


Рис. 10. Bowtie-антенна (а) и нагруженный на концах (End-Loaded) диполь (б), вписанные в окружность диаметра L

женного на концах (End-Loaded) диполя (рис. 10б) [21]. Ток на краях Bowtie-антенны имеет нулевое значение. Это объясняет хорошее согласование соответствующих ей значений Q с предсказанными теорией, изложенной в [21]. Распределение тока нагруженного на концах диполя, напротив, более равномерное, поэтому для него значения Q расположены на рис. 9 ближе к пределу, получаемому из выражения (15). По мере увеличения размеров нагруженного на концах диполя ЭМА этот эффект проявляется сильнее.

Таким образом, на основании работы [21] можно сделать вывод, что для повышения точности расчета достижимых значений добротности следует тщательно учитывать все нюансы распределения токов в антенне конкретного типа. Фактически для каждого закона распределения существует свой предел добротности, при этом полоса пропускания максимальна у ЭМА с равномерным токовым профилем.

В случае несимметричных по форме ЭМА сфера охватывает намного больший объем, чем эллипсоид. "Потраченный впустую" объем существенно искажает значение теоретического предела Q. Этот факт побудил исследователей отказаться от концепции радианной сферы Вилера в пользу вытянутого сфероида (эллипсоида). Именно таким эллипсоидом, в случае явно выраженных различий в продольно-поперечных размерах ЭМА, следует условно ограничивать область пространства, окружающего антенну [22]. Кроме того, результаты многочисленных экспериментов показали, что добротность длинного, тонкого диполя выше, чем у широкого, а ширина полосы пропускания дипольной ЭМА фиксированной высоты растет с увеличением поперечного размера диполя [22].

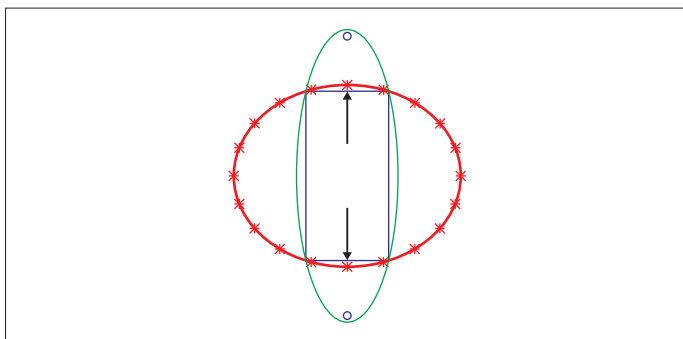


Рис. 11. Виды граничных поверхностей, используемых в случае прямолинейного диполя

Следует отметить, что в теории ЭМА несферические объемы, охватывающие диполь, рассматривались довольно редко [9, 22], т.е. идея применения граничной поверхности в виде вытянутого сфероида достаточно инновационная для теории ЭМА. Адамасу (R. C. Adams) и Хансену (P. M. Hansen) удалось получить конкретные аналитические зависимости для расчета добротности дипольной антенны при различных параметрах эллипсоидной границы [22]. При этом они использовали традиционное для теории ЭМА определение добротности, т.е. отношение энергии W, запасенной (сохраненной) в пределах ограниченного объема эллипсоидной поверхности, к мощности P(u), излученной через эту поверхность в дальнюю зону антенны (радиальная координата $u \rightarrow \infty$). Соответствующее выражение добротности имеет вид [22]:

$$Q_e = \frac{3}{4\beta^3} \left[\frac{u_m}{u_m^2 - 1} - \frac{1}{2u_m} + 0,25(u_m^2 - 1) \ln \left(\frac{u_m + 1}{u_m - 1} \right) \right], \quad (23)$$

где $\beta = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} = \frac{k \cdot d}{2} = \frac{\omega \cdot d}{2c}$ – параметр электрического

размера ЭМА в сфероидальной системе отсчета (ω – радиальная частота, c – скорость света, d – расстояние между фокусами эллипсоида). Малые значения β эквивалентны малому электрическому размеру диполя.

Однако полученные ими результаты не носят такого же общего характера, как результаты ряда предыдущих авторов. Из-за неортогональности мод электромагнитного поля аналитические соотношения минимальной добротности Q действительны только, когда в поле присутствует одна низшая мода излучения.

Рассмотренная Адамсом и Хансеном дипольная антенна длиной L и радиусом r может быть вписана в сферу, цилиндр или эллипсоид (рис. 11). Цилиндрический объем такой антенны равен πLr^2 , минимальный объем сферы, описанной вокруг цилиндра указанных размеров, равен [23]:

$$Vol_{AD} = (4\pi/3) \left((L/2)^2 + r^2 \right)^{3/2} \approx \pi L^3/6 + \pi r^2 L. \quad (24)$$

Приближение в правой части равенства соответствует длинному, тонкому цилиндру ($L/2 \gg r$). Отсюда видно, что излишний объем, охваченный сферой, то есть ее объем за пределами цилиндра, составляет $\pi L^3/6$. Объем эллипсоида, описанного вокруг цилиндра, согласно [22] имеет вид:

$$Vol_{AD} = (4\pi/3) \left((L/2)^2 + r^2 \right)^{3/2} \approx \pi L^3/6 + \pi r^2 L. \quad (25)$$

Длина большой полуоси эллипса b_e , которой соответствует минимальный объем эллипсоида

$$Vol_{M \min} = \pi r^2 L \sqrt{3}, \quad (26)$$

равна $L\sqrt{3}/2$.

Из сравнения приведенных оценок объемов граничных поверхностей (24)–(26) следует, что если поперечный размер

диполя g намного меньше $L/2$, то вблизи ЭМА энергия, запасенная в пределах эллипсоида, заметно меньше, чем внутри радианной сферы. Параметры эллипса, рассмотренного в [22], соответствуют минимальному объему эллипсоида, охватывающего цилиндр, представляющий диполь.

При одинаковой высоте антенн значение Q для вытянутого сфероида больше, чем для сферы. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами, согласно которым выбор более тонкой конструкции антенны способствует увеличению добротности Q и улучшению избирательности системы.

Важно отметить, что переход от сферической аппроксимации границы ближнего поля к сфероидной не должен сопровождаться требованием равенства объемов этих фигур, влекущим за собой необходимость адекватного изменения высоты ЭМА. Для практически важных случаев интерес представляет именно неизменность высоты диполя, ее инвариантность к закону, аппроксимирующему топологию граничной поверхности. Для такого ограничения на изменение размеров ЭМА получена приближенная оценка добротности электрического диполя, вписанного в эллипсоид [22]:

$$Q_e = 0,75 \left(\frac{\lambda}{2\pi b_e} \right)^3 u_m^3 \left[\frac{u_m}{u_m^2 - 1} - \frac{1}{2u_m} + 0,25(u_m^2 - 1) \ln \left(\frac{u_m + 1}{u_m - 1} \right) \right]. \quad (27)$$

Чтобы сравнить (27) с результатами, полученными для сферической модели граничной поверхности, охватывающей антенну, предложено приравнять большую полуось эллипсоида к радиусу радианной сферы, то есть $b_e = a$ [22]. В результате отношение значения добротности, оцененной по формуле (27), например, к пределу, определяемому формулой (9), примет вид:

$$\frac{Q_e}{Q_{\text{sphera}}} = 0,75 u_m^3 \left[\frac{u_m}{u_m^2 - 1} - \frac{1}{2u_m} + 0,25(u_m^2 - 1) \ln \left(\frac{u_m + 1}{u_m - 1} \right) \right]. \quad (28)$$

С увеличением аксиального отношения превышение предела добротности, определяемого (27), над пределом, задаваемым (9), возрастает (рис.12). По мере увеличения u_m , а следовательно, уменьшения аксиального отношения, значение в квадратных скобках формулы (28) приближается к $4/(3u_m^3)$, а все отношение стремится к единице.

Недостаток работы Адамса и Хансена – отсутствие четких указаний на конкретный метод выбора соотношения большой и малой полуосей граничного эллипсоида. Предложенный вариант увязки параметров эллипсоида с размерами описанного вокруг ЭМА цилиндра не пригоден, если длина большой полуоси эллипсоида совпадает с высотой антенны. Как вариант, в этом случае представляется возможным увязать расчет аксиального отношения сфероида для конкретной конструкции ЭМА с результатами экспериментальной оценки ее добротности. Однако такие сопоставления в [22] отсутствуют. В случае фрактальных антенн в проволочном или микрополосковом исполнении с выраженной продольно-поперечной

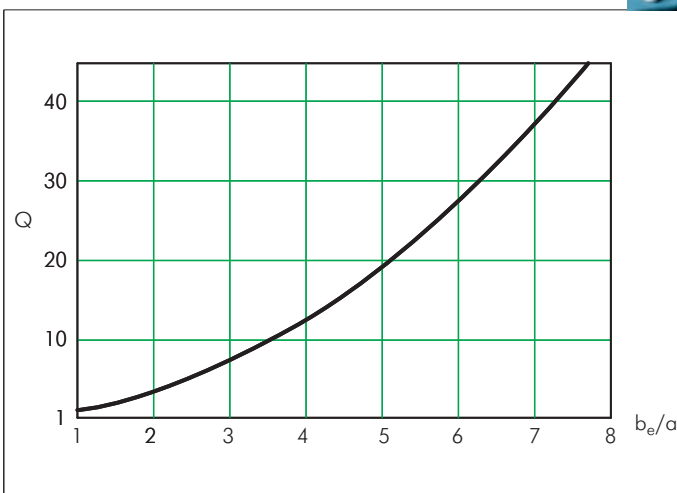


Рис. 12. Зависимость Q_e/Q_{sphera} , вычисленной по формуле (28), от аксиального отношения

асимметрией в качестве численного значения аксиального отношения граничного эллипсоида можно рекомендовать использовать значение дробной размерности, соответствующей фрактальной геометрической форме.

В целом же результаты [22] подводят к мысли о необходимости адаптации формы граничной поверхности ЭМА под ее конкретную конструкцию. При этом возможны два подхода. В первом окаймляющую границу следует максимально подогнать под геометрическую форму антенны, повторяя ее очертания на заданном удалении от поверхности ЭМА. Этот вариант крайне сложен для аналитического решения, за исключением немногочисленных простейших конфигураций ЭМА типа рассмотренных в работе Вилера [1]. Однако задача оценки электрической и магнитной составляющих энергии электромагнитного поля с помощью численных методов расчета может быть решена на основе компьютерного моделирования.

Альтернативный метод предлагает учитывать при выборе граничной поверхности направленные свойства ЭМА, в частности, ее нормированную диаграмму направленности (ДНА), полученную аналитическим или экспериментальным путем. В этом случае заслуживает внимания, например оценка добротности дипольной ЭМА с использованием окаймляющей

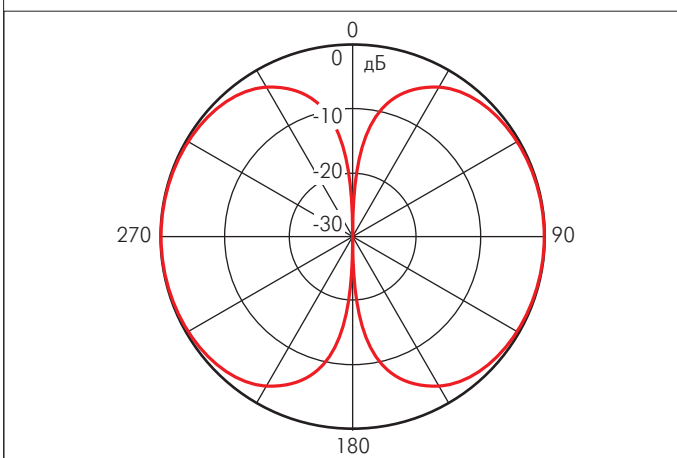


Рис. 13. Сечение трехмерной диаграммы направленности прямолинейного диполя

границы в виде трехмерной диаграммы направленности антенны, сечение которой приведено на рис.13. При этом учитывается неравномерность распределения энергии электрической компоненты поля диполя с минимизацией ее значения по мере приближения к продольной оси вибратора. При переходе на высшие резонансы форма граничного тела должна изменяться в соответствии с изменением конфигурации нормированной ДНА. Аналитическое решение этой задачи требует обобщения аппарата сферических волновых функций для соответствующих топологий граничных форм. Возможно, для ряда простейших видов ДНА, например кардиосфероидов, такие решения могут быть получены в аналитическом виде уже в ближайшем будущем. Главное – сформулировать преобразования пространственной метрики, соответствующей вытянутому сфероиду или радианной сфере, в топологию объемной кардиоиды и подобных граничных форм. Для более сложных топологий также следует прибегнуть к помощи численного решения задачи. Важно, что оба подхода должны приводить к сопоставимым результатам. Это позволит проверять достоверность полученных оценок добротности ЭМА до перехода к экспериментальным исследованиям антенных конструкций.

Работа [22] открывает широкие перспективы для дальнейшего совершенствования расчета параметров электромагнитного поля ЭМА с различными геометриями окаймляющих ее граничных поверхностей. Это позволит получить расчетные соотношения, пригодные для практического синтеза ЭМА самых причудливых конфигураций.

Нельзя не упомянуть о серьезных трудностях, возникающих при использовании современной теории ЭМА для расчета добротности широкополосных антенн. Неслучайно Д.Ванг (Johnson J. H. Wang) отметил несостоятельность теории Чу для таких приложений и пришел к выводу о возможности применения всей предшествующей теории ЭМА исключительно для резонансных антенн [24, 25]. Это заключение сделано Вангом на основе анализа характеристик запатентованной им спиральной печатной антенны с полосой пропускания 1–10 ГГц [26]. Хотя размеры исследованной Вангом антенны не соответствуют определению ЭМА даже на нижней границе полосы пропускания ($ka = 1,597$), тем не менее, полученные результаты позволили Вангу усомниться в справедливости формул для граничных пределов в области $ka > 1$. Основная сложность при этом заключается в трактовке самого понятия добротности. Так, Ванг при сопоставлении полученных им экспериментальных результатов для спиральной печатной антенны подставлял в выражение (14) не центральную частоту полосы пропускания ЭМА, а ее нижнюю границу [24]. Это объясняется тем, что расчет значения ka по центральной частоте полосы пропускания, как это предусмотрено пределом Чу-Маклина, дает абсурдные значения показателей с отрицательным коэффициентом перекрытия. Возможная причина такого

несоответствия параметров спиральной печатной антенны и теории фундаментального предела добротности – функционирование ее радиальных сегментов подобно антенне Уда-Яги. То есть, по сути, в каждом из радиальных направлений рассматриваемую антенну можно аппроксимировать многовибраторной антенной решеткой продольного излучения, о чем неоднократно говорится в работах Ванга. В этом случае, как показали Гримес, действие фундаментальных ограничений, присущих уединенному вибратору, нарушается, и происходит вполне объяснимое существенное расширение полосы пропускания многоэлементной антенны [14, 15]. Однако, несмотря на правомерность такой гипотезы, она нуждается в проверке. Для дальнейшего развития теории ЭМА необходимо разрешить парадокс Ванга в отношении широкополосных антенн. Для этого можно воспользоваться заложенной Гримес теорией "нулевой" добротности многовибраторных ЭМА.

Рассмотренные особенности ЭМА породили ряд серьезных проблем их конструирования, вызванных тем, что с уменьшением размеров антенной системы быстро падает ее КПД, и возникают трудности согласования ЭМА в нерезонансных режимах с источниками (приемниками) сигналов. О том, как разработчики антенной техники продвинулись в решении этих проблем, а также о наиболее интересных путях создания эффективных ЭМА речь пойдет в следующих номерах журнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wheeler, H. A. Fundamental limitations of small antennas. – Proceedings of the IRE, Dec. 1947, pp. 1479–1488.
2. Minh-Chau T. Huynh. A Numerical and Experimental Investigation of Planar Inverted-F Antennas for Wireless Communication Applications. – Master Thesis of Science in Electrical Engineering. Virginia Polytechnic Institute and State University. Blacksburg, Virginia. Oct. 19, 2000, 123 p. – <http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-10242000-22130026/unrestricted/Thesis.pdf>.
3. Chu, L. J. Physical limitations of omnidirectional antennas. – Journal of Applied Physics, Dec. 1948, v.19, p.1163–1175.
4. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1966, с. 636–656.
5. Harrington R.F. Effect of Antenna Size on Gain, Bandwidth, and Efficiency. – J. Res. Nat. Bur. Stand., Jan/Feb 1960, v.64-D, p.1–12.
6. McLean, J. S. A re-examination of the fundamental limits on the radiation Q of electrically small antennas. – IEEE Trans. Ant. Prop., May 1996, v. 44, N5, p. 672–676.
7. Bancroft R. Fundamental Dimension Limits of Antennas. Ensuring Proper Antenna Dimensions in Mobile Device Designs. – Centurion Wireless Technologies. Westminster, Colorado. 14 p. – www.centurion.com/home/pdf/wp_dimension_limits.pdf.



8. **Schantz H. G.** Introduction to Ultra-Wideband Antennas. – Proceeding of the IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies, Nov. 2003, p.1–9. – www.coe.montana.edu/ee/rwolff/EE548/EE548-S06/UWB/Intro_UWBAntennas.pdf.
9. **Collin R.E., Rothschild S.** Evaluation of Antenna Q. – IEEE Trans. Ant. Prop., Jan. 1964, v. AP-12, p.23–27.
10. **Fante R.** Quality Factor of General Ideal Antennas. – IEEE Trans. Ant. Prop., March 1969, v.AP-17, p. 151–155.
11. **Hansen, R. C.** Fundamental limitations in antennas. – Proceedings of the IEEE, Feb. 1981, v.69, No.2, p. 170–182.
12. **Caswell E.D., Davis W.A., Stutzman W.L.** Fundamental Limits on Antenna Size. – Submitted to IEEE Trans. Ant. Prop., April 2000.
13. **Davis W.A., Stutzman W.L., Caswell E.D.** Fundamental Limits on Small Antennas. – URSI Radio Science Meeting (Salt Lake City, UT), July 2000 (Paper 00-10).
14. **Grimes D. M., Grimes C. A.** Radiation Q of dipole-generated fields. – Radio Science, March-April 1999, v.34, N2, p.281–296. – www.ee.psu.edu/grimes/publications/radiation_fields.pdf.
15. **Grimes C. A., Gang Liu, Grimes D. M.** Keat Ghee Ong. Characterization of a Wideband, Low-Q, Electrically Small Antenna. – Microwave and Optical Technology Letters. Oct. 5, 2000, v.27, N1, p.53–58. – www.ee.psu.edu/grimes/publications/Low_Q_paper.pdf.
16. United States Patent 6437750. H01Q 021/00; H01Q 009/16. Electrically-small low Q radiator structure and method of producing EM waves therewith. Grimes, Craig A.; Grimes, Dale M.; Tefiku, Faton; Lui, Gang. Filing Date: 2000-07-12. – Publication Date: 2002-08-20. – www.freepatentsonline.com/6437750.html.
17. **Collin R. E.** The Minimum Q of Small Antennas (A Discussion of Recent Controversies). Lecture. – Faculty of Applied Science and Engineering University of Toronto. July 28, 1998. – www.ewh.ieee.org/r7/toronto/events/antenna.htm.
18. IST-2001-32125 FLOWS. D7. Antenna Feasibility Study. – Project FLOWS (Flexible convergence Of Wireless Standards and services). European Union Information Society Technologies Programme. Nov. 2002, 95 p. – <http://www.elec.york.ac.uk/comms/deliverables/FLOWS/D7.pdf>.
19. **Mendes C., Peixeiro C.** Limites Fundamentais em Antenas Impressas Pequenas. – JETC'05. Terceiras Jornadas de Engenharia de Electrynica e Telecomunicacoes e de Computadores. – Instituto Superior de Engenharia de Lisboa. 17–18 de Novembro de 2005. Lisboa, Portugal. – www.deetc.isel.ipl.pt/jetc05/JETC05/Artigos/Telecomunicacoes/Poster%20T/101.pdf.
20. **Sten Johan C-E., Hujanen A., Koivisto P.K.** Quality Factor of an Electrically Small Antenna Radiating Close to a Conducting Plane. – IEEE Transactions on Antennas and Propagation. May 2001, v.49, N5, p. 829–837.
21. **Thiele, G.A.; Detweiler, P.L.; Penno, R.P.** On the lower bound of the radiation Q for electrically small antennas. – IEEE Transactions on Antennas and Propagation. June 2003, v.51, N6, p.1263–1269.
22. **Adams R. C., Hansen P. M.** Evaluation of "Q" in an Electrically Small Antenna in Prolate Spheroidal Coordinates. Technical Document 3188. – Space and Naval Warfare Systems Center U.S. Navy. San Diego. Sept. 2004, 32 p. – www.spawar.navy.mil/sti/publications/pubs/td/3188/td3188cond.pdf.
23. **Бахвалов С.В., Бабушкин Л.И., Иваницкая В.П.** Аналитическая геометрия. – М.: Гос. уч.-пед. изд-во Мин-ва просвещения РСФСР, 1962. 368 с.
24. **Wang J. J. H.** A Critique and New Concept on Gain Bandwidth Limitation of Omnidirectional Antennas. – Presented in PIERS (Progress In Electromagnetics Research Symposium) 2005. – www.weo.com/publications/WEO_PIRS2005.pdf.
25. **Wang J. J. H.** A Critique and New Concept on Gain Bandwidth Limitation of Omnidirectional Antennas. – Progress In Electromagnetics Research Symposium. – Hangzhou. Aug.23-26, 2005. – www.emacademy.org/piers2k5ZJ/submit/get_abstract.php?status=valid&id=041130174628&pdfilename=041130174628.pdf.
26. **Wang J. J. H.** Fundamental Bandwidth Limitation for Small Antennas on a Platform. – Presented in IEEE IWAT 2006. – www.weo.com/publications/WEO_IWAT2006.pdf.
27. United States Patent No. 6137453. Int. Cl7 H01Q 1/36. Broadband Miniaturized Slow-Wave Antenna. **Johnson J. H. Wang, James K. Tillery.** – Filed: Nov. 19, 1998. – Date of Patent: Oct. 24, 2000.