

Циркуляция реактивной энергии ближнего поля электрического диполя и ее трансформация в активную энергию поля излучения

В.С. Сидоренко, Д.А. Василенко*, П.А. Кравчук, В.И. Григорук

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, ул. Владимирская, 64/13, 01601 Киев, Украина

(Получено 15.07.2018, в отредактированной форме – 20.10.2018, опубликовано online 29.10.2018)

В работе исследованы все четыре фазы осцилляции диполя в рамках предложенной атомной модели. Показано, что свободное (активное) поле излучения рождается только в фазах схождения зарядов $+q$ и $-q$ атомного диполя в момент отрыва от них избыточных силовых линий ближнего поля. Вследствие чего оторванные силовые линии самозакорачиваются в петли свободного поля излучения. Показано, что частичная раскомпенсация полей разноименных зарядов атомного диполя имеет место при осцилляции электронного облака атома под действием внешнего переменного поля. Выполнен физический анализ потоков реактивной энергии ближнего поля и преобразования ее в активную энергию поля излучения в локальной зоне осциллирующего атомного диполя с использованием полей Кулона и Био–Савара. Квазистатическая методика, примененная в данной статье, удобна для описания переизлучения внешнего поля вне частотных зон атомных резонансов (оптический и до терагерцового диапазона).

Ключевые слова: Циркуляция энергии, Суперпозиция полей, Силовые линии, Реактивное ближнее поле, Квазистатика, Локальная зона, Активное поле излучения.

DOI: [10.21272/jnep.10\(5\).05024](https://doi.org/10.21272/jnep.10(5).05024)

PACS numbers: 42.90. + m, 41.60. – m, 42.25.Bs

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является разработка новой модели диполя (на основании зарядовой структуры атома) и описание с ее применением процесса преобразования реактивного ближнего поля в активное поле излучения (дальнее поле).

В классической электродинамике есть модель диполя Герца и стандартная модель диполя, состоящая из двух точечных зарядов $+q$ и $-q$, разнесенных на расстояние l друг от друга. Обе модели работают в области $r \gg l_0$ (где r – расстояние от диполя к точке наблюдения, l_0 – амплитуда колебаний зарядов диполя) [1, 2]. Диполь Герца – это бесконечно малый бесструктурный элемент тока. В данной модели нет реальных внутридипольных векторов электрических \mathbf{E}_d и магнитных \mathbf{H}_d полей [2], что не позволяет рассмотреть физические механизмы формирования реактивных \mathbf{S}_r и активных \mathbf{S}_a потоков энергии, соответственно ближнего поля и поля излучения. Ближнее поле обладает уникальными свойствами [3, 4]. Принципиальное различие между ближним полем и классическим полем излучения (дальним полем) показано в ряде теоретических [5-8, 9] и экспериментальных [10-13, 9] исследований. Стандартная модель диполя также далека от реальности, поскольку в процессе осцилляции диполя суперпозиция полей зарядов $+q$ и $-q$ изменяется по величине. Как будет показано в статье, именно переменное поле диполя позволяет объяснить процессы преобразования ближних полей в поля излучения. Следовательно, является необходимой разработка иной модели диполя с принципиальным изменением подхода к пониманию процессов, происходящих при его осцилляции с возникновением реактивных (ближних) и активных (дальних) полей.

Процесс преобразования ближнего поля в дальнее является очень тонким и не до конца изученным вопросом электродинамики. Из-за чего исследователи, как правило, стараются сильно не углубляться в детали данной проблематики или вовсе обходят ее стороной при наличии такой возможности. Поэтому при обзоре литературы во множестве встречающихся работ [14-27, 9], посвященных преобразованию ближнего поля в дальнее или косвенно использующих данное явление, не были описаны непосредственно сами механизмы данного преобразования полей.

Так, работы [14-20] представлены математическими (в основном численными) расчетами значения полей \mathbf{E} и \mathbf{H} в ближней зоне с последующим их пересчетом в дальней зоне. В одних работах выполнены исключительно численные расчеты полей с использованием метода FDTD [14-17] или COMSOL [18], в других – комбинированные методы использования поверхностного интеграла Кирхгофа совместно с FDTD [19-20]. Таким образом, указанные работы посвящены скорее пересчету ближнего поля в дальнее, нежели описанию физики данного преобразования.

В работе [9] применяется квазичастичный подход, в рамках которого указываются лишь условия, при которых нерадиационное поле (ближнее поле) поляритона превращается в радиационное (дальнее поле). Это происходит при определенном изменении значения волнового вектора поляритона [9]. А в статье [21] просто констатируется, что бегущие волны (дальнее поле), являются продуктом распада квазистационарного состояния (ближнего поля).

В работах [22-26, 9] используется метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), в котором за счет возмущения поля нерадиационного

* vda7@ukr.net

поляритона кристалла (или поверхностного плазмона металла [9]) материалом призмы осуществляется преобразование его эванесцентного электромагнитного поля (ближнего поля) в радиационное (дальнее поле). В частности сообщалось [9] о термостимулированном излучении «нерадиационных поверхностных поляритонов» при поднесении призмы (полуцилиндра) из монокристаллического кремния к нагретому кристаллу ZnSe.

В квазичастичном подходе преобразование ближнего поля в дальнее не является основной темой исследований. Это промежуточные или косвенные процессы. Более того такое преобразование полей в данных исследованиях скорее является вынужденным (опосредствованным), например, призмой НПВО. Другой пример вынужденного преобразования приведен в работе [27], где в ближнее поле одной наночастицы попадает другая. При этом происходит высвобождение части скрытой энергии ближнего поля с преобразованием ее в излучение, которое далее можно зарегистрировать детектором. Данный метод используется в ближнепольной оптической микроскопии [27]. И, тем не менее, любое электромагнитное излучение (дальнее поле) рождается из ближнего поля. Другими словами, для того, чтобы стать свободно распространяющимся, поле должно пройти этап преобразования из ближнего поля в дальнее. Этот процесс в общем случае не является вынужденным. И именно механизм невынужденного (свободного) процесса преобразования реактивного ближнего поля в активное поле излучения описан в нашей статье.

Таким образом, существующие способы описания преобразования ближнего поля в дальнее являются скорее феноменологическими, поскольку:

- рассматривают начальное и конечное состояния процесса (то есть ближнее и дальнее поля) лишь с указанием условий или просто констатацией факта их преобразования, но без объяснения физики данного явления;
- либо описывают математический пересчет электрических и магнитных полей ближнего поля в дальнее, не объясняя таким образом внутренние механизмы данного преобразования.

Итак, существующие модели диполя и работы, так или иначе касающиеся преобразования ближнего поля в дальнее, не позволяют дать физический анализ потоков реактивной энергии ближнего поля и преобразования ее в активную энергию дальнего поля в локальной зоне ($r \sim l_0$) осциллирующего диполя. Поэтому возникает необходимость качественного описания данных явлений на уровне классической электродинамики, чему и посвящена данная статья.

2. ДИПОЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

За основу модели диполя мы взяли реальную зарядовую структуру атома (рис. 1) в отличие от бесструктурной модели диполя Герца как точечного элемента тока или стандартной модели с разнесёнными разноимёнными зарядами. Данная модель подходит для описания осцилляции любых атомов и молекул, поскольку все они поляризуются во внешнем поле. На резонансах, в областях поглощения и излучения фотонов, работают принципы квантовой механики, которая описывает результат, но не объясняет механизм его происхождения. Атомная модель на основе квазистатической электродинамики работает вне резонансов и поэтому не пересекается с квантовой механикой.

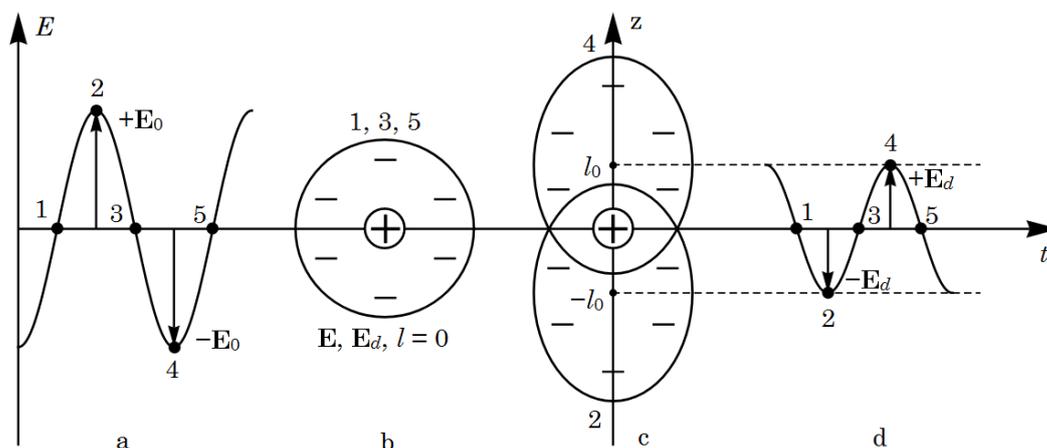


Рис. 1 - Поляризация атома во внешнем поле (а – падающая на атом волна, б – неполяризованный атом, с – поляризованный и осциллирующий атом, d – осцилляция электрической компоненты E_d дипольного ближнего поля). Фазы (четверти периода) осцилляции: I (1-2), II (2-3), III (3-4), IV (4-5)

При воздействии на атом (молекулу) вещества переменного электрического поля, электронное облако перемещается относительно ядра вдоль оси z (рис. 1). Во внешнем поле атом представляется системой разноимённых зарядов, из которых положительный неподвижен (массивное ядро), а отрицательный совершает относительно него гармонические колебания (электронная оболочка). Эту модель

мы назвали «атомной моделью диполя», в которой положительный заряд ядра всегда находится внутри отрицательно заряженной электронной оболочки, а перекрывающиеся поля зарядов всегда интерферируют, и в той или иной степени компенсируют друг друга в зависимости от расстояния l (осциллирующего плеча диполя) между ними. В нулевых точках 1, 3, 5 (рис. 1) при $l = 0$ поля зарядов полностью ком-

пенсуют друг друга ($E_d = 0$) и, следовательно, атом является неполяризованным. Так, в процессе интерференции полей зарядов, их силовое действие исчезает.

В атомную модель диполя мы ввели понятие «эквивалентного отрицательного заряда» электронного облака, вместо пространственно распределенных [28, 29] по нему зарядов электронов. Данный эквивалентный заряд равен сумме зарядов всех электронов атома и расположен в центре электронного облака. Таким образом, электронное облако содержит внутри себя эквивалентный отрицательный заряд и положительный заряд ядра. Другими словами, весь диполь. Перекрывающиеся электрические поля обеих зарядов интерферируют, частично компенсируя друг друга в процессе осцилляции диполя.

Отметим принципиальный момент - под влиянием внешнего поля \mathbf{E} центры зарядов $+q$ и $-q$ не просто расходятся с увеличением плеча диполя l , но и растут величины нескомпенсированной части полей зарядов и соответствующая им плотность силовых линий. Поле \mathbf{E}_d тоже растёт в процессе раскомпенсации при расхождении зарядов и, соответственно, уменьшается в процессе компенсации при сжатии зарядов.

В точке 2 (рис. 1) вектор напряжённости падающей волны направлен вверх. Поэтому электронная оболочка смещается вниз, и электрический вектор дипольного поля - \mathbf{E}_d направлен тоже вниз от плюса к минусу. В точке 4 вектор напряжённости падающей волны направлен вниз - электронная оболочка смещается вверх, и электрический вектор дипольного поля \mathbf{E}_d направлен тоже вверх. Так, индуцированное падающей волной электрическое поле диполя \mathbf{E}_d ориентировано противоположно полю падающей волны \mathbf{E} и таким образом вычитается из него. В результате интерференции поле падающей волны в диэлектрике уменьшается в ε раз (где ε - диэлектрическая проницаемость вещества). Из рис. 1 видно, что напряжённость электрического поля диполя \mathbf{E}_d и плечо диполя l осциллируют под действием амплитуды \mathbf{E}_0 падающей волны. В линейном режиме: $|\mathbf{E}_d| \sim |\mathbf{E}|$. Плотность силовых линий пропорциональна напряжённости электрического поля и, таким образом, при изменении напряжённости \mathbf{E}_d меняется и плотность силовых линий. Она то увеличивается в процессе раскомпенсации (при увеличении l от 0 до l_0), то уменьшается в процессе компенсации (при уменьшении l от l_0 до 0). И это принципиальный момент данной модели диполя, позволяющий объяснить физику преобразования реактивного ближнего поля в активное поле излучения.

При осцилляции диполя движение зарядов электронной оболочки создаёт ток, генерирующий квазистатическое магнитное поле Био-Савара, силовые линии которого тороидом охватывают линии тока. Дипольный ток i_d направлен противоположно смещению электронной оболочки и, таким образом, совпадает с направлением напряжённости электрического поля \mathbf{E} падающей на атом волны.

В результате суперпозиции перекрывающихся квазистатических полей значительная часть собственных силовых линий обеих зарядов пребывает в состоянии взаимной компенсации и не проявляет

себя в дальней зоне. Это представлено пульсацией реактивного ближнего электромагнитного поля в индукционной зоне диполя. Рассмотрим физические результаты, которые отсюда следуют. В предложенной структурной атомной модели диполя присутствуют внутридипольные вектора \mathbf{E}_d , \mathbf{H}_d и \mathbf{S} , что позволяет рассмотреть механизмы формирования реактивных ($E \sim 1/r^3$, $H \sim 1/r^2$ со сдвигом фаз $\Delta\varphi = \pi/2$) и активных ($E, H \sim 1/r$, $\Delta\varphi = 0$) потоков энергии в процессе осцилляции диполя. Следовательно, ближнее поле является полем раскомпенсации собственных полей зарядов, которое возникает (и усиливается) при расхождении зарядов $+q$ и $-q$ во внешнем поле \mathbf{E} . И исчезает при прохождении зарядов через нулевые точки 1, 3, 5 ($l = 0$), где они совмещаются и полностью компенсируют силовое влияние полей друг друга в результате интерференции. С ростом l (в процессе расхождения зарядов) полная компенсация полей нарушается и начинает увеличиваться нескомпенсированное ближнее поле. При уменьшении l (схождении зарядов) поля разноименных зарядов совмещаются вплоть до полной их компенсации. Следовательно, электромагнитные поля разноименных зарядов скрывают изменяющуюся в процессе осцилляции часть силовых линий ближнего поля.

3. ФАЗЫ КОЛЕБАНИЯ АТОМНОГО ДИПОЛЯ

В начале фазы I (рис. 2а) в результате раскомпенсации возникает ближнее поле $-\mathbf{E}_d$, силовые линии которого замкнуты на заряды. С увеличением l в результате раскомпенсации поле зарядов и плотность силовых линий возрастают. Квазистатическое ближнее поле распространяется со скоростью света, но концы силовых линий замкнуты на заряды. Реактивный поток энергии направлен от диполя вправо (ортогонально оси диполя) (рис. 2б). Вследствие, при расхождении зарядов идёт накачка квазистатической энергии реактивного ближнего поля, силовые линии которого замкнуты на заряды. В точке максимального значения внешнего поля ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$) заряды на мгновение останавливаются (рис. 2с) на максимуме l (при $l = l_0$), значение поля диполя $-\mathbf{E}_d$ становится максимальным, а ток и \mathbf{H}_d равны нулю.

При прохождении нулевых точек 1, 3, 5 всё происходит наоборот: $\mathbf{E}_d = 0$, а i_d и \mathbf{H}_d принимают максимальное значение. Так получается сдвиг фаз $\Delta\varphi = \pi/2$. Следовательно, имеем чисто реактивный характер квазистатического ближнего поля.

В начале фазы II заряды сходятся: электронная оболочка движется вверх, а ток i_d направлен вниз (рис. 3а). При дальнейшем уменьшении l , уменьшается значение поля $-\mathbf{E}_d$ и соответствующая ему плотность силовых линий ближнего поля, замкнутых на заряды. И таким образом часть силовых линий накачанного в фазе I ближнего поля оказываются избыточными. Силовые линии ближнего поля отрываются от разноименных зарядов диполя, превращаясь в самозамкнутые петли поля излучения. Так образуется полуволновая тороидальная (в силу аксиальной симметрии) ячейка волны, уносящей электромагнитную энергию поля излучения в дальнюю зону.

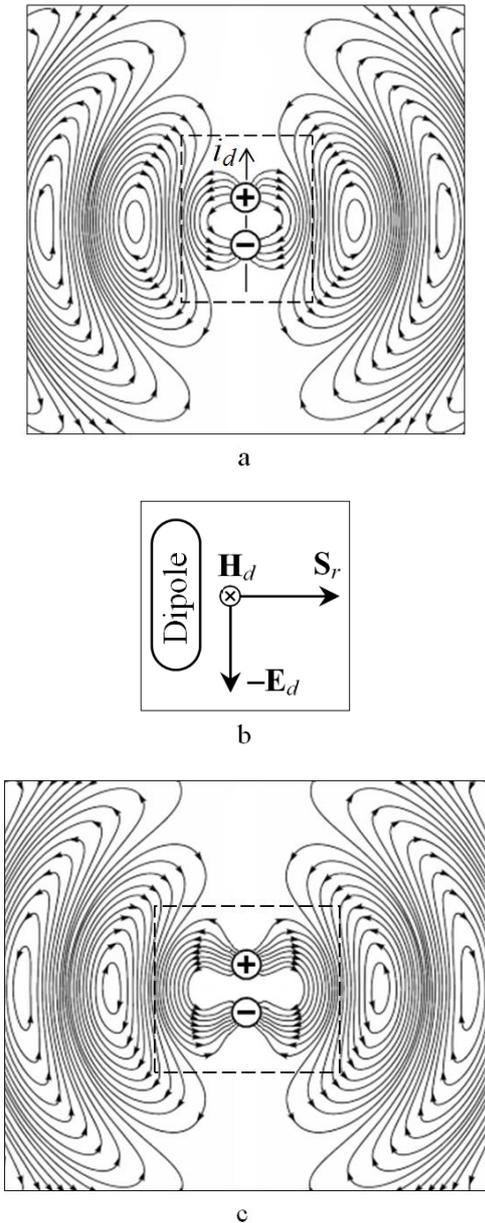


Рис. 2 - Фаза I (точки 1-2). Силовые линии и направление i_d (a), направление векторов $-\mathbf{E}_d$, \mathbf{H}_d и \mathbf{S}_r (b) в начале фазы. Силовые линии и $i_d = 0$ в конце фазы (точке 2) (c). Рассматриваемые области в (a) и (c) помечены пунктирными рамками

Преобразование ближнего поля в поле излучения идёт в течение всей фазы II (схождения зарядов) за счёт процесса интерференционной компенсации при уменьшении плеча диполя l от l_0 до 0. Происходит сброс избыточных силовых линий, которые самозакольцовываются в петли поля излучения. А основная часть собственных силовых линий зарядов (ближнего поля) скрывается (маскируется) в интерференции. Так в фазе II одновременно существуют 2 поля: замкнутое на заряды уменьшающееся реактивное ближнее поле, а также оторвавшееся от зарядов и образовавшее самозамкнутые петли увеличивающееся активное дальнее поле (поле излучения).

Проанализируем направления векторов плотно-

сти потоков энергии указанных полей. Вектор $-\mathbf{E}_d$ направлен вниз, а вектор \mathbf{H}_d справа от диполя направлен «к нам» (рис. 3 b). Следовательно, вектор Пойнтинга реактивной энергии \mathbf{S}_r направлен ортогонально к оси диполя. Формирование активного поля излучения в фазе II изображено на рис. 3 c,d. Рассмотрим поток энергии второго поля - самозамкнутых петель поля излучения. Во время схождения зарядов их поля уменьшаются за счёт эффекта компенсации.

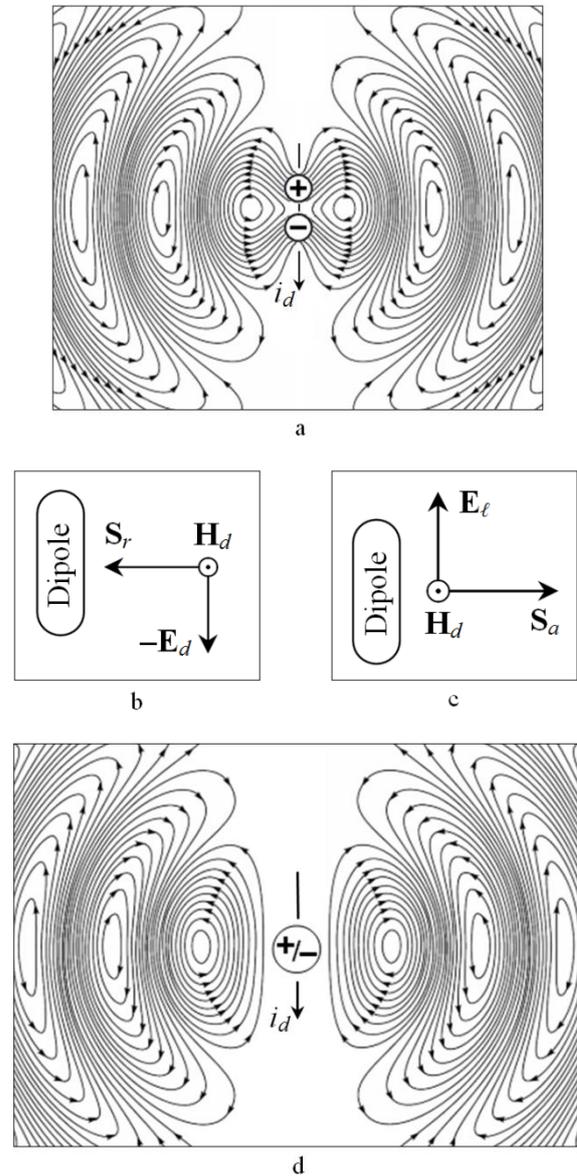


Рис. 3 - Фаза II (точки 2-3). Силовые линии и направление i_d в начале фазы (a). Направление векторов реактивного поля $-\mathbf{E}_d$, \mathbf{H}_d , \mathbf{S}_r (b) и активного поля \mathbf{E}_l , \mathbf{H}_d , \mathbf{S}_a (c). Силовые линии и направление $i_d = i_{d \max}$ в конце фазы (точке 3) (d)

Вектор ближнего поля диполя $-\mathbf{E}_d$ направлен вниз от плюса к минусу и в окрестности нулевой точки стремится к нулю, а \mathbf{H}_d стремится к максимуму (рис. 3 b). Имеем чисто реактивный характер квазистатического ближнего поля, замкнутого на заряды. После отрыва от зарядов и самозакольцовывания в петлю, поле инвертируется (меняет направление на

противоположное: $-\mathbf{E}_d \rightarrow +\mathbf{E}_d$), скачком возрастает и становится синфазным с \mathbf{H}_d ($\Delta\varphi = 0$). Так исчезает реактивный сдвиг по фазе $\Delta\varphi = \pi/2$, и реактивное поле преобразовывается в активное поле излучения (рис. 3 с), распространяющееся от диполя в дальнюю зону.

Вектор Пойнтинга активной энергии \mathbf{S}_a поля излучения направлен вдаль ортогонально оси диполя и в процессе дальнейшего схождения зарядов растёт по величине по мере сокращения силовых линий ближнего поля. Но петлевые силовые линии уже оторвались от зарядов и не участвуют в интерференции, распространяясь вдаль как свободное поле излучения.

Таким образом, в одной области пространства одновременно существует два потока энергии: реактивный \mathbf{S}_r и активный \mathbf{S}_a , направленные в противоположные стороны. Причём реактивный уменьшается, скрываясь в интерференции, а активный растёт так, что часть большой реактивной энергии трансформируется в малую активную. Так, при схождении зарядов в фазе II диполь работает как преобразователь накопленной в предыдущей фазе I энергии ближнего поля в виде пучка силовых линий, связанных с зарядами, в самозамкнутые петли поля излучения, свободные от зарядов и распространяющиеся в дальнюю зону. Рассмотрим соотношение \mathbf{S}_r и \mathbf{S}_a . Реактивное поле \mathbf{S}_r диполя в конце фазы II в нулевой точке 3 ($l = 0$) полностью «скрылось» ($\mathbf{E}_d = 0$) в интерференции (рис. 3 d). Остались только оторвавшиеся и самозакрывающиеся петли распространяющегося в дальнюю зону активного поля излучения \mathbf{S}_a . При прохождении зарядами нулевой точки i_d принимает максимальное значение.

Во втором полупериоде (в фазах III и IV) всё повторяется, только с инверсией движения зарядов (токов). Формируются силовые линии следующего (инверсного) полупериода активного поля излучения \mathbf{S}_a , распространяющейся вдаль.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Физические механизмы циркуляции потоков реактивной энергии ближнего поля и преобразование ее в активную энергию поля излучения в локальной зоне атомного диполя в четырех фазах периода осцилляции (рис. 4):

- В фазе I (точки 1-2) при расхождении зарядов поток энергии \mathbf{S}_r направлен от диполя (рис. 2b, рис. 4) и накачивает энергию ближнего поля до амплитуды $-\mathbf{E}_d$ в точке 2 (рис. 1).
- В фазе II (точки 2-3) схождения зарядов поток \mathbf{S}_r направлен к диполю (рис. 3b), и в точке 3 ближнее поле «скрывается» в интерференции ($\mathbf{E}_d = 0$). При этом в связи с частичной избыточностью силовых линий ближнего поля, накачанных в предыдущей фазе, в течение всей фазы II происходит их отрыв от разноименных зарядов диполя и преобразование в замкнутые петли активного поля излучения (рис. 3d). При этом направление вектора $-\mathbf{E}_d$, а таким образом и потока энергии \mathbf{S}_r , меняются на противоположные: $-\mathbf{E}_d \rightarrow \mathbf{E}_d$ и $\mathbf{S}_r \rightarrow \mathbf{S}_a$ (рис. 3b,c). В этот момент изменяется и сдвиг фаз с реактивного $\Delta\varphi = \pi/2$ на активный

$\Delta\varphi = 0$.

- В фазе III (точки 3-4) поток энергии \mathbf{S}_r , но уже противоположной полярности, снова направлен от диполя и накачивает энергию ближнего поля противоположной полярности $+\mathbf{E}_d$.
- В фазе IV (точки 4-5) поток реактивной энергии \mathbf{S}_r снова направлен к диполю, и в точке 5 ближнее поле «скрывается» в интерференции ($\mathbf{E}_d = 0$). При этом аналогично, как и в фазе II, избыточные силовые линии ближнего поля отрываются от зарядов и преобразовываются в замкнутые петли активного поля излучения, распространяющегося в дальнюю зону.

Таким образом, поток реактивной энергии ближнего поля 4 раза за период меняет направление своего распространения. И поэтому в среднем за период реактивный поток \mathbf{S}_r ближнего поля равен нулю. Он пульсирует, то выходя из диполя в фазах увеличения амплитуды ближнего поля \mathbf{E}_d , то уходя снова в диполь и обнуляясь ($\mathbf{E}_d = 0$).

А потоки поля излучения \mathbf{S}_a (рис. 3с,d) в обеих фазах схождения зарядов II и IV всегда направлены от диполя и распространяются в дальнюю зону (рис. 4).

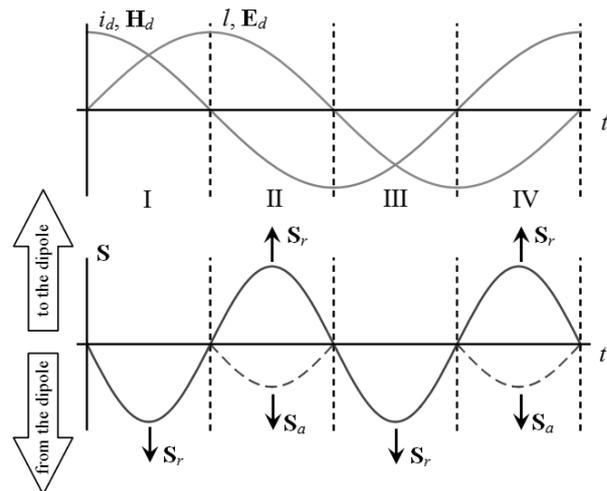


Рис. 4 - Связь между значениями i_d , \mathbf{H}_d , l , \mathbf{E}_d и направлениями реактивного \mathbf{S}_r и активного \mathbf{S}_a потоков энергии в четырех фазах периода осцилляции

Диаграммы направленности (рис. 5а) и графики (рис. 5b) электрических полей $\sim 1/r^3$, $\sim 1/r^2$ и $\sim 1/r$ были построены с использованием полей Кулона (электрических зарядовых полей \mathbf{E}_d) и Био-Савара (магнитных полей токов \mathbf{H}_d) на основе исследований формул диполя Герца.

Соотношение амплитуд указанных трех компонент электромагнитного поля в литературе [2] обычно изображается в линейной или полулогарифмической системе координат. При этом в ближней зоне графики представляются крутыми гиперболическими кривыми, по которым сложно оценить соотношение амплитуд. Таким образом, данные соотношения удобнее рассматривать в логарифмической системе координат (рис. 5, b).

В связи с тем, что силовые линии электромагнитного поля диполя начинаются непосредственно от

своих источников (зарядов для \mathbf{E}_d и токов для \mathbf{H}_d), ограничение диполя Герца $r \gg l_0$ на графики квазистатических полей не распространяется. Как видно из рис. 5b, в локальной зоне диполя (при $r \sim l_0$) амплитуда реактивного поля на порядки превышает амплитуду активного поля излучения. Следовательно, $S_r \gg S_a$. Это означает, что в фазе схождения, когда одновременно существуют два поля с противо-

ложными направлениями потоков энергии, активный поток поля излучения S_a незначителен по сравнению с реактивным S_r . Замкнутых на заряды и скрывающихся в интерференции силовых линий реактивного ближнего поля намного больше, чем оторванных от зарядов и самозамкнувшихся петель активного поля излучения.

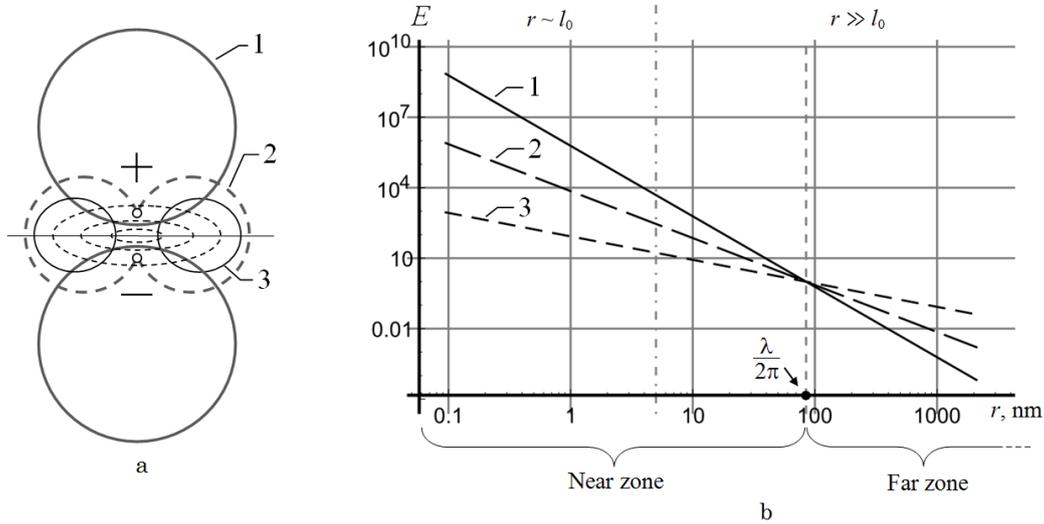


Рис. 5 - Диаграммы направленности (а) и соответствующие графики зависимости относительных значений напряженности электрического поля от расстояния от диполя (b) для трёх компонент электрического поля: $\sim 1/r^3$ (1), $\sim 1/r^2$ (2), $\sim 1/r$ (3)

В локальной зоне ($\sim 1 \text{ \AA}$) диполя добавляются мультиполи разных порядков, из-за чего расчёт резко усложняется. Поэтому имеет смысл проведенный нами на уровне классической электродинамики качественный анализ физических механизмов формирования потоков энергии реактивных ближних ($S_r = \mathbf{E}_d \times \mathbf{H}_d$ при $\Delta\varphi = \pi/2$) и активных дальних ($S_a = \mathbf{E}_c \times \mathbf{H}_d$ при $\Delta\varphi = 0$) полей осциллирующего диполя на основании полей Кулона и Био-Савара.

5. ВЫВОДЫ

Рассмотрена структурная атомная модель диполя, которая более приближена к реальности, чем стандартная модель диполя с разнесёнными точечными зарядами или модель диполя Герца. Показано, что стандартная модель диполя к атомному диполю неприменима, поскольку из-за того, что положительный заряд ядра всегда находится внутри пространственно распределенного отрицательного заряда электронного облака атома, всегда имеет место то или иное значение взаимного перекрытия и осциллирующей компенсации/раскомпенсации полей зарядов в результате интерференции. Показано, что главный недостаток стандартной модели диполя – это постоянство плотности силовых линий поля диполя в процессе его осцилляции, что принципиально делает невозможным объяснение физического механизма преобразования реактивного ближнего поля в активное (дальнее) поле излучения.

Показано, что частичная раскомпенсация полей зарядов, зависящая от расстояния l между разноименными зарядами диполя, имеет место при осцилляции электронного облака атома под действием

внешнего переменного поля.

В отличие от существующих работ, так или иначе касающихся преобразованию ближнего поля в поле излучения, была качественно описана непосредственно физика (внутренние механизмы) невынужденного (свободного) преобразования указанных полей на уровне классической электродинамики, чего до этого сделано не было. Так, использование в атомной модели диполя квазиэлектро- и квазимагнитоэлектростатических силовых линий, которые начинаются непосредственно от своих источников: зарядов и их движения (токов) соответственно, дало возможность снять ограничения стандартной модели диполя и диполя Герца ($r \gg l_0$), а также описать процесс образования реактивных ближних полей и механизм трансформации их в активные дальние поля излучения. Это позволило дать физический анализ потоков энергии в локальной зоне ($r \sim l_0$) осциллирующего атомного диполя.

Впервые показано, что свободное (активное) поле излучения рождается только в фазах (II и IV) схождения зарядов $+q$ и $-q$ атомного диполя в момент отрыва от них избыточных силовых линий ближнего поля. Вследствие чего оторванные силовые линии самозамыкаются в петли свободного поля излучения. При этом направление вектора \mathbf{E}_d , а таким образом и потока энергии S_r , меняются на противоположные: $\mathbf{E}_d \rightarrow \mathbf{E}_c$, а $S_r \rightarrow S_a$. В этот момент изменяется и сдвиг фаз с реактивного $\Delta\varphi = \pi/2$ на активный $\Delta\varphi = 0$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины в рамках грантового проекта № Ф-76 / 33332.

Циркуляція реактивної енергії ближнього поля електричного диполя та її трансформація в активну енергію поля випромінювання

В.С. Сидоренко, Д.О. Василенко, П.О. Кравчук, В.І. Григоров

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64/13, 01601 Київ, Україна*

В роботі досліджені всі чотири фази осциляції диполя в рамках запропонованої атомної моделі. Показано, що вільне (активне) поле випромінювання народжується тільки в фазах сходження зарядів $+q$ і $-q$ атомного диполя в момент відриву від них надлишкових силових ліній ближнього поля. Внаслідок чого відірвані силові лінії самоzakільцуються в петлі вільного поля випромінювання. Показано, що часткова розкомпенсація полів різнойменних зарядів атомного диполя має місце при осциляції електронної хмари атома під дією зовнішнього змінного поля. Виконано фізичний аналіз потоків реактивної енергії ближнього поля і перетворення її в активну енергію поля випромінювання в локальній зоні осцилюючого атомного диполя з використанням полів Кулона і Біо-Савара. Квазістатична методика, застосована в даній статті, зручна для опису перевипромінювання зовнішнього поля поза межами частотних зон атомних резонансів (оптичний і до терагерцового діапазону).

Ключові слова: Циркуляція енергії, Суперпозиція полів, Силові лінії, Реактивне ближнє поле, Квазістатика, Локальна зона, Активне поле випромінювання.

Circulation of the Reactive Energy of the Near Field of an Electric Dipole and its Transformation into the Active Energy of the Radiation Field

V.S. Sidorenko, D.O. Vasylenko, P.O. Kravchuk, V.I. Grigoruk

Taras Shevchenko National University of Kyiv, 64/13, Volodymyrska Str., 01601 Kyiv, Ukraine

All four phases of the dipole oscillations are investigated in the framework of the proposed atomic model. It is shown that a free (active) radiation field is produced only in the phases of the convergence of the charges $+q$ and $-q$ of the atomic dipole at the time of separation of excess field lines from them. As a result, the separated lines of force are self-circular in the loops of the free radiation field. It is shown that the partial decompensation of the fields of unlike charges of an atomic dipole takes place when the electron cloud of an atom oscillates under the action of an external alternating field. A physical analysis of the fluxes of reactive energy of the near field and its transformation into the active energy of the radiation field in the local zone of an oscillating atomic dipole using Coulomb and Biot-Savart fields is performed. The quasistatic technique used in this paper is convenient for describing the reradiation of an external field outside the frequency bands of atomic resonances (optical and up to the terahertz range).

Keywords: Energy circulation, Superposition of fields, Lines of force, Reactive near field, Quasistatic, Local zone, Active radiation field.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Microwave Antenna Theory and Design* (Ed. S. Silver) (New York: McGraw-Hill: 1949).
2. В.С. Сидоренко, Ю.О. Гайдай, С.В. Жила, *Вісник КНУ. Ф.-м. н.* **2**, 365 (2005) (V.S. Sydorenko, Yu.O. Hayday, S.V. Zhyła, *Visnyk KNU. F.-m. n.* **2**, 365 (2005)) [In Ukrainian].
3. A. Koshelev, K. Munechika, S. Cabrini, *Opt. Lett.* **42** No 21, 4339 (2017).
4. E. Tucker, J. D'Archangel, M.B. Raschke, G. Boreman, *Opt. Express* **23** No9, 10974 (2015).
5. Y.M. Morozov, A.S. Lapchuk, *Appl. Opt.* **55** No 13, 3468 (2016).
6. H.M.K. Wong, M.K. Dezfouli, S. Axelrod, S. Hughes, A.S. Helmy, *Phys. Rev. B* **96**, 205112 (2017).
7. K. Staliunas, P. Markoš, V. Kuzmiak, *Phys. Rev. A* **96** No 4, 043852 (2017).
8. A.J. Yuffa, Y. Gutierrez, J.M. Sanz, R.A. de la Osa, J.M. Saiz, F. González, F. Moreno, G. Videen, *J. Opt. Soc. Am. A* **33** No 3, 391 (2016).
9. Е.А. Виноградов, И.А. Дорофеев, *Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел* (Москва: Физматлит: 2010) (Ye.A. Vinogradov, I.A. Dorofeyev, *Termostimulirovannyye elektromagnitnyye polya tverdykh tel* (Moskva: Fizmatlit: 2010)) [In Russian].
10. K. Kobayashi, T. Kawazoe, M. Ohtsu, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **4** No 5, 517 (2005).
11. E. Tucker, J. D'Archangel, G. Boreman, *Opt. Express* **25** No 5, 5594 (2017).
12. D. Cao, A. Cazé, M. Calabrese, R. Pierrat, N. Bardou, S. Collin, R. Carminati, V. Krachmalnicoff, Y. De Wilde, *ACS Photonics* **2** No 2, 189 (2015).
13. R.C. Boutelle, X.Yi, D. Neuhauser, S. Weiss, *ACS Nano* **10** No 8, 7955 (2016).
14. K.R. Umashankar, and A. Taflove, *IEEE T. Electromag. Compatib.* **24** No 4, 397 (1982).
15. R.J. Luebbers, K.S. Kunz, M. Schneider, F. Hunsberger, *IEEE T. Antennas Propagat.* **39** No 4, 429 (1991).
16. M.J. Barth, R.R. McLeod, R.W. Ziolkowski, *J. Electromagn. Waves Applicat.* **6** No 1, 5 (1992).
17. I.J. Craddock, C.J. Railton, *Electron. Lett.* **29** No 23, 2017 (1993).
18. J. Yang, J.-P. Hugonin, P. Lalanne, *ACS Photonics* **3** No 3, 395 (2016).
19. O.M. Ramahi, *IEEE T. Antennas Propagat.* **45** No 5, 753

- (1997).
20. Н.В. Балюк, А.Н. Зеленин, *Технол. ЭМС* **2**, 54 (2006) (N.V. Balyuk, A.N. Zelenin, *Tekhnol. EMS* **2**, 54 (2006)) [In Russian].
21. Е.А. Виноградов, И.А. Дорофеев, *Поверхн. Рентг., синхротрон. и нейтрон. исслед.* **1**, 12 (2014) (E.A. Vinogradov, I.A. Dorofeyev, *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.* **8** No1, 10 (2014)) [In Russian].
22. В.В. Брыксин, Д.Н. Мирлин, Ю.А. Фирсов, *УФН* **113**, 29 (1974) (V.V. Bryksin, D.N. Mirlin, Yu.A. Firsov, *UFN* **113**, 29 (1974)) [In Russian].
23. Е.А. Виноградов, Г.Н. Жижин, *Письма в ЖЭТФ* **24** No 2, 84 (1976) (E.A. Vinogradov, G.N. Zhizhin, *Sov. Phys. JETP Lett.* **24** No2, 71 (1976)) [In Russian].
24. Е.А. Виноградов, *Phys. Rep.* **217** No4, 159 (1992).
25. Е.А. Виноградов, Т.А. Лескова, А.П. Рябов, *Опт. и спектроск.* **76** No 2, 311 (1994) (Ye.A. Vinogradov, T.A. Leskova, A.P. Ryabov, *Opt. i spektrosk.* **76** No 2, 311 (1994)) [In Russian].
26. Е.А. Виноградов, *УФН* **172** No 12, 1371 (2002) (E.A. Vinogradov, *Phys. Usp.* **45** No 12, 1213 (2002)) [In Russian].
27. Г.С. Жданов, М.Н. Либенсон, Г.А. Марциновский, *Ближнепольная оптика: Учебное пособие* (Санкт-Петербург: СПбГУ ИТМО: 2007) (G.S. Zhdanov, M.N. Libenson, G.A. Martsinovskiy, *Blizhnepol'naya optika: Uchebnoye posobiye* (Sankt-Peterburg: SPbGU ITMO: 2007)) [In Russian].
28. Э.И. Мингулина, Г.Н. Масленникова, Н.В. Коровин, Э.Л. Филиппов, *Курс общей химии (2-е изд.)* (Москва: Высшая школа: 1990) (E.I. Mingulina, G.N. Maslennikova, N.V. Korovin, E.L. Filippov, *Kurs obshchey khimii (2-ye izd.)* (Moskva: Vysshaya shkola: 1990)) [In Russian].
29. *Quantum Chemistry (7th ed.)* (Ed. I.N. Levine: New York: Pearson Education: 2014).