**Электростатическое взаимодействие точечных зарядов**

Леонид Соколов

Названное взаимодействие, несмотря на кажущуюся простоту, не удаётся интерпретировать чётко и однозначно. Его можно описать двумя способами: при помощи закона Кулона или, используя полное электростатическое поле зарядов. В первом случае заряды могут взаимодействовать между собой непосредственно, так как интенсивность события зависит только от величины, знака зарядов и расстояния между ними; во втором, дополнительно участвуют посредник – пробный заряд, и всё окружающее пространство.

Два способа явно отличаются друг от друга, но конечный результат получается одинаковым. В чём причина этого явления? В учебной литературе [1...4] соответствующие разъяснения обычно сводятся к утверждению, что заряд и созданное им поле неразрывно связаны между собой. Поэтому выбор того или иного способа означает только выбор языка, на котором ведутся рассуждения и расчёты, на языке зарядов или на языке поля. Такое утверждение не является очевидным, и в данной статье оно сравнительно подробно обсуждается.

Другой нерешённый вопрос, возможно вытекающий из предыдущего, где локализуется потенциальная энергия взаимодействия, в самих зарядах или в окружающем их пространстве. Общепринятая точка зрения: в электростатической системе определить локализацию энергии невозможно. Эта точка зрения в данной статье также подвергается обсуждению.

Третий вопрос, затронутый в статье, роль физического вакуума в электростатическом взаимодействии. Обычно понятие вакуума используется в атомной и ядерной физике при анализе микроявлений, однако основанное на процессах в физическом вакууме взаимодействие зарядов имеет место и в макромире.

Ряд физических понятий и формул, которые представляются автору общеизвестными, например, закон Кулона, напряжённость и потенциал поля точечного заряда, объёмная плотность энергии поля, принцип суперпозиции полей, теорема Остроградского – Гаусса и др., используются в статье без объяснений. Однако, в случае необходимости, можно обратиться к источникам [1...4, 11], или другим учебникам по физике.

Расположение зарядов и обозначения величин показаны на рис. 1.

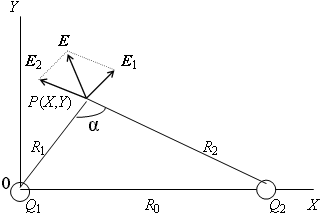


Рис. 1. Расположение электрических зарядов Q1 и Q2 и создаваемое ими статическое поле напряжённостью E = E1 + E2 в точке наблюдения P(X, Y)

Расстояния R0, R1 и R2 соответствуют промежуткам между зарядами и от зарядов до точки наблюдения; Q1, Q2 > 0 принято как на рисунке, так и последующих рассуждениях и выкладках, если не оговорено иное. Векторные величины выделены жирным шрифтом. Вследствие вращательной симметрии поля относительно оси X характеристики взаимодействия завися только от двух координат X и Y.

Энергия взаимодействия U зарядов по закону Кулона определяется работой по перемещению заряда Q2 в поле заряда Q1 (или, наоборот) из бесконечной удалённости до расстояния R0 между ними. В вакууме

U = Q1Q2/4πε0R0, (1)

где ε0 = 0,885·10–11 Φ/м – электрическая постоянная.

Как видно из формулы (1), величины зарядов Q1 и Q2 (а также жёстко связанные с ними собственные энергии) в процессах выполнения этой работы внешними силами (и взаимодействия зарядов друг с другом) остаются постоянными. Значение изменяющейся энергии U зависит исключительно от расстояния R0 между зарядами. Ни заряды, ни их известные свойства не зависят от R0. Поэтому привнесённая извне энергия не может размещаться в зарядах. Её место в пространстве, окружающем заряды. Ситуация напоминает поведение материальных точек, соединённых механической пружиной, деформация которой усилиями извне и создаёт потенциальную энергию «взаимодействия» точек. В случае зарядов роль «пружины» играет силовое поле, природа которого чаще всего интерпретируется, как совокупность элементарных возбуждений физического вакуума [5...8].

В варианте взаимодействия по формуле (1) допустимо предположение, что возникшая связь между зарядами есть единственное поле. Так как подобное поле целиком формируется за счёт внешней энергии, то каждый отдельный заряд может взаимодействовать с бесчисленным множеством других зарядов без каких-либо ограничений. С другой стороны, необходимое поле взаимодействия в формуле (1) в явном виде не прописано. Вопрос о том, какой механизм приводит к взаимодействию, и где локализуется энергия взаимодействия, остаётся открытым.

При рассмотрении полного электростатического поля зарядов (второй способ описания взаимодействия, вытекающий из уравнений Максвелла) характерными величинами для поля являются напряженность Е и потенциал φ, объёмные плотности заряда ρ и энергии W(X, Y).

Ниже представлены формулами (2) и (3): расстояния R1 и R2 от зарядов Q1 и Q2 до точки наблюдения P(X, Y); напряжённости E1 и E2, потенциалы φ1, φ2 поля, создаваемые каждым из зарядов в точке наблюдения; объёмная плотность энергии поля W(X, Y), а также полные значения напряжённости E и потенциала φ в той же точке P(X, Y). Здесь же дано выражение для cosα, косинуса угла между векторами E1 и E2. Некоторые величины показаны на рис. 1.

R1 = (X2 + Y2)1/2, E1 = Q1/4πε0R12, φ1 = Q1/4πε0R1;

R2 = [(1 – X)2 + Y2]1/2, E2 = Q2/4πε0R22, φ2 = Q2/4πε0R2;

cosα = (R12 + R22 – R02)/2R1R2, E = E1 + E2, φ = φ1 + φ2; (2)

W(X,Y) = (ε0/2)E2 = (ε0/2)(E1 + E2)2 = (ε0/2)(E12 + E22 + 2E1E2 cosα) =

= (1/32π2ε0)[(Q1/R12)2 + (Q2/R22)2 + Q1Q2(R12 + R22 – R02)/R13R23]. (3)

Вывод формулы для W(X, Y) в самом общем случае, включающем неоднородное поле, можно посмотреть, например, в работах [1, 9]. В основе этих доказательств лежит применение к векторному полю φ∙gradφ формулы Остроградского – Гаусса, связывающей объёмный и поверхностный интегралы по всему указанному полю,

∫S φ∙gradφdS = ∫V div(φ∙gradφ)dV. (4)

На больших расстояниях от зарядов потенциал поля обращается в нуль и, если здесь провести граничную (замкнутую) поверхность, то обратится в нуль также и интеграл по этой поверхности. Таким образом, остаётся объёмный интеграл от дивергенции векторного поля. Приравняв его нулю, и, учитывая, что

div(φ∙gradφ) = (gradφ)2 + φ∙div∙gradφ,

E = –gradφ,

div gradφ = –ρ/ε0, (5)

где ρ – объёмная плотность зарядов, получаем вместо (4),

∫V (E2 – φρ/ε0)dV = 0. (4а)

Все величины, входящие в (4а) относятся к одной и той же точке P(X, Y). Но равенство (4а) выполняется не только при равенстве нулю подынтегрального выражения. Более общее выражение имеет вид,

∫V (ε0/2)E2dV = ∫V (1/2)φρdV. (6)

Слева имеем объёмный интеграл от выражения (3), а справа – полную энергию электростатического поля системы зарядов. Поэтому интеграл в левой части (6) можно также рассматривать, как полную энергию системы. Каждое из подынтегральных выражений (6) представляет собой объёмную плотность энергии поля, что и доказывает справедливость формулы (3). Так как названные плотности выражают одно и то же, то, в принципе, они должны быть одинаковы. Однако, из-за разделения понятий «заряд» и «поле» этого не происходит. Выбирая левую часть, мы подсчитываем энергию, распределённую в электростатическом поле, пользуясь понятием напряжённости поля, выбирая правую часть, – определяем работу, необходимую для воссоздания тех же полей вокруг зарядов. В том и другом случае речь идёт об энергии поля, и о размещении этой энергии именно в самом поле.

При использовании в равенстве (4) вместо векторного поля φ∙gradφ, поле E = –gradφ, взаимодействие зарядов выпадает из рассмотрения,

∫S gradφ∙dS = ∫V div gradφ∙dV. (7)

С учётом (5) приходим к теореме Гаусса в интегральной форме,

∫S EdS = ∫V (1/ε0)ρdV. (8)

Правая часть (8) (без (1/ε0)) даёт суммарный заряд в выделенном объёме, а левая часть (8) – суммарный поток напряжённости поля (5) через замкнутую поверхность, окружающую этот объём. При изменениях размеров, формы поверхности и конфигурации зарядов внутри выделенного объёма, поток, как и суммарный заряд, остаются неизменными. В формуле (8) присутствуют только собственные поля зарядов, только они жестко связаны с зарядами и не зависят от взаимодействия зарядов.

Возвратимся к формуле (6), и вычислим энергию поля системы с помощью интеграла в правой части (6). Для точечных зарядов плотность ρ не равна нулю лишь в тех местах ((0, 0) ≡ 1 и (R0, 0) ≡ 2), где находятся заряды. Обозначим φ1(1) и φ2(2); φ2(1) и φ1(2) – потенциалы: собственный от Q1 в месте расположения Q1 и аналогично для Q2; создаваемый зарядом Q2 в месте расположения Q1 и создаваемый зарядом Q1 в месте расположения Q2, соответственно. Все они являются постоянными величинами, и могут быть вынесены за знак интеграла. Записывая ρ с помощью дельта-функций (запись символическая),

ρ = ρ1 + ρ2 = Q1δ(1) + Q2δ(2), (9)

и учитывая, что потенциал в любой точке поля равен φ = φ1 + φ2, находим значение интеграла в виде суммы четырёх слагаемых,

∫V(1/2)φρdV = (1/2)[φ1(1)Q1 + φ2(2)Q2 + φ2(1)Q1 + φ1(2)Q2]. (10)

Легко показать (используя (2) и правую часть (10), и положив R1 = R2 = R0), что сумма третьего и четвёртого членов в (10) принимает форму закона Кулона, и в точности равна U.

(1/2)[φ2(1)Q1 + φ1(2)Q2] = (1/8πε0R0)(Q2Q1 + Q1Q2) = Q1Q2/4πε0R0 = U. (11)

Рассмотрим далее интеграл в левой части выражения (6), представляющий альтернативную по отношению к (10) форму для вычисления энергии системы зарядов. Обращаясь к формуле (3), где расписано E2, видим, что W(X, Y) состоит из трёх частей:

W1 = (ε0/2)E12; W2 = (ε0/2)E22; (12)

W3 = (ε0/2)∙2E1E2∙cosα. (13)

Члены W1 и W2 описывают неизменные при любых обстоятельствах плотности энергии собственных полей зарядов. Объёмные интегралы от них можно сравнить с членами φ1(1)Q1/2 и φ2(2)Q2/2 в формуле (10),

∫V W1dV = φ1(1)Q1/2, ∫V W2dV = φ2(2)Q2/2, (14)

и исключить из обоих выражений, (3) и (10). Эта операция позволяет также частично избавиться от проблем, связанных с характеристиками поля на небольших расстояниях от точечных зарядов, и с трудностями учёта собственных полей зарядов в теории [1, 5, 10]. Таким образом, взаимодействие зарядов определяется только членом W3, зависящим от силовых характеристик обоих зарядов одновремённо. Аналогом объёмного интеграла от W3 «на языке зарядов» является выражение (11). Сравнивая интеграл от W3 с интегралом (11),

∫V W3dV = (1/2)∫V [φ1(2)Q2δ(2) + φ2(1)Q1δ(1)]dV, (15)

можно ожидать, что вычисление интеграла в левой части (15), также приведёт к энергии U, но распределение объёмной плотности энергии в пространстве (формула (13)), вполне очевидно, не будет совпадать с представленным в правой части (15).

Рассмотрим подробнее распределение энергии W3 в пространстве. Косинус угла α, показанный на рис. 1, играет определённую роль: cosα < 0, если α > 900 (имеет место внутри окружности, вписанной между зарядами с центром в середине отрезка R0), и cosα > 0 во всём остальном пространстве. Поэтому окружность cosα = 0 (в трёхмерном пространстве – сферическая поверхность) является важной границей, она отделяет конструктивную интерференцию от деструктивной. Пространство внутри этой сферы будем называть центральной зоной взаимодействия.

Задача упрощается без ущерба содержанию, если положить

Q1 = Q2 = q; (R1/R0) = r1; (R2/R0) = r2; (X/R0) = x; (Y/R0) = y. (16)

В этом случае единицей измерения координаты становится расстояние между зарядами – отрезок R0.

Формула (15) с использованием (3) и (16) принимает вид:

∫VW3dV = (q2/32π2ε0R04)∫V[(r12 + r22 – 1)/r13r23]dV. (17)

Обозначим подынтегральную функцию в правой части (17) символом w3 (она представляет собой относительное распределение объёмной плотности энергии в пространстве):

w3 = (r12 + r22 – 1)/r13r23 = 2(x2 – x + y2)/{y4 + y2[x2 + (1 – x)2] + x2(1 – x)2}3/2. (18)

Форма распределения w3 в зависимости от x и y одинакова не только для равных, но и для разных по величине и знаку зарядов. Проведём с w3 ряд дальнейших вычислений. Константа, вынесенная за знак интеграла в формуле (17),

А = q2/32π2ε0R04, (19)

будет учтена в конце работы.

Подстановки (16) с образованием относительных распределений типа (18) применим также к W1 и W2 (формулы (12)); получим, соответственно, w1 и w2:

w1 = r1–4 = 1/(x2 + y2)2; w2 = r2–4 = 1/[(1 – x)2 + y2]2. (20)

Найдём соотношение

w = (w1 + w2 + w3)/(w1 + w2) = 1+ w3/(w1 + w2) = 1 + r1r2(r12 + r22 – 1)/(r14 + r24), (21)

которое представляет собой некоторую поверхность. Участок этой поверхности внутри и вблизи центральной зоны взаимодействия показан на рис. 2 в пределах изменения x от –1 до 1, и y от –2 до 2.

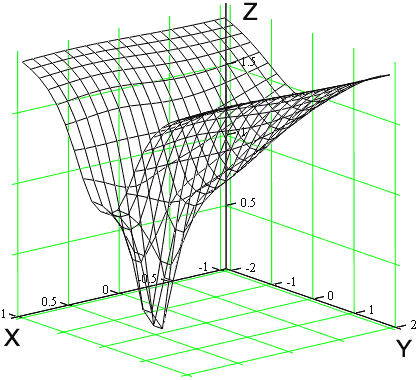


Рис. 2. Отношение w объёмной плотности энергии в системе двух одноимённых взаимодействующих зарядов к сумме энергий невзаимодействующих зарядов

Заряды расположены в точках с координатами (0, 0) и (1, 0). Если бы энергия w3 отсутствовала, то рассматриваемое отношение имело вид плоскости w = 1 (см. формулу (21)).

Как видно из рис. 2 и формулы (21), значение w равно нулю в центре отрезка R0 (x = 0,5; y = 0); w = 1 на окружности, вписанной между зарядами; w = 2, максимально достижимое значение при x, y → ∞. Взаимодействие зарядов существенно дополняет сумму их собственных энергий и положительными, и отрицательными вкладами; при отталкивании зарядов энергия поля как бы «уходит» из центральной зоны наружу. Однако,

|w3/(w1+w2)| ≤ 1, (22)

то есть плотность энергии взаимодействия зарядов в каждой точке поля никогда не превышает суммы плотностей их собственных силовых полей. Новая деформированная структура поля обладает большей энергией, чем недеформированная. Поле «стремится» избавиться от избыточной энергии, и отсюда возникают силы взаимодействия. Механизм образования деформированной «надструктуры» w3 целиком определяется принципом суперпозиции (векторным сложением напряжённостей полей).

Выясним, как соотносятся полные энергии взаимодействия внутри центральной зоны и за её пределами? Ответ на него может дать интегрирование по формуле (17) с учётом (16) и (18). Интеграл по y после подстановки

dV = 2πR03ydydx, y2 = z, 2ydy = dz (23)

в формулу (17) становится табличным. Вводя обозначения,

a = 1, b = x2 + (1 – x)2, c = x2(1 – x)2, (24)

имеем

A ∫V w3dV = A∙2πR03∫xdx ∫z (± c1/2 + z) dz / (az2 + bz + c)3/2 = B ∫xI(x)dx, (25)

I(x) = (± c1/2 – z)/(4ac – b2)(az2 + bz + c)1/2|0∞ = [1/(1 – 2x)2] ± [1/(1 – 2x)2], (26)

B = (q2∙4πR03/32π2ε0R04) = q2/8πε0R0. (27)

Смысл I(x) – потенциальная энергия на единицу длины вдоль x, просуммированная по бесконечной плоскости (с координатой x), перпендикулярной оси x. С другой стороны, это – осреднённая в названной плоскости относительная сила воздействия на заряд слоем поля, толщиной dx. График I(x) показан на рис. 3.

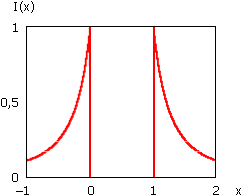


Рис. 3. Изображение I(x) по формуле (26)

Интеграл (25) вычисляется в пределах от нуля до бесконечности. При этом надо различать три области по x:

1) область отрицательных значений (–∞ < x < 0, знак плюс перед c1/2);

2) область между зарядами (0 ≤ x ≤ 1, знак минус перед с1/2);

3) область оставшихся положительных значений (1 < x < ∞, знак плюс перед c1/2).

Аналогично применяются знаки в правой части (26).

Вычисления по формуле (25) дают следующие результаты. В областях 1 или 3

I1, 3(x) = q2/4πε0R0(1 – 2x)2. (28)

Во второй области

I2(x) = 0. (29)

Из формул (3), (17), (25) следует, что и в других случаях, каковы бы ни были величины и знаки зарядов, потенциальная энергия в области 2 равна нулю, причём компенсация положительных и отрицательных вкладов происходит в каждой плоскости x = const. Этот факт заслуживает особого внимания, так как в области 2 происходят существенные деформации поля. Таким образом, оказывается, что вся энергия взаимодействия сосредоточена в областях 1 и 3 поровну. Воздействие на заряды осуществляется не из пространства между зарядами, а из пространства снаружи.

Интегрирование выражения (25) по x в пределах от –∞ до +∞ приводит к результату

∫I1,3(x)dx = (q2/4πε0R0)·(0,5+0,5) = q2/4πε0R0 = U. (30)

Независимое интегрирование (17) воспроизводит (ещё раз!) закон Кулона для U и подтверждает предположение (15). Интересная деталь: в выражении (17) значимые для взаимодействия зарядов величины (q и R0) выводятся за знак интеграла, образуя необходимую энергию U, а сам интеграл, в конечном счете, оказывается равным единице при любых обстоятельствах. Формулы (25)...(30) демонстрируют вероятностный характер распределения энергии внутри поля, и объясняют причину совпадения расчётов энергии взаимодействия двумя разными способами, упомянутыми во введении. Так и должно быть, потому что напряжённости E обладают свойствами квантовомеханических амплитуд [14].

При рассмотрении взаимодействия разноимённых зарядов значение W3 (см. формулу (13)) становится положительным внутри центральной зоны, и отрицательным за её пределами. Знак минус приобретает потенциальная энергия U.

Функция W3 применяется также в вариационной процедуре (принципе наименьшего действия) для электрической составляющей электромагнитного поля (см. [5, 12]). В этом случае W3 с самого начала рассматривается, как распределение вероятностей взаимодействия по точкам пересечения напряжённостей E1 и E2 в пространстве. Результат такой процедуры для статического поля тот же, как по форме (вычисление функции Лагранжа по формулам (25)...(30)), так и по содержанию (закон Кулона).

Р.Фейнман в своей Нобелевской лекции [13] отмечает: «...электродинамику можно построить... различными способами, – на основе дифференциальных уравнений Максвелла, (или) на основе различных принципов наименьшего действия с полями, и без полей... Самые фундаментальные законы физики после того, как они уже открыты, все-таки допускают такое невероятное многообразие формулировок, по первому впечатлению не эквивалентных, и всё же таких, что после определенных математических манипуляций между ними всегда удаётся найти взаимосвязь. Чем это можно объяснить, – остаётся загадкой. Думается, что здесь каким-то образом отражается простота природы. Может быть, вещь проста только тогда, когда её можно исчерпывающим образом охарактеризовать несколькими различными способами, ещё не зная, что на самом деле ты говоришь об одном и том же».

Вернёмся к формуле (4а) и попытаемся на её основе выстроить гипотезу для понимания механизма размещения внутри поля энергии взаимодействия U. Будем считать, что плотность ρ описывает, как заряды, изначально создающие поле, так и заряды, образованные (наведенные) полем в физическом вакууме. Теперь подынтегральное выражение (4а) можно положить равным нулю в каждой точке поля,

(ε0E2 – φρ)/2 = 0; (31)

при этом дислокация ρ не будет точечной, но закономерности Е и φ, определённые формулами (2) и подтверждённые экспериментально, не подлежат пересмотру. Совпадение «точечных» расчётов с опытом имеет место и для неточечных, но сферически симметричных источников. Кроме того, мы полагаем, что суммарный наведенный заряд, состоящий из равного количества положительных и отрицательных зарядов, равен нулю.

Из выражения (31) по известным значениям E и φ можно найти некоторые свойства одной из моделей физического вакуума – «поляризованного» вакуума [8]. Согласно этой модели возбуждение вакуума заключается «в узком смысле слова, в рождении виртуальных пар заряженных частиц-античастиц (напр., пар электрон – позитрон) из вакуума... Этот эффект аналогичен поляризации диэлектрической среды внесённым в неё зарядом...». Из работы [3] следует, что в данной среде можно ожидать появления связанных зарядов с объёмной плотностью ρ'. При отсутствии сторонних зарядов в рассматриваемой части диэлектрика,

ρ' = –ε0·(Egradχ)/(1 + χ). (32)

Здесь χ – диэлектрическая восприимчивость (неоднородной, но изотропной) среды.

Преобразуем второй член в формуле (31), используя (2) и (9),

φρ = (φ1 + φ2)(ρ1 + ρ 2) = φ1ρ1 + φ2ρ2 + φ1ρ2 + φ2ρ1 = φ1ρ1 + φ2ρ2 + φρ12', (33)

ρ12' = (φ1ρ2 + φ2ρ1)/φ. (34)

Расписывая первый член формулы (31), имеем сумму W1, W2, W3 (см. формулы (3),(12),(13)). Таким образом, можно написать три равенства,

φ1ρ1 = 2W1, φ2ρ2 = 2W2, φρ12' = 2W3. (35)

Два первых равенства в (35) можно дополнить соотношениями

∫V ρ1dV = Q1, ∫V ρ2dV = Q2; (36)

в данной работе они не рассматриваются. Представляет, однако, интерес по теме статьи крайнее справа равенство в (35). Значение плотности

ρ12' = 2W3/φ (37)

можно трактовать, как источник поля с энергетической плотностью W3, образованный внешними силами. Вследствие того, что силовое поле от ρ12' не выходит из замкнутой поверхности (8), суммарный по объёму заряд от этой плотности должен равняться нулю. Ниже на рис. 4а (S) и рис. 4 б (Q) представлены расчётные значения ρ12'.

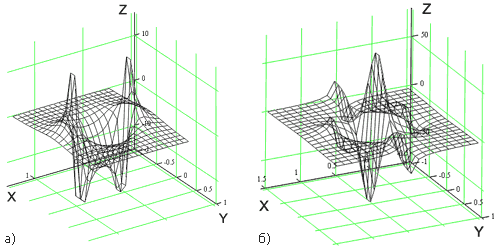


Рис. 4. Объёмная плотность ρ12': а) вычисленная для одноимённых зарядов по формуле (37) в пределах (–0,5 < x < 1,5; –1 < y < 1); б) вычисленная для разноимённых зарядов

Заряды расположены в плоскости (x, y) в точках с координатами (0, 0) и (1, 0). Для перехода к абсолютным величинам значения плотности на графике следует умножить на константу (q/4πR03). Здесь имеется неопределённость в плоскости, перпендикулярной оси x, посередине между зарядами, где φ1 + φ2 = 0.

В центральной зоне и её окрестностях плотность ρ12' принимает как положительные, так и отрицательные значения. При перемещении точки наблюдения в поле от зарядов на периферию числитель (37) уменьшается значительно быстрее, чем знаменатель. Поэтому уже вблизи зарядов и далее, на больших расстояниях, ρ12' → 0. Для разноимённых зарядов выполняется наглядно условие ∫V ρ12'dV = 0, так как интегрирование по x от –∞ до +∞ при любом y даёт нуль. В случае одноимённых зарядов подобная проверка связана с техническими трудностями.

Сравним формулы (32) и (37). Рассматриваемый вакуум неразрывно связан с породившим его электростатическим полем, и потому он называется электромагнитным (синонимы: фотонный, электрон-позитронный). Диэлектрическая восприимчивость χ вакуума должна зависеть от характеристик поля: нет поля, – нет поляризации вакуума, χ = 0. И далее: «вакуум является ареной физических процессов, обусловленных флуктуациями вакуума» [6]. Следовательно, с увеличением потенциала φ поля флуктуации будут более интенсивными, и восприимчивость вакуума к поляризации возрастёт. Суммируя сказанное, мы принимаем простейший вариант зависимости χ = kφ, где k = const., и вернёмся к формуле (32). После подстановки χ = kφ в (32) имеем,

ρ' = –ε0(E∙gradkφ)/(1 + kφ) = ε0kЕ2/(1 + kφ) = 2k(W1 + W2 + W3)/(1 + kφ) = ρ1 + ρ2 + ρ12'. (38)

Согласно работе [3] знаменатель в формуле (38) представляет собой относительную диэлектрическую проницаемость ε среды, ε = 1 + χ = 1 + |kφ|. Знак модуля введён потому, что в изотропной среде величина χ не зависит от направления поля. Если |kφ| >> 1, то единицей в знаменателе (38) можно пренебречь, и плотность ρ12', найденная из формулы (38), полностью совпадает с вычисленной по (37). Неравенство |kφ| >> 1 и, следовательно, ε >> 1 логически вписывается в модель «поляризованного» вакуума.

Переход диэлектрической проницаемости вакуума от ε = 1 (обычный вакуум) к ε >> 1 (физический вакуум) в результате взаимодействия зарядов означает, что поле аккумулирует внешнюю энергию посредством ослабления связи виртуальных частиц и создания в вакууме связанных зарядов.

Автор выражает искреннюю благодарность В.С. Лаврусу за помощь при подготовке статьи к печати.

**Список литературы**

Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. Электричество и магнетизм. / Пер. с англ. – М: «Мир», 1966.

Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. / Пер. с англ. – М: «Наука», 1975.

Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М: «Наука», 1978.

Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М: «Высшая школа», 1999.

Медведев Б.В. Начала теоретической физики. – М: «Наука», 1977.

Матвеев А.Н. Квантовая механика и строение атома. – М: «Высшая школа», 1985.

Фейнман Р. Теория фундаментальных процессов. / Пер. с англ. – М: «Наука», 1978.

Физический энциклопедический словарь. // Под. ред. Прохорова А.М. – М: «Советская энциклопедия», 1983.

Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. – М: «Советское радио», 1956.

Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. / Пер. с англ. – М: «Мир», 1966.

Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество. – М: «Наука», 1977.

Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. / Пер. с англ. – М: «Мир», 1968.

Фейнман Р. Характер физических законов. Нобелевская лекция: разработка квантовой электродинамики в пространственно–временном аспекте. / Пер. с англ. – М: «Мир», 1968.

Фейнман Р. КЭД – странная теория света и вещества. / Пер. с англ. – М: «Наука», 1988.