The nucleon-nucleon dispersion on basis of the physical analog with dynamic of rotation

V. G. Ermilov
General Physics Institute, Moscow, Russia

The crossections, phases and amplitudes of elastic nucleon-nucleon scattering are determined in terms of wavy ψ-function and its derivatives. Comparison of the calculations with experimental results is made.

УДК 530.18:531.12

Вывод уравнений электромагнитного поля, порождаемого магнитными моментами

В. Е. Домрачев
ГП «Научно-исследовательский институт "Гелий"», г. Винница, Украина

При применении математического формализма общей теории относительности к электродинамике в линеаризованном варианте теории при учете вращения отдельных зарядов получаются две системы линейных уравнений поля. Первая система соответствует уравнениям электромагнитного поля, порождаемого электрическими зарядами, и совпадает с уравнениями Максвелла, постулируемыми в электродинамике. Вторая система соответствует уравнениям электромагнитного поля, порождаемого магнитными моментами. Причем эти уравнения являются независимыми от уравнений Максвелла и равноправными с ними.

Известно, что электромагнитные поля, порождаемые электрическими зарядами, описываются в общем случае (в рамках линейной теории) уравнениями Максвелла. При этом возникает проблема по отысканию аналогичных уравнений, описывающих в общем случае электромагнитные поля, порождаемые магнитными моментами. Причем изначально неясно, будут ли это отдельные уравнения или же требуется такое обобщение уравнений Максвелла, чтобы в них равноправно, наряду с электрическими зарядами, входили и магнитные моменты этих зарядов. Поиску ответов на поставленные вопросы и посвящена предлагаемая статья, где получены уравнения электромагнитного поля, порождаемого магнитными моментами.

Ранее были получены следующие линеаризованные уравнения электромагнитного поля

$$\Box A_i = -\frac{4\pi}{c}\left(\frac{\tilde{G}}{c}\tilde{T}_{ik}u^k\right), \quad i, k = 0, 1, 2, 3, \qquad (1)$$

где $\Box$ — оператор Д'Аламбера;

$\tilde{T}_{ik}$ — компоненты тензора энергии импульса электрических зарядов;

$\tilde{G}$ — введенная в работе электромагнитная постоянная;

u^k — 4-мерный вектор скорости зарядов источников поля;

c — скорость света.

Компоненты 4-мерного потенциала электромагнитного поля выражаются через малые добавки $\tilde{h}_{ik}$ к метрическому тензору пространства Минковского

$$A_i = \left(\frac{2\tilde{G}}{c}\tilde{h}_{00}, \ \frac{\tilde{G}}{c}\tilde{h}_{0\alpha}\right), \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \qquad (2)$$

Нашей задачей является вывод уравнений электромагнитного поля (1) для случая, когда поле создается совокупностью свободных электрических зарядов, каждый из которых к тому же вращается. Такими зарядами могут быть, к примеру, электроны, характеризуемые двумя независимыми электрическими характеристиками: электрическим зарядом и магнитным моментом.

Уравнения электромагнитного поля (1) по форме совпадают с уравнениями запаздывающих потенциалов. Поэтому общее решение уравнений (1) можно записать в виде

$$A_i = \frac{1}{c}\int\frac{\left[\tilde{G}/c\cdot\tilde{T}_{ik}u^k\right]}{R}dV', \qquad (3)$$

где квадратные скобки в подынтегральном выражении означают, что заключенное в них берется в момент времени $t - R/c$, причем

$$R = |\vec{r} - \vec{r}'|, \qquad dV' = dx^{1'} dx^{2'} dx^{3'};$$

штрихованные координаты — это координаты заряда — источника поля с радиусом-вектором $\vec{r}'$, нештрихованные — координаты пробной частицы с радиусом-вектором $\vec{r}$.

Вначале применим формулу (3) для отыскания потенциалов поля, создаваемого отдельно взятым вращающимся как целое электрическим зарядом. Выберем систему отсчета, покоящуюся относительно данного a-го заряда

$$\widetilde{P}^{\alpha} = \int \widetilde{T}^{0\alpha}_{(a)} dV'_{(a)} = 0,$$

здесь интегрирование осуществляется по объему, занимаемому a-м зарядом, и начало координат поместим в центре электрического заряда

$$\int x^{\alpha} \widetilde{T}^{(a)}_{00} dV'_{(a)} = 0.$$

Вектор 4-мерной скорости в такой системе $u^k = (1,0)$. Воспользуемся далее решением аналогичной задачи теории гравитации [1, 2], где определено внешнее поле слабогравитирующего источника. Полученные в теории гравитации результаты переносятся на наш случай с учетом того факта, что вместо гравитирующей массы рассматривается электрический заряд, являющийся источником электромагнитного поля. Соответственно, в используемых формулах появляются необходимые размерные множители. С точностью до членов порядка $0(1/r^2)$ выражения для потенциалов электромагнитного поля в рассматриваемом случае принимают следующий вид:

$$A_0^{(a)} = \frac{\widetilde{G}}{c^2} \int \frac{\left[\widetilde{T}^{(a)}_{00}\right]}{R} dV'_{(a)} = \frac{Q_{(a)}}{r} + 0\left(\frac{1}{r^3}\right); \tag{4}$$

$$A_{\alpha}^{(a)} = \frac{\widetilde{G}}{c^2} \int \frac{\left[\widetilde{T}^{(a)}_{0\alpha}\right]}{R} dV'_{(a)} = \frac{\widetilde{M}^{(a)}_{\alpha\beta} n^{\beta}}{r^2} + 0\left(\frac{1}{r^3}\right), \tag{5}$$

где электрический заряд a-го заряда

$$Q_{(a)} = \frac{\widetilde{G}}{c^2} \int \widetilde{T}^{(a)}_{00} dV'_{(a)},$$

$\vec{n} = \vec{R}/R$, а тензор полного момента a-го электрического заряда связан с недиагональными компонентами тензора энергии импульса электрических зарядов, образующих структуру a-го заряда,

$$\widetilde{M}^{(a)}_{\alpha\beta} = \frac{1}{c} \int \left(x_{\alpha} \widetilde{T}^{(a)}_{0\beta} - x_{\beta} \widetilde{T}^{(a)}_{0\alpha} \right) dV'_{(a)}.$$

Выражение (5) для векторного потенциала можно записать в векторной форме

$$\vec{A}_{(a)} = \frac{\left[\vec{\mu}_{(a)} \vec{n}\right]}{r^2} + 0\left(\frac{1}{r^3}\right) \equiv \frac{\vec{l}_{(a)}}{r^2} + 0\left(\frac{1}{r^3}\right), \tag{6}$$

где $\vec{\mu}_{(a)}$ — магнитный момент a-го заряда, и вектор $\vec{l}_{(a)} \equiv \left[\vec{\mu}_{(a)} \vec{n}\right]$.

Из формул (4)—(6) следует, что вдали от слабого покоящегося источника скалярный потенциал электромагнитного поля не зависит от времени и однозначно определяется электрическим зарядом источника; аналогично векторный потенциал также не зависит от времени и целиком определяется магнитным моментом заряда источника. Кроме того, компоненты $\widetilde{T}^{(a)}_{\alpha\beta}$ — "натяжения" внутри a-го заряда источника не влияют на потенциалы создаваемого им линеаризованного электромагнитного поля.

Используя общие преобразования Лоренца [3] и формулы (4)—(6), запишем выражения для потенциалов электромагнитного поля, создаваемого a-м зарядом, в лабораторной системе отсчета, относительно которой a-й заряд движется с малой скоростью $\vec{v}$

$$A_0^{(a)} = \frac{Q_{(a)}}{r} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\left(\vec{l}_{(a)} \vec{v}\right)}{r^2}, \tag{7}$$

$$A_{\alpha}^{(a)} = \frac{Q_{(a)}}{r} \frac{v_{\alpha}}{c} + \frac{l_{\alpha}^{(a)}}{r^2}. \tag{8}$$

Далее, используя полученные результаты (7), (8), построим потенциалы электромагнитного поля, создаваемого системой электрических зарядов, распределенных в пространстве с плотностями электрического заряда ρ_e и магнитного момента $\vec{\mu}$, а, соответственно, и вектора $\vec{l}$. Для этого, пользуясь принципом суперпозиции, суммируем потенциалы полей, создаваемых всеми a-ми зарядами системы. Переходя же к указанным плотностям, заменим суммы интегралами и в результате получим следующие выражения искомых потенциалов:

$$A_0 = \int \frac{\left[\rho_e\right]}{R} dV' + \frac{1}{c} \cdot \int \frac{\left[\left(\vec{l}\vec{v}\right)\right]}{R^2} dV', \tag{9}$$

$$A_{\alpha} = \frac{1}{c} \int \frac{\left[\rho_e v_{\alpha}\right]}{R} dV' + \int \frac{\left[l_{\alpha}\right]}{R^2} dV'. \tag{10}$$

Квадратные скобки в подынтегральных выражениях формул (4), (5) и (9), (10) имеют тот же смысл, что и в формуле (3).

С другой стороны, эти потенциалы могли быть найдены из формулы (3) для запаздывающих потенциалов, где $\widetilde{T}_{ik}$ уже является тензором энергии импульса системы свободных и вращающихся электрических зарядов. Сравнивая выражения (3) и (9), (10), можно записать

$$\frac{\widetilde{G}}{c} \widetilde{T}_{ik} u^k = j_i + \frac{L_i}{R}, \tag{11}$$

где в правой части равенства кроме традиционного 4-мерного вектора плотности тока электрических зарядов

$$j_i = (\rho_e c,\ \rho_e \vec{v})$$

появляется еще один 4-мерный вектор,

$$L_i = \left(\left(\vec{l}\vec{v}\right),\ \vec{l}c\right),$$

который по аналогии назовем плотностью тока магнитного момента электрических зарядов.

Подставляя (11) в (1), получаем искомые уравнения электромагнитного поля

$$\Box A_i = -\frac{4\pi}{c}\left(j_i + \frac{L_i}{R}\right). \qquad (12)$$

Представим далее потенциалы электромагнитного поля в виде суммы

$$A_k = A_k^{(1)} + A_k^{(2)}, \qquad (13)$$

где $A_k^{(1)}$ — потенциалы электромагнитного поля, порождаемого электрическим зарядом;

$A_k^{(2)}$ — потенциалы электромагнитного поля, порождаемого магнитным моментом.

О возможности такого разделения свидетельствует вид формул (9), (10). Подставляя (13) в (12), имеем

$$\Box A_i^{(1)} + \frac{4\pi}{c} j_i = \Box A_i^{(2)} + \frac{4\pi}{c}\frac{L_i}{R}. \qquad (14)$$

Поскольку в равенстве (14) левая и правая части зависят от разных параметров, то это равенство следует приравнять постоянной, которую можно положить равной нулю. Основанием для этого является то, что левая часть равенства (14) превращается при этом в уравнения Максвелла

$$\Box A_i^{(1)} = -\frac{4\pi}{c} j_i, \qquad (15)$$

которые имеют широкое эмпирическое подтверждение. Приравнивая же нулю правую часть равенства, мы получаем линеаризованные уравнения электромагнитного поля, порождаемого магнитными моментами

$$\Box A_i^{(2)} = -\frac{4\pi}{c}\frac{L_i}{R}. \qquad (16)$$

Тот факт, что нам удалось разделить уравнение (12) на (15) и (16), свидетельствует о независимости в рамках линейной электродинамики электромагнитных полей, порожденных электрическими зарядами и магнитными моментами.

Необходимость уравнений (16) следует уже из того, что электрон характеризуется двумя независимыми электрическими характеристиками: электрическим зарядом и магнитным моментом. Причем магнитный момент исходно сосуществует на равных с электрическим зарядом электрона и последним не определяется.

В заключение обратим внимание на полученные выше скалярные потенциалы (7), (9), которые состоят из двух слагаемых. Первое слагаемое представляет собой кулоновский потенциал, обусловленный наличием у частицы, являющейся источником поля, электрического заряда. Это фундаментальный потенциал теоретической физики. Он называется фундаментальным потому, что находится как точное решение таких фундаментальных физических уравнений, каковыми являются уравнения Максвелла. Второе слагаемое в уравнениях (7), (9) представляет собой потенциал, обусловленный наличием у частицы магнитного момента. По нашему мнению, его также следует отнести к разряду фундаментальных, поскольку получен он из решения уравнений (16), имеющих равноправное положение с уравнениями Максвелла (15).

Обсуждаемый потенциал убывает с расстоянием как $1/R^2$ и зависит не только от магнитного момента и его пространственной ориентации, но и от скорости движения магнитного момента, т. е. носит динамический характер. Потенциальная энергия пробной частицы, находящейся в электромагнитным поле с потенциалом (7), (9), имеет потенциальную яму, исчезающую при нулевой скорости движения магнитного момента. Представляет интерес оценка параметров потенциальных ям и характеристик соответствующих им связанных состояний для широкого круга задач от поведения атомных электронов в поле ядра и валентных электронов, образующих химические связи, до сталкивающихся частиц в ускорителях.

Заключение

Уравнения электромагнитного поля, порождаемого электрическими зарядами, в линеаризованном варианте теории выводятся из более общей нелинейной электродинамики и совпадают с уравнениями Максвелла, постулируемыми в электродинамике. Кроме того, появляются уравнения электромагнитного поля, порождаемого магнитным моментом. Причем эти уравнения являются независимыми от уравнений Максвелла и равноправными с ними.

В случае классической электродинамики для полного описания электродинамических явлений, обусловленных электрическими зарядами, формулируются три типа уравнений: уравнения поля, которыми являются уравнения Максвелла, уравнения движения заряженных частиц, на которые действует со стороны внешнего поля сила Лоренца, и материальные уравнения. Аналогично для описания электродинамических явлений, обусловленных полями, порожденными магнитным моментом, требуются также три типа подобных уравнений. Полевые уравнения сформулированы в настоящей статье. Работа, связанная с определенными нюансами в отношении уравнений движения для магнитных моментов, будет продолжена.

Литература

1. *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.* Гравитация. — М.: Мир, 1977. Т. 2. С. 525.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. — М.: Наука, ГР ФМЛ, 1973. С. 504.
3. *Меллер К.* Теория относительности. Изд. 2-е. — М.: Атомиздат, 1975. С. 400.

Статья поступила в редакцию 21 декабря 2004 г.

Conclusion of the equations of the electromagnetic field produced by the magnetic moments

V. E. Domrachev
Scientifically Research Institute "Helium", Vinnitsa, Ukraine

Applying a mathematical formalism of the general theory of relativity to electrodynamics in linear variant of the theory, at the account of rotation of separate charges two systems of the equations of a field turn out. The first system corresponds to the equations of the electromagnetic field produced by electric charges, and coincides with Maxwell's equations. The second system corresponds to the equations of the electromagnetic field produced by the magnetic moments. And these equations are independent of Maxwell's equations and equal in rights with them.

УДК 678.067:536.21

Теплопроводность гетерогенных материалов.
Часть I. Модель структуры гетерогенных материалов с взаимопроникающими компонентами*

С. Г. Жиров, А. А. Коптелов, Ю. М. Милехин
Федеральный центр двойных технологий "Союз", г. Дзержинский, Московская обл., Россия

Предложена вероятностная модель структуры материала, отражающая хаотичность распределения в матрице частиц наполнителей, размеры которых распределены по произвольному закону. Рассмотренная модель является основой для создания принципиально нового подхода к расчету эффективной теплопроводности неоднородных материалов с взаимопроникающими компонентами.

Расчет эффективной теплопроводности λ гетерогенных материалов чаще всего проводят, заменяя их реальную структуру наиболее подходящими моделями упорядоченных структур, в которых можно выделить элементарную ячейку или период, т. е. обладающих дальним порядком [1—4]. Такие модели не отражают реальной хаотичности распределения наполнителей в матрице; полученные с их помощью формулы для расчета λ, как правило, применимы лишь в ограниченных диапазонах степеней наполнения и соотношениях теплопроводностей наполнителя и матрицы. В ряде случаев удовлетворительное описание эффективной проводимости систем матричного типа достигается при использовании метода построения асимптотических формул, предложенного впервые Максвеллом [5], и метода возмущений [6]. Однако первый из них применим в приближении малой концентрации включений, а второй — при любой концентрации компонентов, но при малых изменениях проводимости. Имеющиеся более или менее узкие двухсторонние неравенства ("вилки") для эффективной теплопроводности [5, 7, 8], основанные на применении вариационных принципов и призванные избежать грубых погрешностей, в ряде практических случаев неприменимы. В частности, такие оценки некорректны для сильно неоднородных систем и не имеют смысла, если характерный размер изучаемой гетерогенной системы соизмерим с периодом структуры упорядоченной модели.

* Часть II будет опубликована в № 4 настоящего журнала.