

Из уравнения (8) следует, что решением является конфигурация с $\text{Re } \eta_1 = \text{Re } \eta_2 \equiv \eta_0$, описывающая «слияние» полюсов. С учетом этого имеем из уравнений (6), (7):

$$\begin{aligned} \text{Im } \eta_{1,2} &= \frac{1}{\alpha} \left(1 + 2 \frac{\beta - \gamma}{\beta + \gamma} \right) \left(1 \pm \sqrt{\frac{\beta + \gamma}{2\beta}} \right) = \\ &= \frac{\theta^2 - \theta + 1}{G} \left(1 \pm \sqrt{\frac{2\theta}{\theta^2 + 1}} \right). \end{aligned}$$

Нетрудно показать, что и в общем случае произвольного числа полюсов допустимыми являются лишь решения описанного типа, в которых все полюса расположены на одной вертикальной прямой в комплексной плоскости η . Для этого надо взять вещественную часть уравнения (5) с номером k , соответствующим крайнему правому полюсу в верхней полуплоскости. При этом мы получим равенство нулю суммы неотрицательных членов, пропорциональных разностям $\text{Re}(\eta_k - \eta_l)$.

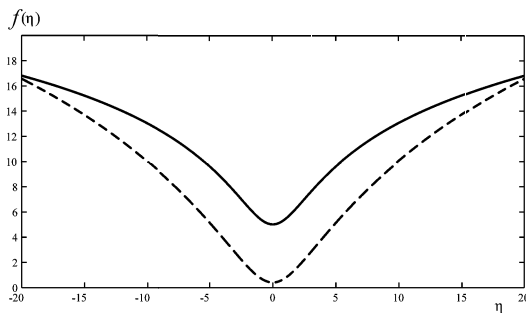


Рис. 2. Двухполюсное (сплошная линия) и четырехполюсное (штриховая линия) решения уравнения (4) для $\theta = 8$

На рис. 2 показаны двух- и четырехполюсные решения для случая $\theta = 8$ (полагая по-прежнему $G = 10, \eta_0 = 0$).

Таким образом, в смысле своего влияния на развитие неустойчивости ведущие нелинейные эффекты, связанные с наличием поля тяжести, имеют качественно тот же характер, что и линейные. В отличие от последних, однако, эти эффекты обеспечивают полную стабилизацию фронта при распространении пламени в направлении действия поля. Существенно, что возникающая при этом конфигурация фронта является непериодической и представляет собой «горб» в направлении распространения пламени, на который накладывается мелкомасштабная «рябь», соответствующая ячеистой структуре фронта.

Вопрос о том, какое полюсное решение для профиля фронта пламени выбирается в действительности, требует исследования устойчивости различных полюсных конфигураций и может быть решен, разумеется, лишь численно на основе общего нестационарного уравнения (1).

Литература

1. Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. 1944. **14**. С. 240.
2. Darrieus G. Доклады на «La Technique Moderne» и «Le Congrès de Mécanique Appliquée». 1938, 1945 (не опубликовано).
3. Pelce P., Clavin P. // J. Fluid Mech. 1982. **124**. P. 219.
4. Kazakov K.A., Liberman M.A. // Com. Sci. Tech. 2002. **174**. P. 129.
5. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М., 1980.
6. Thual O., Frish U., Henon M. // J. Phys. (France). 1985. **46**. P. 1485.

Поступила в редакцию
19.02.03

УДК 530.145

АНОМАЛИЯ КОНИШИ ДЛЯ $N = 1$ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ, РЕГУЛЯРИЗОВАННОЙ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ

П. И. Пронин, Б. А. Розентул, К. В. Степаньянц

(кафедра теоретической физики)

E-mail: petr@theor.phys.msu.su, stepan@phys.msu.su

В терминах компонентных полей для $N = 1$ суперсимметричной электродинамики, регуляризованной методом высших производных, вычислена аномалия Кониши. Установлено, что полученный результат согласуется с вычислениями, проведенными в формализме суперграфов.

Введение

Хорошо известно [1–4], что в суперсимметричных теориях аксиальная аномалия и аномалия следа тензора энергии-импульса принадлежат одному супер-

мультиплету. В силу теоремы Адлера–Бардина [5] аксиальная аномалия является чисто однопетлевой, тогда как аномалия следа пропорциональна β -функции [6]. Поэтому суперсимметричная инвариант-

ность должна, по-видимому, приводить к тому, что в суперсимметричных теориях поправки к β -функции должны существовать только в однопетлевом приближении [7]. Однако вычисления, выполненные для $N = 1$ суперсимметричных моделей в рамках метода размерной редукции [8–10], показали, что двухпетлевой вклад в β -функцию оказывается отличным от нуля. Полученное противоречие получило название «проблемы аномалий» [11].

Предпринимались неоднократные попытки решения этой проблемы. Например, в работе [12] было доказано существование некоторого дополнительного аномального вклада, который для случая электродинамики, тесно связан с аномалией Кониши [13, 14], представляющей собой вакуумное среднее:

$$\left\langle \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi} \right) \right\rangle. \quad (1)$$

При этом для β -функции получено точное во всех порядках выражение, связывающее ее с аномальной размерностью суперполей материи. Ранее такое выражение было построено в работе [15] исходя из требования ренорминвариантности инстантонных вкладов в эффективное действие, и получило название «точная β -функция Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова (NSVZ)». Для случая $N = 1$ суперсимметричной электродинамики, который далее будет рассмотрен в этой работе, точная NSVZ β -функция имеет следующий вид:

$$\beta(\alpha) = \frac{\alpha^2}{\pi} \left(1 - \gamma(\alpha) \right), \quad (2)$$

где $\gamma(\alpha)$ — аномальная размерность суперполя материи. Оказалось, что NSVZ β -функция с точностью до схемы перенормировки согласуется с вычислениями, выполненными с использованием размерной редукции [16, 17].

Несколько иное решение проблемы аномалий предложено в работе [18]. В этой работе было показано, что преобразования масштабирования полей в суперсимметричных теориях являются аномальными, благодаря чему в зависимости от выбираемой нормировки полей может возникать либо чисто однопетлевой результат, либо точная NSVZ β -функция, что, вообще говоря, противоречит результатам вычислений с использованием размерной редукции. Оказалось [19], что результат [18] получается при использовании регуляризации высшими производными [20, 21]. В однопетлевом приближении результаты, полученные с помощью высших производных, всегда согласуются с результатами, вычисленными методами размерной техники [22]. Однако в двухпетлевом приближении появляются отличия [23], которые, по-видимому, связаны с тем, что регуляризация с помощью размерной редукции [24] является математически противоречивой [25]. В частности, противоречивость размерной редукции приводит к нулевому результату для аномалии Кониши, которая

фактически представляет собой сумму диаграмм со вставками контрчленов в линии полей материи. При использовании регуляризации высшими производными, дополненной регуляризацией Паули–Вилларса на однопетлевом уровне, для таких диаграмм в работе [19] получен ненулевой результат, который изменяет величину схемно-независимого двухпетлевого вклада в β -функцию и делает его равным нулю. Тем не менее, все вычисления при этом проводились с использованием формализма суперграфов. Для того чтобы быть уверенным, что ненулевой результат для суммы диаграмм с контрчленными вставками не является артефактом этого формализма, было бы желательно выполнить аналогичное вычисление в терминах компонентных полей. Такое вычисление проводится в данной работе.

1. $N = 1$ суперсимметричная электродинамика

Безмассовая $N = 1$ суперсимметричная электродинамика в суперпространстве описывается действием:

$$S_0 = \frac{1}{4e^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi} \right). \quad (3)$$

При этом ϕ и $\tilde{\phi}$ — киральные суперполя, которые в терминах компонентных полей записываются как

$$\begin{aligned} \phi(y, \theta) &= \varphi(y) + \bar{\theta}(1 + \gamma_5)\psi(y) + \frac{1}{2}\bar{\theta}(1 + \gamma_5)\theta f(y); \\ \tilde{\phi}(y, \theta) &= \tilde{\varphi}(y) + \bar{\theta}(1 + \gamma_5)\tilde{\psi}(y) + \frac{1}{2}\bar{\theta}(1 + \gamma_5)\theta \tilde{f}(y), \end{aligned} \quad (4)$$

где $y^\mu = x^\mu + i\bar{\theta}\gamma^\mu\gamma_5\theta/2$ — киральные координаты, φ и $\tilde{\varphi}$ — комплексные скалярные поля, ψ и $\tilde{\psi}$ — майорановские спиноры, которые могут быть объединены в один дираковский спинор

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((1 + \gamma_5)\psi + (1 - \gamma_5)\tilde{\psi} \right), \quad (5)$$

а f и \tilde{f} — вспомогательные комплексные скалярные поля.

Через V в действии (3) обозначено абелево вещественное суперполе, которое в компонентах в калибровке Весса–Зумино записывается как

$$\begin{aligned} V(x, \theta) &= \frac{1}{2}\bar{\theta}\gamma^\mu\gamma_5\theta A_\mu(x) + i\sqrt{2}(\bar{\theta}\theta)(\bar{\theta}\gamma_5\chi(x)) + \\ &+ \frac{1}{4}(\bar{\theta}\theta)^2 D(x), \end{aligned} \quad (6)$$

где A_μ — калибровочное поле, χ — майорановский спинор, а D — вещественное скалярное вспомогательное поле.

Суперполе W_a является суперсимметричным аналогом тензора напряженности калибровочного поля и в абелевом случае определяется как

$$W_a = \frac{1}{16} \bar{D}(1 - \gamma_5) D \left[(1 + \gamma_5) D_a V \right], \quad (7)$$

где суперсимметричная ковариантная производная D записывается в виде

$$D = \frac{\partial}{\partial \theta} - i \gamma^\mu \theta \partial_\mu. \quad (8)$$

Поле W_a является киральным вейлевским спинором и с использованием киральных координат y^μ может быть представлено как

$$W_a = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \left(\sqrt{2} \chi(y) - i \theta D(y) + \frac{1}{2} \Sigma_{\mu\nu} \theta F^{\mu\nu}(y) - \frac{i}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \chi(y) \bar{\theta} (1 + \gamma_5) \theta \right). \quad (9)$$

После взятия интеграла по антикоммутирующим переменным θ действие (3) в терминах компонентных полей записывается в виде

$$S = \frac{1}{e^2} \int d^4 x \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + i \bar{\chi} \gamma^\mu D_\mu \chi + \frac{1}{2} D^2 \right) + \int d^4 x \left(\mathcal{D}_\mu \varphi^* \mathcal{D}^\mu \varphi + \mathcal{D}_\mu \bar{\varphi}^* \mathcal{D}^\mu \bar{\varphi} + i \bar{\Psi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \Psi + \varphi^* D \varphi - \bar{\varphi}^* D \bar{\varphi} + i \bar{\Psi} (1 - \gamma_5) \chi \varphi + i \varphi^* \bar{\chi} (1 + \gamma_5) \Psi - i \bar{\chi} (1 - \gamma_5) \Psi \bar{\varphi} - i \bar{\varphi}^* \bar{\Psi} (1 + \gamma_5) \chi \right). \quad (10)$$

Важным аспектом при исследовании структуры квантовых поправок является регуляризация. В суперсимметричных теориях этот вопрос стоит особенно остро, поскольку наиболее часто используемая размерная регуляризация [26] нарушает суперсимметрию, а ее модификация, получившая название размерная редукция [24], является математически противоречивой [25]. Известно [20, 21], что непротиворечивой регуляризацией является метод высших ковариантных производных, дополненный регуляризацией Паули–Вилларса для устранения остаточных однопетлевых расходимостей. Принимая во внимание, что в абелевом случае все компоненты суперполя W_a являются калибровочно инвариантными, введение такой регуляризации заключается в следующей модификации исходного действия:

$$S_0 \rightarrow S = S_0 + S_\Lambda = \frac{1}{4e^2} \text{Re} \int d^4 x d^2 \theta W_a C^{ab} \left(1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) W_b + \frac{1}{4} \int d^4 x d^4 \theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \bar{\phi}^* e^{-2V} \bar{\phi} \right),$$

а также добавления в производящий функционал детерминантов Паули–Вилларса

$$\prod_i \left(\det PV(V, M_i) \right)^{c_i},$$

где

$$\left(\det PV(V, M) \right)^{-1} = \int D\Phi D\bar{\Phi} \times \exp \left\{ i \left[Z(\Lambda/\mu) \frac{1}{4} \int d^4 x d^4 \theta \left(\Phi^* e^{2V} \Phi + \bar{\Phi}^* e^{-2V} \bar{\Phi} \right) + \frac{1}{2} \int d^4 x d^2 \theta M \bar{\Phi} \Phi + \frac{1}{2} \int d^4 x d^2 \bar{\theta} M \bar{\Phi}^* \Phi^* \right] \right\}, \quad (11)$$

Φ и $\bar{\Phi}$ — поля Паули–Вилларса с массой M , а коэффициенты c_i удовлетворяют уравнениям

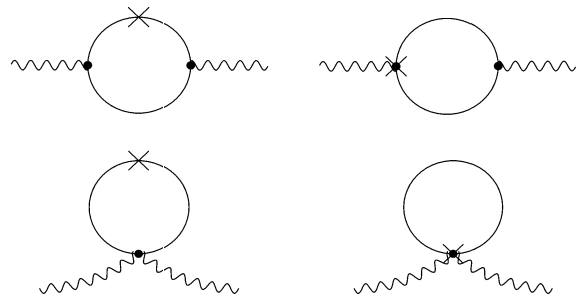
$$\sum_i c_i = 1; \quad \sum_i c_i M_i^2 = 0. \quad (12)$$

Массы полей Паули–Вилларса M_i удобно выбирать пропорциональными параметру Λ в слагаемом с высшими производными для того, чтобы в теории присутствовал только один масштаб регуляризации.

2. Компонентное вычисление аномалии Кониши

Как было указано ранее, аномалия Кониши представляет собой вакуумное среднее от функционала (1). Эта величина получена в результате вычисления диаграмм Фейнмана, которые приведены на рисунке. Вообще говоря, во внешних линиях могут присутствовать как векторные, так и спинорные компоненты суперполя V . Для простоты вычислений рассмотрим диаграммы с внешними линиями калибровочного поля A_μ . Тогда по петле будут распространяться либо только скалярные, либо только спинорные поля. (В спинорном случае диаграммы с двойной вершиной отсутствуют.) При этом поскольку в компонентах

$$\frac{1}{4} \int d^4 x d^4 \theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \bar{\phi}^* e^{-2V} \bar{\phi} \right) = \int d^4 x \left(\mathcal{D}_\mu \varphi^* \mathcal{D}^\mu \varphi + \mathcal{D}_\mu \bar{\varphi}^* \mathcal{D}^\mu \bar{\varphi} + i \bar{\Psi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \Psi + \varphi^* D \varphi - \bar{\varphi}^* D \bar{\varphi} + f^* f + \bar{f}^* \bar{f} + i \bar{\Psi} (1 - \gamma_5) \chi \varphi + i \varphi^* \bar{\chi} (1 + \gamma_5) \Psi - i \bar{\chi} (1 - \gamma_5) \Psi \bar{\varphi} - i \bar{\varphi}^* \bar{\Psi} (1 + \gamma_5) \chi \right),$$



Диаграммы Фейнмана, дающие нетривиальные вклады в аномалию Кониши для $N = 1$ суперсимметричной электродинамики

то крестик будет означать вставку соответствующих членов разложения:

$$\int d^4x \left(\mathcal{D}_\mu \varphi^* \mathcal{D}^\mu \varphi + \mathcal{D}_\mu \bar{\varphi}^* \mathcal{D}^\mu \bar{\varphi} + f^* f + \bar{f}^* \bar{f} \right) \quad (13)$$

в скалярном случае (степень A_μ определяется числом линий калибровочного поля в вершине) и

$$\int d^4x i \bar{\Psi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \Psi$$

в спинорном случае.

После вычисления диаграмм, показанных на рисунке, были получены следующие результаты.

1. Если внутренние линии соответствуют скалярным полям, то

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} A_\mu A_\nu \sum_i c_i M_i^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \times \\ \times \left(- \frac{4(2k_\mu + p_\mu)(2k_\nu + p_\nu)}{(k^2 - M_i^2)^2 \left((k+p)^2 - M_i^2 \right)} + \frac{4}{(k^2 - M_i^2)^2} \right).$$

Существенно, что в формуле (13) имеется член, содержащий $f^* f$, поскольку его присутствие удваивает результат.

2. В случае, когда внутренние линии соответствуют спинорным полям:

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} A_\mu A_\nu \sum_i c_i M_i^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \times \\ \times \frac{4 \left(\eta^{\mu\nu} (-k^2 + M_i^2 - 2k_\alpha p^\alpha) + 4(k^\mu + p^\mu) k^\nu \right)}{(k^2 - M_i^2)^2 \left((k+p)^2 - M_i^2 \right)}.$$

Суммируя результаты, получаем выражение для компоненты аномалии Кониши, пропорциональной $A_\mu A_\nu$:

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} A_\mu A_\nu \sum_i c_i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \times \\ \times \frac{4M_i^2}{(k^2 - M_i^2)^2 \left((k+p)^2 - M_i^2 \right)} (\eta^{\mu\nu} p^2 - p^\mu p^\nu).$$

Содержащийся здесь интеграл может быть вычислен в евклидовом пространстве после поворота Вика. Для этого нужно заметить, что в пределе $M_i \rightarrow \infty$ можно пренебречь внешним импульсом p в знаменателе. Тогда несложно проверить, что

$$\sum_i c_i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{M_i^2}{(k^2 + M_i^2)^3} = \frac{1}{32\pi^2} \sum_i c_i = \frac{1}{32\pi^2}.$$

Поэтому рассматриваемая компонента аномалии Кониши в координатном представлении окажется равной

$$\frac{1}{16\pi^2} \int d^4x F_{\mu\nu}^2.$$

Принимая во внимание, что полный результат для аномалии Кониши (при учете диаграмм, в которых во внешних линиях присутствует спинорный суперпартнер калибровочного поля) должен быть инвариантным относительно преобразований суперсимметрии, окончательно получаем, что

$$\left\langle \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \left(\phi^* e^{2V} \phi + \bar{\phi}^* e^{-2V} \bar{\phi} \right) \right\rangle = \\ = - \frac{1}{16\pi^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} W_b. \quad (14)$$

Этот результат подтверждает вычисления, проведенные с использованием той же регуляризации и явно суперсимметричной техники вычислений с помощью суперграфов [19, 23].

Заключение

В настоящей работе проведено компонентное вычисление аномалии Кониши для $N = 1$ суперсимметричной электродинамики, регуляризованной методом высших производных, дополненной на однопетлевом уровне регуляризацией Паули–Вилларса. При этом были отдельно вычислены вклады спинорной и скалярной петель. Суммарный результат оказался точно таким же, как и результат, полученный при помощи суперграфов. Поэтому можно с уверенностью говорить, что ненулевой вклад контрчленных диаграмм не является артефактом применения суперсимметрично инвариантной техники вычислений. Причина его появления, по-видимому, связана с использованием непротиворечивой регуляризации, тогда как в методе размерной редукции математическая противоречивость метода приводит к неправильному нулевому результату.

Интересным вопросом является вычисление аномалии Кониши при использовании регуляризации методом обрезания петлевого импульса. Такая регуляризация, вообще говоря, нарушает калибровочную инвариантность, но сохраняет суперсимметрию. Тем не менее, можно построить схему перенормировки, которая будет приводить к функциям Грина, автоматически удовлетворяющим тождествам Уорда как в обычных [27], так и в суперсимметричных [28] теориях. Конкретный расчет двухпетлевой β -функции для безмассовой $N = 1$ суперсимметричной электродинамики, регуляризованной обрезанием петлевого импульса при использовании канонической нормировки суперполей материи, был выполнен в работе [29]. Однако при использовании голоморфной нормировки появляется дополнительный вклад, пропорциональный аномалии Кониши, вычисление которого должно производиться крайне осторожно. Способ его проведения мы надеемся предложить в последующих работах.

Литература

1. Ferrara S., Zumino B. // Nucl. Phys. 1975. **B87**. P. 207.
2. Clark T.E., Piquet O., Sibold K. // Nucl. Phys. 1978. **B143**. P. 445.
3. Piquet O., Sibold K. // Nucl. Phys. 1982. **B196**. P. 428.
4. Piquet O., Sibold K. // Nucl. Phys. 1982. **B196**. P. 447.
5. Adler S.L., Bardeen W.A. // Phys. Rev. 1969. **182**. P. 1517.
6. Adler S.L., Collins J.C., Duncan A. // Phys. Rev. 1977. **D15**. P. 1712.
7. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I. // Phys. Lett. 1985. **B157**. P. 169.
8. Tarasov O.V., Vladimirov V.A. // Phys. Lett. 1980. **B96**. P. 94.
9. Grisar M.T., Rocek M., Siegel W. // Phys. Rev. Lett. 1980. **45**. P. 1063.
10. Caswell W., Zanon D. // Phys. Lett. 1980. **B100**. P. 152.
11. Казаков Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 1985. **41**. С. 272.
12. Shifman M., Vainstein A. // Nucl. Phys. 1986. **B277**. P. 456.
13. Konishi K. // Phys. Lett. 1984. **B135**. P. 439.
14. Clark T.E., Piquet O., Sibold K. // Nucl. Phys. 1979. **B159**. P. 1.
15. Novikov V., Shifman M., Vainstein A., Zakharov V. // Phys. Lett. 1985. **B166**. P. 329.
16. Jack I., Jones D.R.T., North C.G. // Nucl. Phys. 1997. **B486**. P. 479.
17. Jack I., Jones D.R.T. // E-print hep-ph/9707278.
18. Arkani-Hamed N., Mirayama H. // JHEP. 2000. **0006**. P. 030.
19. Soloshenko A., Stepanyantz K. // E-print hep-th/0203118.
20. Славнов А.А. // ТМФ. 1975. **23**. С. 3.
21. Bakeyev T., Slavnov A.A. // Mod. Phys. Lett. 1996. **A11**. P. 1539.
22. Pronin P.I., Stepanyantz K. // Phys. Lett. 1977. **B414**. P. 117.
23. Stepanyantz K. // E-print hep-th/0301167.
24. Siegel W. // Phys. Lett. 1979. **B84**. P. 193.
25. Siegel W. // Phys. Lett. 1980. **B94**. P. 37.
26. 'tHooft G., Veltman M. // Nucl. Phys. 1972. **B44**. P. 189.
27. Slavnov A. // Phys. Lett. 2001. **B518**. P. 195.
28. Slavnov A.A., Stepanyantz K. // E-print hep-th/0208006.
29. Пронин П., Розентул Б., Степаньянц К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2003. № 3. С. 7 (Moscow University Phys. Bull. 2003. No. 3. P. 7).

Поступила в редакцию
18.04.03

УДК 537.611.3

МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ МАГНЕТИКА

Л. И. Антонов

(кафедра общей физики)

E-mail: lev@genphys.phys.msu.ru

На основании модели точечных магнитных моментов получены выражения для параметров макроскопического поля вектора намагниченности. Показано, что поле вектора намагниченности состоит из вихревой и потенциальной частей. Вид полученного разложения зависит от выбранной системы единиц. Проведено сравнение магнитного поля вектора намагниченности с электрическим полем вектора поляризации и показана их эквивалентность. По обсуждаемым проблемам сформулированы методические положения преподавания раздела «Электричество и магнетизм» в курсе физики.

Введение

В разделе «Электричество и магнетизм» курса физики традиционно рассматривается множество практических задач, которые с той или иной степенью успеха описываются различными идеализированными моделями. Важное место среди таких задач занимает макроскопическая магнитодинамика, в которой изучаются магнитные поля в пространстве, заполненном веществом. Вид уравнений магнитодинамики, а также смысл входящих в них величин, зависят от физической природы материальной среды. Однако имеется одно уравнение, которое справедливо для любой достаточно плотной среды. В рамках дипольной модели это уравнение связывает намагниченность \mathbf{M} , индукцию \mathbf{B} и напряженность

\mathbf{H} магнитного поля в веществе. В гауссовой системе единиц (СГС) и в системе Хевисайда–Лоренца (Кона) оно имеет вид соответственно:

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} \quad [1, \text{с. } 84], \\ \mathbf{B} &= \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad [2, \text{с. } 76].\end{aligned}\tag{1}$$

В системе СИ в различных учебниках оно записывается по-разному:

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad [3, \text{с. } 269], \\ \mathbf{B} &= \mathbf{H} + \mu_0\mathbf{M} \quad [4, \text{с. } 142], \\ \mathbf{B} &= \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M} \quad [5, \text{с. } 260],\end{aligned}\tag{2}$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Проблема заключается не только в том, что существующие методи-