(нестационарности) в $\Phi(t)$ и условие $T \gg \frac{2\pi}{\Omega}$ приводят к равномерности распределения $\Phi(t)$.

В итоге приведенные данные обосновывают высокую достоверность законов распределения (3), (4), соответствующих μ-модели отраженного сигнала. В связи с этим при решении задач ионосферного распространения, когда необходимо учитывать вид законов $W(\Phi)$, целесообразно использовать выражения (3), (4) (вместо обычно используемого закона $W(\Phi)$ модели Райса), как соответствующие действительному положению. Полученные данные могут представлять интерес также при решении задач оптимального приема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Драчев Л. А., Миркотан С. Ф., Березин Ю. В., Кияновский М. П., Виноградова М. Б., Гайлит Т. А. ДАН СССР, 1958, **123**, 5, 817.
2. Гайлит Т. А. «Геомагнетизм и аэрономия», 1966, **6**, № 2, 327.
3. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, ч. 1. М., 1969.
4. Миркотан С. Ф., Вологдин А. Г. «Геомагнетизм и аэрономия», 1974, **14**, № 3, 554.
5. Миркотан С. Ф., Вологдин А. Г. «Геомагнетизм и аэрономия», 1971, **11**, № 5, 833.
6. Владимиров В. И. «Радиотехника и электроника», 1967, **12**, № 5, 906.

Поступила в редакцию
28.6 1977 г.
Кафедра
волновых процессов

УДК 530.12:531.18

Л. В. Настина

ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ НОВОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Основным достижением теории Эйнштейна — Картана [1] является установление фундаментального факта о связи гравитационного поля кручения с нелинейностью волновых полей со спином [2]. Такая связь устанавливается путем исключения кручения из уравнений поля с помощью уравнений Киббла — Фролова [3, 4] и появления за счет этого эффективных членов самодействия в уравнениях для физических полей. Эти члены ответственны за спин-спиновое контактное взаимодействие волновых полей. При этом оказывается, что в случае фермионов кручение может как порождать, так и компенсировать минимальную нелинейность типа ψ^3 [5, 6]; в то время как для бозонов индуцированная нелинейность нарушает их калибровочную инвариантность [7]. Последний факт может иметь в дальнейшем принципиальное значение при построении теории единого нелинейного вакуума.

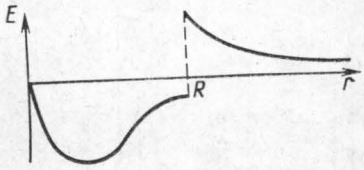

Рис.

В настоящей работе получено решение уравнений электродинамики, нелинейность которых порождается кручением [7]

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\,\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}}\left(\sqrt{-g}\,F^{\alpha\beta}\right) = -bA^{\nu}F^{\alpha\beta}F_{\alpha\nu} + \frac{4\pi}{c}\,j^{\beta} \qquad (1)$$

(где A_α — 4-потенциал электромагнитного поля, $F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha +$

$+ bA_\nu (A_\alpha F_\beta{}^\nu - A_\beta F_\alpha{}^\nu)$ — тензор электромагнитного поля, $\alpha, \beta, \gamma = 0, 1, 2, 3$, $\sqrt{-g} = \det \| g_{\alpha\beta} \|$, $g_{\alpha\beta}$ — метрика Минковского,

$$b = \frac{k}{c^4} = 0{,}82 \cdot 10^{-49} \text{ с}^3/\text{г} \cdot \text{см},$$

$k = 6{,}67 \cdot 10^{-5}$ см^3/г$\cdot$с^2 — ньютоновская гравитационная постоянная, j^β — внешний источник) для статической равномерно заряженной сферы.

В этом случае уравнение (1) сводится к уравнению

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = bE^2 \varphi + 4\pi\sigma\delta(R - r) \tag{2}$$

с граничными условиями

$$\varphi_+ |_R = \varphi_- |_R; \quad (E_+ - E_-) |_R = \frac{q}{R^2}; \quad \varphi_+ = \frac{q}{r} \text{ при } r \to \infty. \tag{3}$$

Здесь $A_\mu = (\varphi, 0, 0, 0)$, $\varphi = \begin{cases} \varphi_+ & r \geqslant R \\ \varphi_- & r \leqslant R \end{cases}$,

$$\mathbf{E} = (E, 0, 0), \quad E = F_{01} = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} \Big/ (1 + b\varphi^2), \quad E = \begin{cases} E_+ & r \geqslant R \\ E_- & r \leqslant R, \end{cases}$$

$q = 4\pi\sigma R^2$ — заряд сферы, σ — поверхностная плотность заряда: r — радиальная координата; R — радиус сферы.

Решение уравнения (2) с граничными условиями (3) имеет вид

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}_- = \dfrac{q\left(1 - \operatorname{ch} \dfrac{q\sqrt{b}}{R}\right)}{\operatorname{ch}\left[\dfrac{q\sqrt{b}}{r}\left(1 - \operatorname{ch}\dfrac{q\sqrt{b}}{R}\right) + \dfrac{q\sqrt{b}}{R}\left|\operatorname{ch}\dfrac{q\sqrt{b}}{R}\right.\right]} \dfrac{\mathbf{r}}{r^3} & r \leqslant R, \\ \mathbf{E}_+ = \dfrac{q}{\operatorname{ch}\dfrac{q\sqrt{b}}{r}} \dfrac{\mathbf{r}}{r^3} & r \geqslant R. \end{cases}$$

Качественная зависимость $\mathbf{E}(r)$ представлена на рисунке. При $\varphi = \dfrac{q\sqrt{b}}{r} = \text{const}$ с увеличением R (при этом растет заряд q) $r_{\max}$ смещается в сторону больших радиусов.

Из рисунка видно, что заряженная сфера индуцирует заряды во внешней и внутренней областях, причем расчет показывает равенство этих зарядов, $|\tilde{q}_+| = |\tilde{q}_-|$.

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю кандидату физ.-мат. наук В. Н. Пономареву за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пономарев В. Н. Препринт, ИТФ АН УССР, **69Р**, 1973.
2. Кречет В. Г., Пономарев В. Н. «Теор. и матем. физика», 1975, **25**, 141.
3. Kibble T. W. B. «J. Math. Phys.», 1961, **2**, 212.
4. Фролов Б. Н. В сб.: «Современные проблемы гравитации». Тбилиси, 1965.
5. Родичев В. И. ЖЭТФ, 1961, **40**, 1469.

6. Krezet W. G., Ponomarew W. N. «Acta. Phys. Pol.», 1976, B8, 553.
7. Пономарев В. Н., Сметанин Е. В. В сб.: «Проблемы теории гравитации и элементарных частиц». М., 1978.

Поступила в редакцию
25.10 1977 г.
Кафедра
теоретической физики

УДК 548:539.26:546.23.24

А. А. Кацнельсон
В. И. Кручинкина
И. И. Попова
В. М. Силонов

УПОРЯДОЧЕНИЕ В СПЛАВАХ Se—Te

Атомный ближний порядок ранее исследовался в твердых растворах металлов и полупроводников с плотноупакованной структурой или структурой типа алмаза, причем во всех исследованных системах было обнаружено существование нехаотического взаимного расположения атомов разного сорта. Наличие ближнего порядка зафиксировано и в жидких сплавах. В то же время существование подобного вида порядка в структурах, например, цепочечного характера до последнего времени экспериментально доказано не было. Лишь недавно [1] исследование распределения диффузного рассеяния рентгеновских лучей в сплаве Se—Te показало, что в этом сплаве возникает атомный ближний порядок с преимущественным соседством разноименных атомов. Это следует из рис. 1, на котором показано распределение интенсивности диффузного рассеяния (от угла скольжения θ) для сплава Se—Te эквиатомного состава.

Видно, что вблизи возможной сверхструктурной линии обнаруживается максимум диффузного рассеяния. Интересно, что этот максимум привел к подъему на кривой зависимости интенсивности рассеяния аморфным сплавом Se с 4 ат.% Te (рис. 1). Этот подъем связан с сохранением преимущественного соседства атомов Se и Te и при переходе в аморфную фазу.

Данная работа была поставлена с целью объяснения обнаруженных явлений на основе теории псевдопотенциалов. Как показано в [2—4], энергия упорядочения связана с форм-факторами псевдопотенциалов компонентов сплава следующим соотношением:

$$V(R) = \frac{\Omega_0}{\pi^2} \int F(q)\, q^2\, \frac{\sin(qR)}{qR}\, dq, \qquad (1)$$

где Ω_0 — атомный объем, q — модуль волнового вектора, связывающего начальное и конечное состояние электрона, R — межатомное расстояние, $F(q)$ — характеристическая функция, имеющая вид

$$F(q) = \frac{\Omega_0}{8\pi} |\Delta w(q)|^2 q^2 \cdot \frac{\varepsilon(q) - 1}{\varepsilon^*(q)} + \frac{2\pi}{\Omega_0 q^2} |\Delta z|^2 e^{-q^2/4\eta}. \qquad (2)$$

Здесь $\Delta w(q) = w_A(q) - w_B(q)$; $w_A(q)$ и $w_B(q)$ — неэкранированные форм-факторы компонентов, $\varepsilon(q)$ — диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon^*(q)$ — диэлектрическая проницаемость с учетом обменной и корреляционной поправок, Δz — разность валентностей компонентов, η — пара-