



თბილისის
უნივერსიტეტი

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

282

290 /
1988 / 3

ISSN 0376—2637

ფიზიკა

ФИЗИКА

PHYSICS

26

101 p. 282

თბილისი Тбилиси Tbilisi

1988

მშობლის უსივრსივევის გამწეებრძა
Издательство Тбилисского университета
Tbilisi University Press



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
Proceedings of Tbilisi University

282

ფიზიკა
PHYSICS

თბილისი 1988 Tbilisi



Труды Тбилисского университета

282

Ф И З И К А

Тбилиси 1988



Редакционная коллегия

Т.Ш.Абесадзе (секретарь), Н.С.Амаглобели, И.Ш.Вашакидзе,
З.С.Качlishvili, Т.И.Копалейшвили (редактор), Т.И.Санадзе,
А.А.Хелашвили.

საწიგნო-საგანმანათლებლო კოლეგია

თ.შ.აბესაძე (მდივანი), ნ.სამაგლობელი, ი.შ.ვაშაკიძე,
ზ.ს.კაჩლიშვილი (რედაქტორი), თ.სანაძე, თ.ი.კოპალეიშვილი,
ა.ა.ხელაშვილი.

Editorial board

T.Abesadze (secretary), N.Amaglobeli, Z.Kachlishvili, A.Khelashvili,
T.Kopaleishvili (editor), T.Sanadze, I.Vashakidze.

© Издательство Тбилисского университета, 1988



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის ნიშნის მქონის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის ტომები

282, 1988

СТРУНОПОДОБНОЕ КАЛИБРОВОЧНОЕ ПОЛЕ ТРАНСЛЯЦИЙ

М.Я. Гогберашвили

I. Введение

В работе найдено струноподобное решение уравнений новой тензорно-тензорной теории гравитации (обзор этой теории приведен в п.2). Поиск решений типа струн подсказала аналогия этой теории с калибровочной теорией дилокаций в упругой среде (п.3). Показано, что такие двумерные объекты во Вселенной могут привести к аналогу эффекта Ааршова-Бома (п.5) и к новому механизму образования галактик (п.6).

2. Тензорно-тензорная теория гравитации.

Тензорно-тензорная теория гравитации была предложена с целью устранения трудности физической интерпретации калибровочного поля трансляций /1,2/ в работах /3-8/, в которых показано, что калибровочное поле трансляций меняет производные и дифференциалы по правилу

$$\begin{aligned} \partial_\mu &\longrightarrow \tilde{\partial}_\mu = (h^{-1})^\alpha_\mu \partial_\alpha, \\ dx^\nu &\longrightarrow \tilde{dx}^\nu = h^\nu_\alpha dx^\alpha. \end{aligned} \tag{1}$$

79012

საქ. სსრ კ. მარქსის
სახ. საბ. რესპუბ.
ბიბლიოთეკა

Соответственно меняются метрика, элемент длины и объема пространства Минковского

$$\begin{aligned}
 g_{\mu\nu} &\rightarrow \tilde{g}_{\mu\nu} = h_{\mu}^{\alpha} h_{\nu}^{\beta} \eta_{\alpha\beta}, \\
 dl^2 &\rightarrow \tilde{ds}^2 = \tilde{g}_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}, \\
 d^4x &\rightarrow \tilde{d}^4x = h d^4x,
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где

$$\begin{aligned}
 h_{\mu}^{\nu} &= \delta_{\mu}^{\nu} + \partial_{\mu} u^{\nu} + \theta_{\mu}^{\nu}, \\
 h &= \det(h_{\mu}^{\nu}).
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Выбор обозначения (3) подчеркивает сходство величин h_{μ}^{ν} с тетрадными функциями h_{μ}^{α} . Но эти поля являются разными математическими объектами по форме (у h_{μ}^{ν} , в отличие от h_{μ}^{α} , оба индекса мировые и по сути h_{μ}^{α} - это глобальное сечение фактор-расслоения на фактор-пространстве $GL(4, R)/I_6$, а h_{μ}^{ν} - это 1-форма связности аффинного расслоения $AT(X^4)$). Если в (1), (2) учесть и гравитационное поле $h_{\mu}^{\alpha}, g_{\mu\nu}$, то эффективная тетрада и эффективная метрика

$$H^{\alpha} = h_{\mu}^{\alpha} h_{\mu}^{\nu},$$

(4)

$$\tilde{g}_{\alpha\beta} = g_{\mu\nu} h_{\mu}^{\alpha} h_{\nu}^{\beta} = \eta_{\alpha\beta} H^{\alpha} H^{\beta}$$

оказываются гибридом двух обычно рассматриваемых трактовок классического гравитационного поля /9,10/ и калибровочного поля трансляций /1-2/. Таким образом, данная теория оказывается тензорно-тензорной и включает в себя, как частные случаи, известные скалярно-тензорную и векторно-тензорную теории гравитации.

Калибровочное поле трансляций входит в лагранжианы материальных полей только в составе детерминанта и эффективного метрического тензора, поэтому его источником, как и источником гравитационного поля, оказывается тензор энергии-импульсов материи $T_{\mu\nu}$.

Лагранжиан теории построен по аналогии со стандартными Янг-Миллсовскими лагранжианами в виде всевозможных квадратичных сверток калибровочно-инвариантных величин

$$D_{\mu} u^{\nu} = \partial_{\mu} u^{\nu} + \theta_{\mu}^{\nu},$$

(5)

$$F_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\mu} \theta_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu} \theta_{\mu}^{\alpha}$$

После физических ограничений на константы лагранжиан имеет вид:



$$\begin{aligned} \hbar \mathcal{L}_{\text{TOT}} = \hbar (\mathcal{L}_\theta + \mathcal{L}_m) = & -\hbar \frac{1}{2} (\ell_{\mu\nu} \dot{\ell}^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \dot{\ell}^2) - \\ & -\hbar \frac{1}{\alpha} (F_{\mu\nu}^{\mu} F_{\alpha..}^{\nu\alpha} - \frac{1}{2} F_{\mu\nu\alpha} F^{\mu\nu\alpha}) + \hbar \frac{1}{48} \bar{F}^\nu \bar{F}_\nu + \hbar \mathcal{L}_m, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{F}^\nu &= \varepsilon^{\nu\delta\gamma\mu} F_{\delta\gamma\mu}, \\ \ell_{\mu\nu} &= \tilde{J}_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (7)$$

а \mathcal{L}_m - лагранжиан материальных полей. Варьируя этот лагранжиан по калибровочному полю трансляций θ_μ^ν и по касательному вектору u^ν , с последующим наложением калибровочного условия

$$u^\nu(x) = 0,$$

получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_\nu \left[\hbar \frac{2}{\alpha} (\delta_\beta^\alpha F_{..}^{\delta\delta} - \delta_\beta^\nu F_{..}^{\delta\alpha} - F_{\beta..}^{\nu\alpha}) - \hbar \frac{1}{26} \varepsilon_\beta^{\nu\gamma\alpha} \bar{F}_\nu \right] - \\ - \hbar \hbar_{\beta\gamma} d(\ell^{\nu\alpha} - \frac{1}{2} \eta^{\nu\alpha} \ell) + \hbar (\hbar^{-1})_{\beta}^{\alpha} \mathcal{L}_\theta = -\hbar (\hbar^{-1})_{\beta}^{\alpha} T_{\beta}^{\nu} \\ \partial_\nu \left[\hbar \hbar_{\beta\gamma} d(\ell^{\nu\alpha} - \frac{1}{2} \eta^{\nu\alpha} \ell) - \hbar (\hbar^{-1})_{\beta}^{\alpha} (\delta_\beta^\nu \mathcal{L}_\theta + T_\alpha^\nu) \right] = 0. \end{aligned} \quad (8)$$



3. Калибровочная теория дислокаций.

Существует хорошая аналогия данной теории с калибровочной теорией сдвигов в твердом теле [11], в которой касательный вектор соответствует вектору смещения среды, а калибровочные поля трехмерных трансляций интерпретируются как дислокации (линейные дефекты кристаллической решетки). В твердом теле внешнее напряжение (аналог тензора энергии-импульса) тоже порождает два поля - поле упругих деформаций и поле дислокаций. Эта аналогия позволяет наглядно представить себе калибровочное поле трансляций как своего рода дислокации пространственно-временного многообразия.

4. Решение в виде струны.

Аналогия с дислокациями подсказывает поиск струноподобного решения уравнений калибровочного поля трансляций (8). Подобные двумерные объекты - космические струны - уже рассматриваются в теории поля [12-14]. Они являются решениями уравнений гипотетического скалярного поля, допускающегося на начальных стадиях развития Вселенной. Ввиду специального выбора тензора энергии-импульса ядра струны

$$T_t^t = T_z^z = \frac{1}{2} T_y^y, \quad (9)$$

она не оказывает гравитационного действия на окружающую материю. Решение уравнений Эйнштейна в цилиндрических координатах для космической струны

$$ds^2 = (dt - \alpha d\theta)^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - dz^2 \quad (10)$$



соответствует локально-плоскому пространству и описывает конус.

Можно показать, что уравнения калибровочного поля трансляций (8) в вакууме, т.е. когда

$$T_{\mu\nu} = 0,$$

допускает частное решение

$$\theta_{.x}^t = \theta_{.x}^z = \frac{\alpha y}{x^2 + y^2}, \quad (11)$$

$$\theta_{.y}^t = \theta_{.y}^z = -\frac{\alpha x}{x^2 + y^2},$$

где α - некая константа. Действительно, в этом случае напряженность калибровочного поля трансляций (5) и комбинации тензора (7)

$$l_{xz} = -l_{xt} = -\frac{\alpha y}{x^2 + y^2}, \quad (12)$$

$$l_{y.} = -l_{yt} = \frac{\alpha x}{x^2 + y^2}$$

в уравнениях (8) равняются нулю.

Найдем компоненты эффективного метрического тензора (4) для (11) в цилиндрических координатах



$$\tilde{g}_{tt} = -\tilde{g}_{rr} = -\tilde{g}_{zz} = 1,$$

$$\tilde{g}_{\theta\theta} = -r^2,$$

(13)

$$\tilde{g}_{0z} = -\tilde{g}_{\theta t} = \alpha.$$

Обратный тензор имеет вид:

$$\tilde{g}^{tt} = 1 - \frac{\alpha^2}{r^2},$$

$$\tilde{g}^{rr} = -1,$$

$$\tilde{g}^{\theta\theta} = -\frac{1}{r^2},$$

(14)

$$\tilde{g}^{zz} = -1 - \frac{\alpha^2}{r^2},$$

$$\tilde{g}^{\theta z} = \tilde{g}^{\theta t} = -\frac{\alpha}{r^2},$$

$$\tilde{g}^{tz} = -\frac{\alpha^2}{r^2}.$$

Рассчитав тензор энергии-импульса

$$T_{tt} = -T_{zz} = T_{zt} = \frac{\alpha^2 A}{r^2} \quad (15)$$

и интервал (2)

$$\tilde{ds}^2 = \left(dt - \frac{\alpha}{r} d\theta\right)^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - \left(dz + \frac{\alpha}{r} d\theta\right)^2, \quad (16)$$



для (II) в цилиндрических координатах, видим, что они похожи на (9) и (10), т.е. решение (II) действительно соответствует двумерному, струноподобному объекту в пространстве.

5. Эффект Ааронова-Бома.

Рассмотрим уравнение движения скалярных частиц в поле струны (14)

$$(\tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu - \mu^2) \psi = 0.$$

Будем искать решение этого уравнения в виде

$$\psi(t, r, \theta, z) = \int^2 dk d\omega \ell^{i(kz + \omega t)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \ell^{im\theta} \varphi(r).$$

Для радиальной волновой функции получаем уравнение Бесселя

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{[m \cdot \alpha(k + \omega)]^2}{r^2} + P^2 \right\} \varphi(r) = 0, \quad (17)$$

где $P^2 = \omega^2 - k^2 - \mu^2$. В [15, 16] рассмотрены решения этого уравнения при разных граничных условиях. В частности получаем асимптотическое решение



$$\Psi(r) \rightarrow e^{-i(\alpha\theta + P r \cos\theta)} \pm \frac{e^{i\pi}}{\sqrt{2\pi i P r}} \sin \pi\alpha \frac{e^{\mp i\frac{\theta}{2}}}{\cos \frac{\theta}{2}}, \quad (18)$$

где \pm соответствуют частицам, обходящим струну с разных сторон. Получили аналог известного эффекта Ааронова-Бома, заключающегося в том, что, несмотря на равенство нулю напряжения поля струны, частицы все равно чувствуют это поле (меняется интерференционная картина за струной). В отличие от электродинамики, здесь эффект существует даже для незаряженных частиц. Специфическую волну рассеяния (18) можно использовать для экспериментального обнаружения струноподобного калибровочного поля трансляций во Вселенной.

6. Образование галактик.

До сих пор в современной космологии существовало два механизма возникновения флуктуаций плотности, на которых впоследствии образовались галактики. Первый из них, базирующийся на инфляционном сценарии [18-20], неоднородности плотностей связывает с квантовыми флуктуациями поля Хиггса на начальных стадиях развития Вселенной. Но такой подход требует введения темной материи неясной природы. Альтернативой этому подходу является рассмотрение образования галактик на петлях космических струн [13]. Такие петли могли рождаться при фазовом переходе в ранней Вселенной, а потом испаряться за счет гравитационного излучения. Но в этом подходе нужно допустить существование в ранней Вселенной некоего скалярного поля.



Калибровочное поле трансляций в виде струн может третьим подходом, приводящим к стабильным неоднородностям плотности в ранней Вселенной. В отличие от других моделей, калибровочное поле трансляций вводится исходя из фундаментальных принципов и не требует введения дополнительных полей. В работе /21/ рассмотрены общие закономерности роста галактик на уже возникшем зародыше, связанного, например, с петлями струноподобного калибровочного поля трансляций. Получен характерный радиус эллиптических галактик. Обсуждается возможность связать образование спиральных галактик с наличием открытых струн в балдже спиральных галактик. Получен их характерный радиус. При таком подходе, естественно, возникает механизм закрутки галактик, кроме того наблюдаются такие особенности рукавов, как ветвление и независимость ширины от расстояния до центра, чего не удавалось ранее.

Поступила 18.XII.1987.

Зв. НИИ

Литература

1. Д.Д.Иваненко, П.И.Пронин, Г.А.Сарданашвили. Калибровочная теория гравитации. - М.: Изд-во МГУ, 1985.
2. В.Н.Пичомаев, А.О.Барвинский, Ю.Н.Обухов. Геометродинамические методы и калибровочный подход к теории гравитационных взаимодействий. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Г.А.Сарданашвили, М.Я.Гогберашвили. Известия вуз-ов, 13, 71, 1988.
4. G.Sardanashvili, M.Cogberashvili, Ann. Phys., 45, N7, 1986.



5. М.Я.Гогберашвили. Физика, Изд-о ТГУ, №25, 1988, стр.5.
6. М.Я.Гогберашвили. В сб. Всемирное тяготение и теория пространства-времени - М.: УДН, 1987.
7. G.Sardanashvili, M.Gogberashvili, Modern Phys. Lett., A2, 609, 1987.
8. М.Я.Гогберашвили. Деп. в Груз. НИИТИ 07.04.87, №302-Г87.
9. А.Эйнштейн. Собрание научных трудов. Т.1.-М.: Наука, 1965.
10. К.Меллер. Теория относительности. -М.: Атомиздат, 1975.
11. А.Кадич, Д.Эделен. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. - М.: Мир, 1987.
12. A.Vilenkin, Phys. Rep., 121,265, 1985.
13. J.Silk, A.Vilenkin, Phys. Rev. Lett, 53, 1700, 1984.
14. G.Burges, Phys. Rev., D32, 1504, 1985.
15. М.Я.Гогберашвили. Деп. в ВИНТИ 25.09.84, №5036-84.
16. М.Я.Гогберашвили. Деп. в Груз. НИИТИ 07.04.87, №301-Г87.
17. Y.Aharonov, D.Bohm, Phys. Rev., 115, 485, 1959.
18. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Строение и эволюция Вселенной. - М.: Наука, 1975.
19. С.Ф.Шандарин, А.Т.Горошкевич, Я.Б.Зельдович. УФН, 139, 83, 1983.
20. А.Д.Линде. УФН, 144, 117, 1984.
21. М.Я.Гогберашвили, В.А.Ручин. Известия вуз-ов, №4, 65, 1987.



მ. გოგბერაშვილი

სტრინგის მსგავსი ან აბრეშქოების კალიბრული ველი

რეზიუმე

ჩემთვის ნათქვამია ფრანსისკოს კალიბრული ველის განხილვა-
ბის სიძის მიხედვით ამოხსნის. ნაჩვენებია, რომ ასეთი მრგვალი-
ბილიბილიანი მრგვალი მნიშვნელობა გამოიწვევს აბრეშქო-ბილიბილი
გამოიწვევს საბრეშქო საბრეშქო ველის ფრანსისკოს კალიბრული ველ-
ის ნაჩვენებ მნიშვნელობა გამოიწვევს სიმეტრიის ფორმული
გამოიწვევს ნაჩვენებობის მნიშვნელობა.

M.Gogberashvili

STRING KIND TRANSLATION GAUGE FIELD

Summary

A string like solution of translation gauge field equations has been
found. It is shown that such a two-dimensional object can lead to the
Aharonov-Bohm effect. The possibility of galaxy formation around density
fluctuations produced translation gauge field closed string loops in the
early universe is discussed.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

282, 1988

ELECTRON LOSS BY HELIUM ATOMS PASSING
THROUGH H, Be AND H₂

H.A.Moura

19012

1. Introduction

The inelastic atom-atom and atom-molecule collisions have been topics of great interest in the study of the upper atmosphere and many physical problems in astrophysics. Various authors¹⁻³⁾ have studied the electron loss problem within the framework of the first born approximation. Because of the infinity of the first states, this approximation involves large computations even for very simple systems. Mathur et al.⁴⁾ have calculated the cross sections for the electron loss from H colliding with H₂, N₂ and O₂ using the free collision model of Dmitriev and Nikoleev.⁵⁾ They treated the molecules under the separated atom approximation and the phase difference between the electrons scattered from the two atoms of the molecule is accounted for.

საქ. სსრ კ. მარქსის
სახ. სახ. ინსტიტუტი



In the present work, we have used the first Born approximation to calculate the total electron loss cross sections from He in collisions with H, Be and H₂.

2. Theory

A projectile system A may suffer "electron loss" in an encounter with a target system B, (atom-or molecule) A+B→A⁺+e⁻+B(Σ), where Σ represents the totality of possible final states (bound or free). The differential cross section, without electron exchange, is given by⁶⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4M^2 K_f}{q^4 K_i} \left| J_{AA'} - Z_A \delta_{AA'} \right|^2 \left| J_{BB'} - K_{BB'} \right|^2 \quad (1)$$

where

$$J_{AA'}(\vec{q}) = \langle \psi_{A'} | \sum_{i=1}^{N_A} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Ai}} | \psi_A \rangle, \quad (2)$$

$$J_{BB'}(\vec{q}) = \langle \psi_{B'} | \sum_{j=1}^{N_B} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Bj}} | \psi_B \rangle, \quad (3)$$

$$K_{BB'}(\vec{q}) = \langle \psi_{B'} | \sum_{\alpha=1}^{n_B} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{p}_{B\alpha}} | \psi_B \rangle. \quad (4)$$

where \vec{r}_{Ai} , \vec{r}_{Bj} and $\vec{p}_{B\alpha}$ are the space coordinates of the electron of atom A with charge Z_A , electrons of the molecule B with a number of atomic nucleus n_B and charge $Z_{B\alpha}$, and the nucleus of molecule B, respectively, taken relative of the centre of mass of A and B; \vec{q} is the momentum transfer vector defined in terms



of the initial and final wave vectors \vec{k}_i and \vec{k}_f , by $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$, and M is the reduced mass of the colliding systems.

Summing (1) over all possible states, the total electron loss cross section is given by

$$\sigma(\theta) = \sum_{A', B'} \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

$$= \frac{4M^2 k_f}{q^4 k_i} \left((N_A F_A - Z_A)^2 + I_A S_A \right) \left((N_B F_B - Z_B K_B)^2 + N_B S_B + Z_B S_B^{(n)} \right) \quad (5)$$

where the elastic $F_c(\vec{q})$ and inelastic $S_c(\vec{q})$, $S_c^{(n)}(\vec{q})$ form factors of the system A and B is given by

$$F_A(\vec{q}) = \frac{1}{N_A} \sum_{i=1}^{N_A} \int |\psi_A|^2 e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Ai}} d\Omega_A \quad (6)$$

$$F_B(\vec{q}) = \frac{1}{N_B} \sum_{j=1}^{N_B} \int |\psi_B|^2 e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_{Bj}} d\Omega_B \quad (7)$$

$$S_c(\vec{q}) = \left(1 + \frac{1}{N_c} \sum_{i \neq k}^{N_c} \int |\psi_c|^2 e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r}_{ci} - \vec{r}_{ck})} d\Omega_c - N_c |F_c(\vec{q})|^2 \right) \quad (8)$$

$$S_B^{(n)}(\vec{q}) = \frac{1}{Z_B} \sum_{B' \neq B} |K_{BB'}|^2 = \frac{1}{Z_B} \left(\sum_{\alpha=1}^{N_B} Z_{B\alpha}^2 + \sum_{\alpha/\alpha'} Z_{B\alpha} Z_{B\alpha'} \int |\psi_B|^2 e^{-i\vec{q} \cdot (\vec{r}_{B\alpha} - \vec{r}_{B'\alpha'})} d\Omega - |Z_B K_B(\vec{q})|^2 \right) \quad (9)$$



$$K_B(\vec{q}) = \frac{1}{Z_B} \sum_{\alpha=1}^{n_B} Z_{B\alpha} \int |\Psi_B|^2 e^{-i\vec{q} \cdot \vec{p}_{B\alpha}} d\mathbf{q}_B \quad (10)$$

$$= \frac{1}{Z_B} K_{BB} \quad (11)$$

If we assume that the vibrational and rotational degrees of freedom do not take part in the scattering process, i.e., $\vec{p}_{B\alpha} = \text{constant}$, hence from (9) and (11) we have

$$S_B^{(n)}(\vec{q}) = 0, \quad K_B(\vec{q}) = \frac{1}{Z_B} \sum_{\alpha=1}^{n_B} Z_{B\alpha} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{p}_{B\alpha}} = \frac{K}{Z_B} \quad (12)$$

From (5) we obtain the integral cross section in the approximation (12)

$$\begin{aligned} \sigma^c &= \int \sigma(\theta) d\Omega \\ &= 4v_i^{-2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} q^{-3} dq \int_0^{2\pi} d\phi [(N_A F_A - Z_A)^2 + N_A S_A] [N_B S_B \\ &\quad (N_B F_B - K)^2] \end{aligned} \quad (13)$$

$$\text{where } v_i = k_i/M, \quad q_{\min} = \frac{\Delta E}{nv_i} \quad (14)$$

$$q = 2v_i \sqrt{\sin^2 \theta/2 + \left(\frac{\Delta E}{4T_i}\right)^2}$$

where ΔE and T_i are the change of the internal energy and the relative kinetic energy of the system A and B, respectively.



3. Wave Functions

The radial function of the 1S and 2S-states which describes the Br atom are taken from the work of Fock and Petreshen⁷⁾ and Veselov et al.,⁸⁾

$$R_{1S}(r) = A e^{-\alpha r}, \quad R_{2S}(r) = B(1 - cr) e^{-\beta r} \quad (15)$$

where

$$A = 2\alpha^{3/2}, \quad B = \left(\frac{4\beta^5}{3c^2 - 3\beta c - \beta^2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

where the variational parameters α and β are obtained from the orthogonality of the functions R_{1S} and R_{2S}

$$\alpha = 3.708, \quad \beta = 1.159 \quad \text{and} \quad c = \frac{\alpha + \beta}{3}$$

For H_2 , we used the Wang wave function⁹⁾ which can be written in the form

$$\Psi_e = \frac{1}{N} (U_a(1)U_b(2) + U_a(2)U_b(1)) \quad (17)$$

where

$$U_a(1) = (\beta^3/\pi)^{1/2} e^{-\beta r_{a1}} \quad (18)$$

If the U_a and U_b -values are normalized, then the normalization factor N can be written as

$$N = \sqrt{2(1 + \Delta_{ab}^2)}, \quad \Delta_{ab} = (1 + \beta\rho + \frac{1}{3}(\beta\rho)^2) e^{-3\rho} \quad (19)$$

where Δ_{ab} is the overlap integral, β is a variational parameter, and ρ is the equilibrium distance between nuclei which are defined in formula (4) and their values are

$$\beta = 1.166, \quad \text{and} \quad \rho = 1.4 \quad (20)$$

Integrating over $d\vec{\Omega}_\rho$, averaging over the orientation $\vec{\rho}_\beta$ in space we have for the elastic and inelastic form factors

$$\frac{1}{4\pi} \int (2F_{H_2} - K)^2 d\vec{\Omega}_\rho = \frac{c^2}{2} \left(1 + \frac{\sin q\rho}{q\rho} + \frac{4c\Delta_{ab}}{1+\Delta_{ab}^2} g_A \right. \\ \left. + \frac{4c^2 \Delta_{ab}^2}{(1+\Delta_{ab}^2)^2} g_A^2 \right), \quad (21)$$

$$\frac{1}{4\pi} \int S_{||2} d\vec{\Omega}_\rho = 2 \left\{ 1 + \frac{1}{1+\Delta_{ab}^2} \left(\frac{\sin q\rho}{q\rho} + g_A^2 \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{(1+\Delta_{ab}^2)} \left(K_0^2 \left(1 + \frac{\sin q\rho}{q\rho} \right) \right) + 4K_0^2 g_A \Delta_{ab} \right. \\ \left. + 2 \Delta_{ab}^2 g_A^2 \right\} \quad (22)$$

where

$$c = \frac{32 \beta^4}{(1+\Delta_{ab}^2)(4\beta^2+g^2)^2} - 2, \quad K = 2 \frac{\cos q\rho}{2} \quad (23)$$



and

$$g = \frac{1}{N^2} \int \exp(-\beta(r + |\vec{r} + \vec{\rho}|) + i\vec{q} \cdot \vec{r}) d\tau,$$

$$K_0 = \frac{16 \beta^4}{(4\beta^2 + \alpha^2)^2} \quad (24)$$

where \vec{r} is the vector from the nucleus A to a point in the volume element to be integrated over.

For ${}^4\text{He}$ atom, we used a 2-term Hartree-Fock wave function^{14, 15)} for the He ground state

$$\psi_0^{\text{HF}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \chi(\vec{r}_1)\chi(\vec{r}_2), \quad (25)$$

where

$$\chi(\vec{r}) = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^{3/2} (a_1 e^{-a_2 r} + b_1 e^{-b_2 r}), \quad (26)$$

with

$$a_1 = 2.60505, \quad b_1 = 2.08144$$

$$a_2 = 1.41, \quad b_2 = 2.61$$

Using this wave function, both the ground state atomic form factor and the incoherent scattering function can be evaluated analytically, the results are

$$F_0^{\text{He}}(q) = \left[\frac{4a_2 a_1^2}{(4a_2^2 + q^2)^2} + \frac{4b_2 b_1^2}{(4b_2^2 + q^2)^2} + \frac{4a_1 b_1 (a_2 + b_2)}{((a_2 + b_2)^2 + q^2)^2} \right], \quad (27)$$

and

$$S_{\text{inc}}^{\text{He}}(q) = 1 - |F_0^{\text{He}}(q)|^2 \quad (28)$$

4. Results and Discussion

Using the aforementioned formulae, the total electron-loss cross section from He in collision with H, Be and H₂ are calculated and plotted along with the available experimental data and theoretical works in Fig. 1, 2 and 3, respectively. From Fig. 1 it is evident that the cross section values has a maximum at 100 KeV and then level off after about 200 KeV of incident energy. Also another maximum seems to be approached at 10 KeV. The presence of double maximum may be due to the contributions to the cross section from the inelastic terms (ionization of the projectile and excitation of the target).



For Be target, two maxima are definitely seen at 20 and 100 KeV and then the cross section values level off after about 150 KeV. The present results for H and Be targets are in qualitative agreement, but the absence of experimental data or theoretical work makes it difficult to form a definite prediction.

For H₂ target, our results are approximately 6-20 times larger than the experimental measurements of Gilbody et al.,¹⁰⁾ Pivovar et al.,¹¹⁾ and Barnett and Steir¹²⁾ at 60 - 100 KeV. This large difference gradually diminishes till it becomes 10-8 times above the data of Gilbody et al.,¹⁰⁾ in the energy range 200 - 400 KeV, while our results agree with the data of Pivovar et al.,¹¹⁾ at higher impact energies (800 - 400 KeV) within a factor of 3 - 2. The present calculation for H₂ exceeds those of Tripathi et al.,¹³⁾ at all energy regions. This may be due to the inclusion of the vibration motion of the H₂ molecule in their calculations besides our use of Hartree-Fock approximation for calculating coherent and incoherent scattering factors. Moreover, the present calculation does not make any allowance for the relativistic effects, although they become important at high energies.

Department of Physics, Faculty of Science, Zagazig University, Zagazig, Egypt.

References

1. N.P. Bates and G.W. Griffing, Proc. Phys. Soc. (London) A66, (1953), 964; A67, (1954), 363; A68, (1955), 90.

- 2 T.J.M. Boyd, B.L. Giseiwitsch, and A.L. Stewart, Proc. Phys. Soc. (London) A70, (1957), 110.
- 3 D.R. Bates and A. Williams Proc.Phys.Soc.(London) A70, (1967), 306.
- 4 K.C. Mathur A.N. Tripathi and S.K. Joshi, J.Phys. B:Atom. Molec. Phys. 5, (1972), 1529.
- 5 I.S. Dmitriev and V.S. Nikolaev, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 44, (1963), 560. (Sov. Phys. - JETP 17 (1963), 447.).
- 6 H.A. Mucrad, M. Kofiazhvili, G. Mikobadze and N. Tsilusani, Proc. of Tbilisi Univ. (Georgian SSR) 208, (1979), 45.
- 7 V.Fock, and M.J. Petrashev, Phys. Zs. D. Sowietunion 6, (1934), 368.
- 8 M.G. Vecelov, I.M. Antonova, V.F. Bratsev and I.V. Kirillova, Opt. and Spect. (USSR) 10, No. 6, (1961), 693.
- 9 S.C. Wang, Phys. Rev. 31, (1928), 579.
- 10 H.B. Gilbody, R. Browning, G. Levy, A.I. McIntosh and K.F. Dinn, J. Phys. B1, (1960), 863.
- 11 L.I. Pivovarov, V.M. Tubeav and M.T. Novikov. Zh. Eksp.i Teor. Fiz., 4, (1961), 26 [Sov. Phys. - JETP 14(1962), 20.].
- 12 C.F. Barnett and P.M. Steir, Phys. Rev. 109, (1958), 385.
- 13 N. Tripathi, K.C. Mathur and S.K. Joshi, Phys. Rev.7, (1973), 109.
- 14 F.W. Byron and C.T. Jaechain, Phys. Rev. 146, (1960), 1.
- 15 C.C.J. Potthaan, L.M. Sachs and A.W. Weiss, Rev. Mod. Phys. 3, (1960), 106.



ბ.ა. შარაძე

ველიურების ატომების ანარ ველექტრონის რააკრძვა H, Be და H₂
ბაგთი ბასვილიას

კონკრეტული

ბორის ატომის ბაგრეობაში გამომავლიანი ველიურების ატომებისა-
ბან ველიურების ბორეობის სრული ვანიკვავებები, რააკრძვა H₂ ვა-
ხება H, Be და H₂ ნაბრავებს, ბგარბარის ბორეობის რეგულირ ბორ-
რატბა ვაგრბებელირება. ბორეობის ბგარბარის ბგარეობის რეგულირ
ველიურების ბორეობის რააკრძვა და ბორეობის გამომავლირება.

X.A. Морад

ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНА АТОМАМИ ГЕЛИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ
ЧЕРЕЗ H, Be и H₂
Резюме

В первом борновском приближении вычислены полные сече-
ния потери электрона атомами He при столкновении с H, Be и
H₂. Колебательным движением молекулы водорода пренебрегаются.
Полученные результаты сравниваются с имеющимися эксперимен-
тальными данными и теоретическими расчетами.

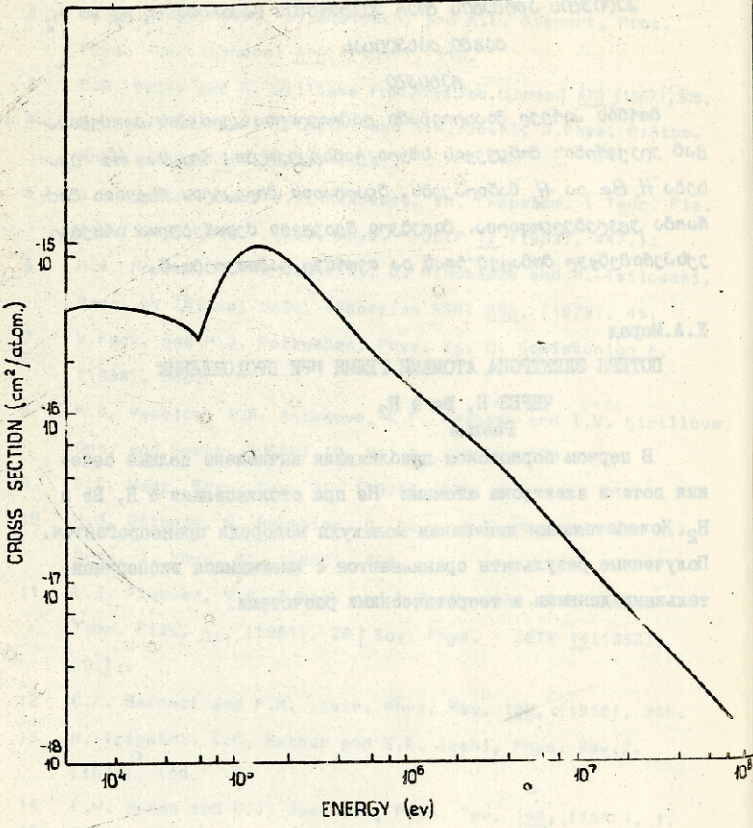
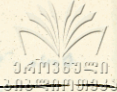


Fig. 1. Total electron-loss cross section from He in H.

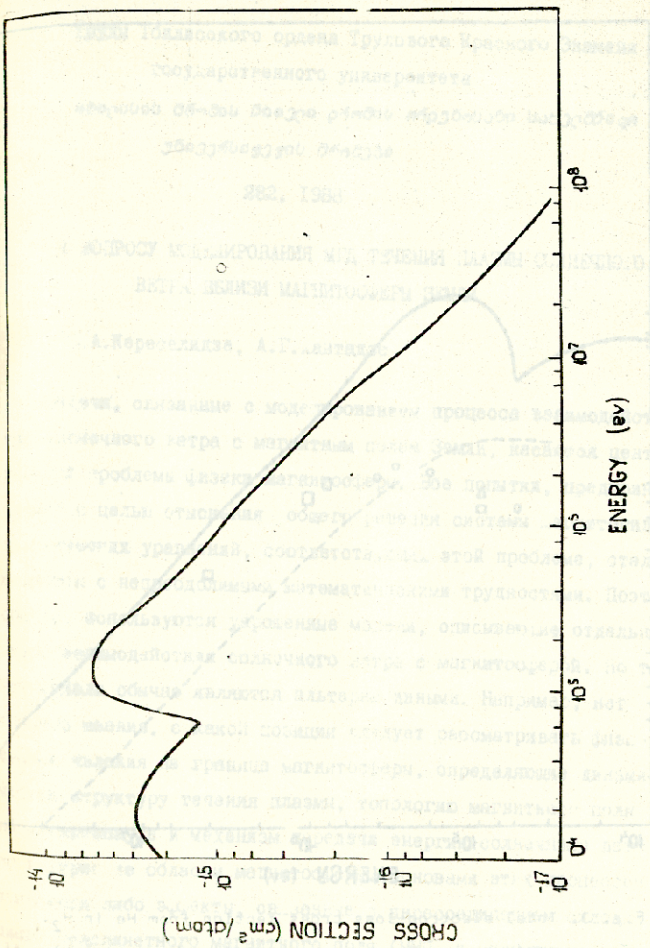


Fig. 2. Total electron-103 cross section from He in Be.

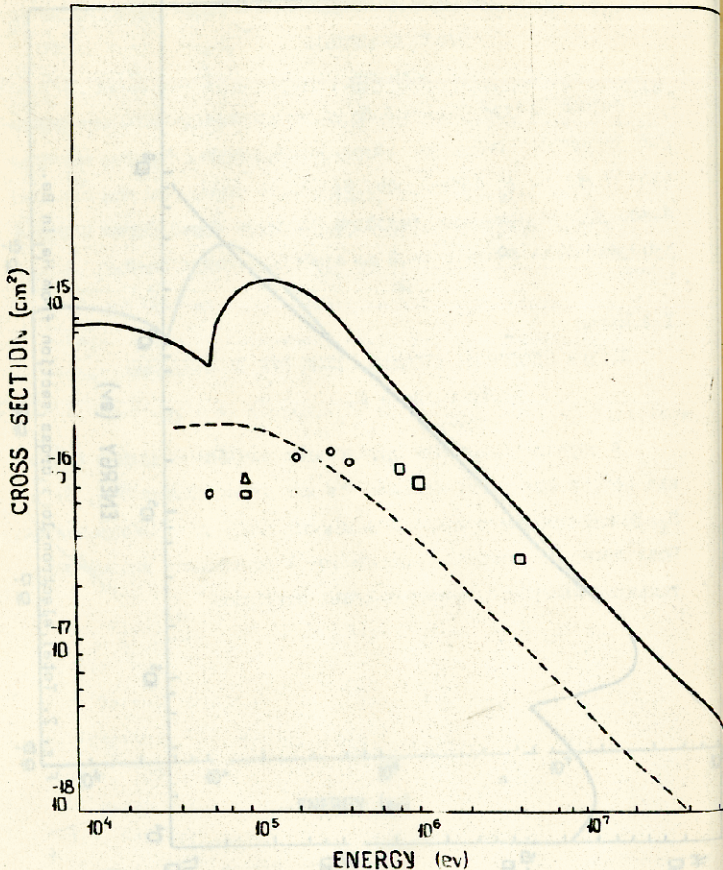


Fig. 3. Total electron-loss cross section from He in H₂. Solid Curve, Present results; -----, Calculation of Ref. (13), experimental data, □, Ref. (1), ○, Ref. (10), Δ, Ref. (12).



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ნობელი რეპლიის ორდენის მატარებელი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

282, 1988

К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ МГД ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО
ВЕТРА ВЕЛИЗИ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

З.А.Керселидзе, А.Г.Лантадзе

Задачи, связанные с моделированием процесса взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли, касаются центральной проблемы физики магнитосферы. Все попытки, предпринимаемые с целью отыскания общего решения системы магнитогидродинамических уравнений, соответствующих этой проблеме, сталкиваются с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому, обычно, используются упрощенные модели, описывающие отдельные этапы взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. Но такие модели обычно являются альтернативными. Например, нет единого мнения, с какой позиции следует рассматривать физические явления на границе магнитосферы, определяющие динамическую структуру течения плазмы, топологию магнитного поля на магнитопаузе и механизм передачи энергии солнечного ветра во внутренние области магнитосферы. Основами этих процессов считаются либо эффекты, связанные с пересоединением силовых линий межпланетного магнитного поля (ММП) и магнитного поля Земли, либо квазивязкое взаимодействие между солнечным ветром и магнитосферой. Несомненно, что оба этих механизма в магни-



тосферных условиях вполне реальны. Поэтому представляется, что имеющиеся при теоретической интерпретации сложности, в первую очередь, связаны с несовершенством теоретических моделей. Например, до последнего времени господствовало воззрение, согласно которому пересоединение магнитных силовых линий и квазивязкое взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой являются взаимоисключающими процессами. Однако результаты работы /1/ наглядно свидетельствуют, что может существовать прямая связь между режимами пересоединения силовых линий магнитного поля, протекающими по схемам Петчека /2/ или Соннерупа /3/, и решением кинематической задачи Паркера /4/ и Соннерупа-Прайста /5/. Эту кинематическую задачу можно считать одним из вариантов для моделирования квазивязкого взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой. Согласно кинематической модели, использованной в /4,5/, поле скоростей в несжимаемой плазме является заданным, после чего определяется топология магнитного поля вблизи плоского токового слоя. Такая задача может служить приемлемой аналогией для моделирования взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой, внешняя граница которой имеет сходство с токовым слоем /6/. Авторы /4,5/ использовали предположение о полной аннигиляции магнитного поля вблизи плоского токового слоя, что, на первый взгляд, никакого отношения к процессу пересоединения магнитных силовых линий не должно иметь. Однако из результатов работы /1/ видно, что если в граничных условиях задачи /4,5/ учесть конечный линейный размер токового слоя пересоединение силовых линий магнитного поля и режим полной аннигиляции магнитного поля будут двумя различными

приближения общего процесса взаимодействия плоской токоне-
сущей поверхности с проводящей намагниченной сферой. Тут
особую роль играет магнитное число Маха M_a , которое яв-
ляется основным параметром, определяющим переход между раз-
личными режимами взаимодействия солнечного ветра с магнито-
сферой. Обычно, для невозмущенного солнечного ветра $M_a \approx 10$,
но при усилении ММП и резких скачках плотности плазмы солнеч-
ного ветра $M_a \approx 2-4$. Именно в таких случаях возрастает
вероятность развития процесса пересоединения между силовыми
линиями ММП и магнитного поля Земли /1,6/. При слабых ММП,
вероятно, должен реализоваться режим обтекания магнитосферы,
имеющий сходство с течением плазмы вблизи токового слоя,
когда топология магнитного поля практически не меняется
/4,5/. Такое соображение подтверждается результатами ра-
боты /7/, в которой проведен анализ экспериментальных дан-
ных, полученных при помощи научных космических аппаратов
ISLE 1-3. Целью этой работы являлось сравнение наблюдае-
мой картины крупномасштабного течения плазмы солнечного ветра
в переходной области с теоретическими предсказаниями газо-
динамических и магнитогидродинамических моделей обтекания
магнитосферы.

Модель течения плазмы, используемая в работах /4,5/,
предполагает наличие точечного фокуса на плоском токовом слое,
т.е. относится к типу газодинамических моделей обтекания
магнитосферы, согласно которым лобовая точка магнитосферы яв-
ляется застойной точкой. Газодинамические модели, согласно
/7/, с достаточной точностью определяют структуру течения
плазмы в переходной области между фронтом ударной волны и

границей магнитосферы при спокойных или мало возмущенных условиях в солнечном ветре. В тех случаях, когда напряженность ММП резко возрастает и его южная компонента становится достаточно интенсивной, в крупномасштабном течении плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы появляется асимметрия. Этот эффект логично объяснить возрастанием влияния магнитных сил на течение, что, в свою очередь, может способствовать развитию процесса пересоединения магнитных силовых линий на магнитопаузе. Таким образом, ценность задач /4,5/ с точки зрения моделирования крупномасштабной структуры течения плазмы и топологии магнитного поля вблизи магнитосферы является очевидной. Поэтому в работе /8/ была использована схема задачи /4,5/, но с одним отличием: среда считалась вязкой, что на магнитопаузе более реально, чем предположение об идеальном характере течения солнечного ветра. Полученные в работе /8/ результаты показали, что вязкостные эффекты накладывают ограничение лишь на структуру течения вблизи застойной точки, но не меняют топологию магнитного поля. Следует указать, что задачи /4,5,8/ решались в приближении несжимаемой среды. Так как солнечный ветер является сверхзвуковой и сверхальфвеновской средой, для него эффекты сжимаемости могут иметь существенное значение. Этот факт служит обоснованием предпринимаемой в данной работе попытки обобщения результатов работы /4,5/ с учетом сжимаемости натекающей на плоский токовый слой плазмы.

Совместим бесконечный токовый слой с плоскостью $x=0$. Оси y и z прямоугольной системы координат направлены произвольно. Согласно условиям задачи в пространстве над



токовым слоем существует лишь одна компонента напряженности магнитного поля $H_y(x)$. Структура течения истекающей на токвой слой плазмы определяется при помощи следующей кинематической модели:

$$V_x = -K_1 x, \quad V_y = K_2 y, \quad V_z = K_3 z, \quad (1)$$

где K_1, K_2 и K_3 - постоянные.

В сжимаемой среде $\text{div} \vec{V} \neq 0$, т.е. будем иметь

$$\text{div} \vec{V} = -K_1 + K_2 + K_3 = \theta. \quad (2)$$

Согласно условиям задачи, кинематическая модель (1) должна удовлетворять следующей стационарной системе магнитогидродинамических уравнений:

$$\rho \vec{E} + \vec{T} = \text{grad } p', \quad (3)$$

$$(\vec{V} \text{grad } \rho) = -\rho \text{div} \vec{V}, \quad (4)$$

$$\text{rot} [\vec{V} \vec{H}] + \chi_m \Delta \vec{H} = 0, \quad (5)$$

где $\vec{E} = -(\vec{V} \nabla \psi)$, $\vec{T} = \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \nabla) \vec{H}$,



$$p' = p + \frac{H_y^2}{8\pi} \quad \text{полное давление в плазме,}$$

p - газодинамическое давление,

ρ - плотность,

$$\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \quad \text{- магнитная вязкость (} \sigma \text{ - электри-$$

ческая проводимость, c - скорость света).

При помощи соотношения (2) из уравнения (4) будем иметь

$$(\vec{v} \text{ grad } \ln p) = \theta, \quad (6)$$

что эквивалентно следующему уравнению:

$$v_x \frac{\partial \ln p}{\partial x} + v_y \frac{\partial \ln p}{\partial y} + v_z \frac{\partial \ln p}{\partial z} = \theta. \quad (7)$$

Так как по условиям задачи существует лишь одна компонента на напряженности магнитного поля H_y , то $\vec{T} = 0$ и (3) примет более простой вид:

$$\text{grad } p' = \rho \vec{G}, \quad (8)$$

где

$$G_x = -v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -K_1^2 x, \quad (9)$$



$$G_y = -v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\kappa_2^2 y,$$

$$G_x = -v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\kappa_3^2 x.$$

Из соотношений (9) видно, что $\text{rot } \vec{G} \equiv 0$. Поэтому, если к уравнению (3) применить операцию rot и разделить на ρ , получим

$$[\vec{G} \text{ grad } \ln \rho] = 0,$$

откуда следует, что

$$G_y \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} = G_x \frac{\partial \ln \rho}{\partial y}, \tag{10}$$

$$G_x \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} = G_r \frac{\partial \ln \rho}{\partial x}, \tag{11}$$

$$G_r \frac{\partial \ln \rho}{\partial y} = G_y \frac{\partial \ln \rho}{\partial r}. \tag{12}$$

Соотношение (10) является следствием соотношений (11) и (12), поэтому из уравнения (7) можно исключить $\frac{\partial \ln \rho}{\partial y}$ и $\frac{\partial \ln \rho}{\partial r}$, после чего получим уравнение для $\frac{\partial \ln \rho}{\partial x}$:

$$v_x \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} + v_y \frac{G_y}{G_x} \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} + v_x \frac{G_x}{G_x} \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} = 0,$$



или, если учесть пневматическую модель (I) и соотношения (9)

$$(\kappa_1^3 x^2 - \kappa_2^3 y^2 - \kappa_3^3 z^2) \frac{\partial \rho_0}{\partial x} = -\theta \kappa_1^2 x, \quad (13)$$

откуда

$$\rho(x, y, z) = \rho_0(y, z) e^{-\int \frac{\theta \kappa_1^2 x dx}{\kappa_1^3 x^2 - \kappa_2^3 y^2 - \kappa_3^3 z^2}}, \quad (14)$$

— плотность плазмы при $x=0$.

Для определения H_y компоненты магнитного поля из (1) модели (I), имеем следующее уравнение:

$$\nu \frac{d^2 H_y}{dx^2} + \kappa_1 x \frac{dH_y}{dx} + (\kappa_1 - \kappa_3) H_y = 0. \quad (15)$$

Уравнение (15) более удобно представить в безразмерном виде, для чего воспользуемся следующими обозначениями:

$$\xi = \left(\frac{\kappa_1}{\nu m}\right)^{1/2} x, \quad H_y(x) \rightarrow H(\xi):$$

$$\frac{d^2 H}{d\xi^2} + \xi \frac{dH}{d\xi} + \alpha H = 0, \quad (16)$$



где $\alpha = 1 - \frac{\kappa_3}{\kappa_1}$.

Для решения уравнения (16) необходимо определить граничные условия. Поэтому, аналогично /5/, будем считать, что на поверхности токового слоя магнитное поле является заданным. Второе граничное условие можно определить при помощи закона Ома и уравнения Максвелла так же при заданном электрическом поле:

$$H \Big|_{\xi=0} = H_0 = const, \tag{17}$$

$$E_{ox} = \left(\frac{\kappa_1 \nu_m}{c^2} \right)^{1/2} \frac{dH}{d\xi} \Big|_{\xi=0}$$

Решение уравнения (16), удовлетворяющее граничным условиям (17), для произвольного α в общем виде выражается через конфлюэнтные гипергеометрические функции ${}_1F_1$:

$$H = \ell \left\{ \left(\frac{c^2}{\kappa_1 \nu_m} \right)^{1/2} E_{ox} \xi {}_1F_1 \left(1 - \frac{\alpha}{2}, \frac{3}{2}, \frac{\xi^2}{2} \right) + H_0 {}_1F_1 \left(\frac{1-\alpha}{2}, \frac{1}{2}, \frac{\xi^2}{2} \right) \right\}, \tag{18}$$

или, если возвратиться к старым переменным и учесть, что

$$\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\epsilon}$$



$$H_y = \rho^{\frac{K_1}{2\sqrt{m}} x^2} \left\{ \frac{4\pi G}{c} \tau E_{0z} F_1 \left(1 - \frac{\alpha}{2}, \frac{3}{2}, \frac{K_1}{2\sqrt{m}} x^2 \right) + H_{01} F_1 \left(\frac{1-\alpha}{2}, \frac{1}{2}, \frac{K_1}{2\sqrt{m}} x^2 \right) \right\} \quad (19)$$

Свойства функций F_1 , определяющих характер изменения магнитного поля, таковы, что для любого α вблизи токового слоя H_y будет конечным.

Формулу для определения давления можно получить путем интегрирования уравнения (8)

$$P = P_0 - \frac{H_y^2}{8\pi} - \int \rho d\left(\frac{v^2}{2}\right), \quad (20)$$

если учесть выражение (14),

$$P = P_0 - \frac{H_y^2}{8\pi} - \quad (21)$$

$$- \int_0^x \exp\left(-\int \frac{\theta k_1^2 x dx}{\kappa_1^3 x^2 - \kappa_2^3 y^2 - \kappa_3^3 z^2}\right) \left[d\left(\frac{\kappa_1^2 x^2}{2}\right) + d\left(\frac{\kappa_2^2 y^2}{2}\right) + d\left(\frac{\kappa_3^2 z^2}{2}\right) \right]$$

Выражение (21) обобщает формулу для давления в несжимаемой плазме. Действительно, при $\theta=0$ и $\rho = \text{const}$ будем иметь



$$P = P_0 - \frac{H_z^2}{8\pi} - \rho_0 \left(\frac{\kappa_1^2 x^2}{2} + \frac{\kappa_2^2 y^2}{2} + \frac{\kappa_3^2 z^2}{2} \right), \quad (22)$$

что совпадает с выражениями для давления из /5,6/.

Решения для магнитного поля вблизи токового слоя, полученные для сжимаемой и несжимаемой плазмы, внешне идентичны. Однако структура течения плазмы в этих двух случаях будет различной. Например, в несжимаемой плазме условие $\kappa_1 - \kappa_3 = 0$ означает, что течение является двумерным, т.е. имеется застойная линия вдоль y . В случае сжимаемой плазмы течение останется трехмерным. Вне диффузионной области магнитное поле будет постоянным. В то же время плотность, согласно (14), будет уменьшаться при приближении к токовому слою.

Таким образом, можно заключить, что при одновременном учете магнитной вязкости и сжимаемости солнечного ветра, в рамках использованной кинематической модели течения плазмы, можно наглядно объяснить эффект падения плотности плазмы вблизи лобовой точки магнитосферы. При этом можно избежать неограниченного возрастания магнитного поля, топология которого, в случае больших M_{∞} , должна быть похожей на топологию магнитного поля вблизи токового слоя.

Поступила 10. II. 1988

Институт геофизики
АН СССР

Литература

1. F.R.Fest, T.G. Forbes, J. Geophys. Res., v. 91, 5579, 1986.



2. H.E. Petshek, NASA Spec. Publ. SP-50, 425, 1964.
3. B.U.O. Sonnerup, J. Plasma Phys., v.4,1, 161, 1970.
4. E.N. Parker, J. Plasma Phys., v.9, 1, 49, 1973.
5. B.U.O. Sonnerup, E.R. Priest, J. Plasma Phys., v.14,2, 283, 1975.
6. М.И. Пудожкин, В.С. Семенов. Теория пересоединения и взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., Наука, 1986.
7. N.U. Crooker, G.L. Siscoe, T.E. Eastman, L.A. Frank, R.D. Zwickl. J. Geophys. Res., v.89, 9711, 1984.
8. A.G. Khantadze, Z.A. Pareselidze, Proc. Inter. School "Plasma Astrophysics", Sukhumi, ESA SP-251-ISSN 0379-6566, 1986.

8. კრესლერძე, ა. თანაძე

ქვეყნის მატერიალურ მატერიალური ძირის ძარბის
დაცვის და დინამიკის თეორიის საფუძვლები

რეზიუმე

ქვეყნის მატერიალურ მატერიალური ძირის დაცვის
ქვეყნის დინამიკის, რეზიუმის და დინამიკის კონსტრუქციის
ქვეყნის დინამიკის კონსტრუქციის დინამიკის დინამიკის
ქვეყნის დინამიკის კონსტრუქციის დინამიკის დინამიკის
ქვეყნის დინამიკის კონსტრუქციის დინამიკის დინამიკის
ქვეყნის დინამიკის კონსტრუქციის დინამიკის დინამიკის
ქვეყნის დინამიკის კონსტრუქციის დინამიკის დინამიკის



Z. Kereselidze, A. Khantadze

ON THE MODELLING OF MHD FLOW OF SOLAR WIND PLASMA
NEAR THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

Summary

The boundary of the Earth's magnetosphere coincides with the plane current sheet, which is overflowed by compressible plasma. The flow of plasma obeys the cinematic model which represents a modification of Parker's well-known model. A topological picture of the magnetic field and the nature of possible asymmetry in the structure of plasma flow near the plane current sheet are obtained.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის ტრეჯინსაბი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

283, 1988

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СИГНАЛА РАСПАДА СВОБОДНОЙ
ИНДУКЦИИ И ЕГО ФУРЬЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ЯМР МНОГО-
ДОМЕННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Т.В.Гвалиа

В в е д е н и е

В спектроскопии ЯМР многодоменных магнетиков в основном изучаются спектры, состоящие из нескольких, разделенных по частоте максимумов, формирование которых может быть обусловлено различными механизмами, как, например, магнитным возмущением матрицы /1,2,3/, процессами разупорядочения атомов в аморфном веществе /4,5/, квадрупольными взаимодействиями /6/ и т.д., при этом полная ширина спектров обычно составляет величину порядка от единиц до десятков, а иногда и сотен мГц, при средней частоте в районе 30-400 мГц. Широкие линии при относительно низких значениях средней частоты возбуждения создают ряд особенностей, затрудняющих широкое применение фурье-спектроскопических методов в ЯМР многодоменных ферромагнетиков /7,8/.

Целью настоящей работы явилось определить численными методами, при каких конкретных значениях параметров возбуж-



дающего импульса временной сигнал отклика спиновой системы на импульсное воздействие, т.е. сигнал распада свободной индукции (РСИ), является Фурье-образом частотного спектра как влечет на решение этой задачи наличие пространственной неоднородности коэффициента усиления η , характерной для ЯМР многодоменных магнетиков.

I. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В Фурье-спектроскопии немагнитных систем основополагающую роль играет теорема Лоу и Норберга [7], согласно которой, при условии полного и однородного резонансного возбуждения линии магнитного резонанса с полушириной на полувысоте (ПШВ) - $\Delta\omega_{1/2}$, т.е. когда

$$\omega_1 \gg \Delta\omega_{1/2} \quad \text{и} \quad 1/\tau_n \gg \Delta\omega_{1/2}, \quad (1)$$

где ω_1 и τ_n - амплитуда и длительность возбуждающего импульса, сигнал РСИ является Фурье-образом возбужденного участка спектра.

Как известно, сигнал РСИ в немагнитных системах в наиболее общей форме представляется в виде [8-11/

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \eta V_{exc}(\Delta\omega, \tau, \tau_n, \omega_1) g(\Delta\omega) d(\Delta\omega), \quad (2)$$

где V_{exc} - т.н. функция возбуждения, описывающая вклад в суммарный сигнал РСИ изохромат намагниченностей с собствен-

ной частотой ω , отличающейся от частоты возбуждающего радиочастотного (РЧ) импульса $\omega_{РЧ}$ на величину $\Delta\omega = \omega - \omega_{РЧ}$; τ' - время, отсчитываемое от конца действия РЧ импульса; $g(\Delta\omega)$ - функция формы неоднородно уширенной линии с ППВ $\Delta\omega_{1/2}$. В настоящей работе $g(\Delta\omega)$ рассматривается как гауссова линия

$$g(\Delta\omega) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\omega_{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2}{1,44 \Delta\omega_{1/2}^2}\right), \quad (3)$$

множитель $\bar{\eta}$ в (2) представляет некоторое среднее значение коэффициента усиления по РЧ полю, учитывающий усиление сигнала ЯМР в регистрирующей системе по сравнению с сигналом непосредственно от ядер /12/. В общем виде функция V_{exc} определяется поперечными составляющими изохромат намагниченностей $V_{exc} = m_x + im_y$ и находятся решением уравнений Блоха. В частности, когда $\tau_u \ll T_1 T_2$ ($T_1 T_2$ - времена релаксаций), можно получить /9-14/

$$V_{exc} = \frac{\omega_1}{\omega_{H1}} \left\{ i \sin \omega_{H1} \tau + \right. \\ \left. + \frac{\lambda \Delta\omega}{\omega_{H1}} \sin^2 \frac{\omega_{H1} \tau_u}{\lambda} \right\} \exp(-i \Delta\omega \tau'), \quad (4)$$



здесь $\omega_{H_1} = \sqrt{\omega_1^2 - \Delta\omega^2}$ и $\omega_1 = \gamma H_1$, где

γ - гиромагнитное отношение ядер и H_1 - амплитуда РЧ поля, действующая на систему.

Сигнал РСИ в ЯМР многодоменных ферромагнетиков в основном обусловлен ядрами, расположенными в доменной границе (ДГ) магнетика /15,16/, где коэффициент усиления η характеризуется пространственной неоднородностью /17/. Влияние этого фактора на сигналы ЯМР можно учесть введением в выражение (2) функции распределения ядер по коэффициентам усиления в ДГ - $g(\eta)$. Получим /12-14/

$$I \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta g(\eta) g(\Delta\omega) V_{exc}(\Delta\omega, \tau', \tau'', \omega_1) d\eta d(\Delta\omega) \quad (5)$$

при этом, как показывают расчеты по свойствам РСИ и сигналов эха /12,14/, многочисленные экспериментальные данные в основном хорошо описываются экспериментально убывающей функцией $g(\eta)$. Функция $g(\eta)$ определяется типом ДГ, характером ее движения и может зависеть от амплитуды и частоты РЧ поля /14,16,18/, но для систем, характеризующихся слабой анизотропией сверхтонкого расщепления и относительно узкими линиями ЯМР, частотной и амплитудной зависимостью в $g(\eta)$ можно пренебречь. С целью исследования изменения характеристик сигналов РСИ в зависимости от пространственной неоднородности η функцию $g(\eta)$ представим в виде



$$g(\eta) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\Phi}} \frac{1}{\Delta\eta} \exp\left(-\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{1,44 \Delta\eta^2}\right), \quad (6)$$

где $\bar{\eta}$ и $\Delta\eta$ соответственно определяют максимум и ППВ функции $g(\eta)$. Параметр $\Delta\eta/\bar{\eta}$ характеризует степень неоднородности коэффициента усиления. Очевидно, что при высокой неоднородности ($\Delta\eta/\bar{\eta} \gg 1$) функция (6) примет вид:

$$g(\eta) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\Phi}} \frac{1}{\Delta\eta} \exp\left(-\frac{\eta^2}{1,44 \Delta\eta^2}\right). \quad (7)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследование сигналов РСИ при полном и однородном резонансном возбуждении одиночной линии ЯМР проводилось со следующей последовательностью: сначала рассчитывалась форма сигналов РСИ с помощью численного интегрирования выражений (2) и (5) с соблюдением условий (1). Далее полученные кривые сравнивались по величине ППВ $\Delta t_{0,5}$ и длительности сигнала τ^I с соответствующими параметрами сигнала вре-

^I Под длительностью сигнала подразумевается отрезок времени спада, в течение которого нормированная величина интенсивности сигнала РСИ уменьшается на четыре порядка по сравнению с максимальным его значением.



менной зависимости, полученной аналитически фурье-преобразованием гауссовой резонансной линии /19/:

$$g(\Delta t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta \omega) e^{i\Delta \omega t} a(\Delta \omega) d\Delta \omega = \quad (8)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{\Delta t^2}{1,44 \Delta \tau_{0,5}^2}\right),$$

здесь $\Delta \tau_{0,5}$ с $\Delta \omega_{1/2}$ связаны соотношением

$$\Delta \tau_{0,5}(\tau) = \frac{2 \ln 2}{\Delta \omega_{1/2}}. \quad (9)$$

Форма функции $g(\Delta t)$ дана на рис. 1-3 эпсом о' линии. В дальнейшем эту кривую будем называть аналитической.

Для упрощения анализа введем отношения K_1 и K_2 :

$$K = \omega_1 / \Delta \omega_{1/2}, \quad K_2 = \tau_0^{-1} / \Delta \omega_{1/2} \quad (10)$$

и установим зависимость формы РСМ от:

- а) численных значений K_1 и K_2 ,
- б) неоднородности коэффициента усиления $\Delta \eta / \bar{\eta}$.

Расчеты были выполнены с точностью 10^{-5} на ЭВМ БЭСМ-6 по стандартным программам. Численные значения параметров счета



определенных, в основном, экспериментально последующими д-рами (^{55}Mn , ^{59}Co , ^{57}Fe). В частности были

$$\Delta\omega_{1/2} = 10^4 \text{ рад/сек. } (\approx 1,8 \text{ мГц}),$$

$$\bar{\gamma} = 150, \quad \gamma = 863,9 \text{ рад/сек. Гс.}$$

Параметры возбуждающего импульса удовлетворяют условию

$\omega, \tau_H = 1,5 \Phi$ (условие максимума РСИ). Результаты численных расчетов представлены для абсолютных значений интегралов (2) и (5) раздельно.

Высокая пространственная однородность коэффициента усиления

Анализ данных отчета показал, что, когда $K_1 \geq 4$ и $K_2 \geq 10$, форма сигналов РСИ полностью совпадает с формой аналитической кривой. С уменьшением значений K_1 и K_2 наблюдалось незначительное различие между расчетными и аналитическими кривыми. Так, при $6,3 < K_1 < 47$ и $1,3 < K_2 < 10$ различия по параметру $\Delta\tau_{0,5}$ находятся в пределах 3-6%, а длительность сигнала, по сравнению с длительностью аналитической кривой, увеличивается на 6%. При $K_1 < 6,3$ и $K_2 < 1,3$ на сигнале РСИ возникает максимум (начинает сказываться эффект "запаздывания" сверхизлучения, характерный для неоднородного возбуждения /10, 11/, см. рис.1), интенсивность которого с уменьшением величины коэффициентов K_1 и K_2 незначительно уменьшается, а временное положе-



ние τ_m смещается направо, т.е. в сторону больших значений τ' , при этом разница по $\Delta\tau_{0,5}$ увеличивается более чем на 10%. Таким образом, с уменьшением численных значений параметров ω_1 и τ_m возбуждающего импульса наблюдается незначительное смещение сигналов РСИ вдоль временной оси направо, но, поскольку согласно известному положению [19], при таком смещении модуль спектральной плотности временного сигнала не меняется, сигнал РСИ остается фурье-образом частотного спектра (см. вставку на рис. 1).

Пространственная неоднородность коэффициента усиления

Рассмотрим результаты счета, когда в интеграле (5) функция дается выражением (6).

Анализ данных расчетов показывает, что когда $K_1 \geq 47$ и $K_2 \geq 10$, при малой степени неоднородности η ($\Delta\eta/\bar{\eta} \leq 0,3$) форма нормированных на I_0 сигналов РСИ (где I_0 - величина аналитической кривой) при $\tau' = 0$ почти полностью совпадает с формой аналитической кривой. При дальнейшем увеличении неоднородности η на сигнале РСИ, как и в случаях немагнитных систем, наблюдается максимум ("запаздывание" излучения [10, 13]), интенсивность которого с увеличением $\Delta\eta/\bar{\eta}$ уменьшается, а временное положение смещается направо (см. рис. 2, I_1, A_2, A_3). Вместе с тем увеличивается разница по параметрам $\Delta\tau_{0,5}$ и τ' этих кривых по сравнению с параметрами аналитической кривой. Так, когда $K_1 = 47$, $K_2 = 10$ $\Delta\eta/\bar{\eta} = 1$, $\Delta\tau_{0,5}$ уменьшается на 16%, а для-



тельность сигнала увеличивается более чем на 8%. При малых численных значениях коэффициентов K_1 и K_2 ($K_1 = 10$, $K_2 = 2$) это различие становится еще более заметным (см. рис. 2).

На рис. 3 представлены сигналы РСИ, когда функция распределения $g(\eta)$ описывается выражением (7). Как видно из рисунка, эффект "запаздывания" оверхизлучения становится более выраженным, однако общая форма РСИ сохраняет основные характеристики формы аналитической кривой, в частности, она имеет плавный-неосциллирующий спад с ПШПВ, несколько (не более чем на 15-20%) отличающейся от ПШПВ аналитической кривой. Очевидно, что наблюдаемые расхождения связаны с той долей ядер, для которых не выполняются условия полного и однородного возбуждения. Аналогичные расчеты, выполненные для параметров $K_1 \geq 50$ и $K_2 \geq 10$, при $\Delta\eta/\bar{\eta} > 1$ показали приближение расчетной кривой к аналитической.

Совокупность полученных результатов показывает, что в ЯМР многодоменных ферромагнетиков при резонансном возбуждении хорошее соответствие между сигналом РСИ и фурье-преобразованием частотного спектра может быть получено при применении мощных ($K_1 \geq 50$) и по длительности коротких ($K_2 \geq 10$) импульсов. При ослаблении этих требований влияние неоднородности коэффициента усиления становится более заметным, различие во временных сигналах определенным образом отразится и в частотных спектрах, при этом уменьшение параметра $\Delta\eta_{0,5}$ по сравнению с аналитической кривой предполагает соответствующее уширение частотного максимума, но, поскольку основные характеристики сигнала РСИ существенно не меняются, соответ-



ственно в обратном фурье-преобразовании сдвигов по частоте и появления дополнительных (лишних) максимумов не ожидается.

Проведенное нами дальнейшее исследование сигналов РСИ при полном и однородном нерезонансном возбуждении одиночной спектральной линии показало, что как и при резонансном возбуждении, неоднородность коэффициента усиления не приводит к заметному изменению формы сигнала РСИ (см. рис. 4), а величина максимальной интенсивности сигнала при высокой степени возбуждения в ЯМР многодоменных ферромагнетиков сложным образом зависит от нерезонансности возбуждения (см. рис. 5 с). Последнее указывает, что при больших численных значениях пространственной неоднородности η в частотном спектре, полученном в результате фурье-преобразования сигнала РСИ, могут возникнуть амплитудные искажения, зависящие от параметров K_1, K_2 и отстройки от резонансной частоты ΔF . При этом величина этих искажений уменьшается с увеличением значений K_1 и K_2 .

3. ОСОБЕННОСТИ ФУРЬЕ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ РСИ В СПЕКТРОМЕТРИИ ЯМР МНОГОДОМЕННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Полученные в предыдущем разделе результаты позволяют рассмотреть основные требования, предъявляемые к процессу фурье-преобразования и к соответствующей аппаратуре в спектрометрии ЯМР многодоменных ферромагнетиков.

Рассмотрим в качестве примера спектр ЯМР с общей шириной $\Delta f = 10$ мГц при средней частоте $f_0 = 200$ мГц в магнетике с $\Delta\eta \sim 10^4$ ($\Delta\eta/\bar{\eta} \gg 1$) для ядер с $\frac{\gamma}{\alpha} \sim 1 \frac{\text{мГц}}{\text{К. Гс}}$.



Как уже было показано, для однородного возбуждения этого спектра необходимо использовать РЧ импульсом, для которых $K_1 \geq 10$, что для длительности импульса $\tau_{\text{и}}$ дает значение порядка $1,5 \cdot 10^{-9}$ сек, т.е. сверхкороткие импульсы, длительность которых сопоставима (или меньше) с периодом Ларморовской прецессии ($T_{\text{лар}} \sim 0,75 \cdot 10^{-9}$ сек.).

В связи с наличием эффекта уширения по РЧ полю требования к мощности (амплитуде) возбуждающего импульса остаются в разумных, однако технически трудно достигаемых пределах. Так, при $K_1 = 50$ получаем $\omega_1 / \Delta\omega_{\text{л}} \sim f_1 / \Delta f_{1/2} = 50$. Известно, что $f_1 = \Delta\gamma \frac{\gamma}{2\alpha} H_1 = \Delta f_{1/2} \cdot 50$, откуда $H_1 = \frac{2\alpha \Delta f_{1/2} \cdot 50}{\Delta\gamma \cdot \gamma} = 50 \text{ Гс}$

Как известно [8], создание столь мощных и коротких РЧ полей представляет собой достаточно сложную техническую задачу.

Еще большие затруднения могут возникнуть в процессе массовой обработки сигнала РСМ. Так, при рассматриваемом значении $\Delta f \sim 10 \text{ МГц}$ наименьшее число стробирования (отчетов) по сигналу РСМ, обеспечивающий корректное восстановление частотного фурье-образа, определяется известным условием $n \sim 2\Delta\omega$ [3], и соответственно длительность минимального шага отсчета $\Delta t \sim 1/n$ будет составлять величину порядка $0,008 \text{ мксек/сек}$. Как известно, наиболее быстрореагирующие амплитудно-цифровые преобразователи (АЦП), осуществляющие децимацию сигнала РСМ в современных импульсных спектрометрах, характеризуются временем $\Delta t \sim 0,1 \text{ мксек/канал}$ [21, 22], т.е. они примерно на порядок "медленны", чем



это требуется для случая ЯМР многодоменных магнетиков.

Из приведенных простых численных оценок следует, что разработка ЯМР Фурье-спектрометра с полосой охвата частот порядка 10 мГц и более, с меняющейся частотой возбуждения в интервале 30-400 мГц и с временем нечувствительности менее 10^{-9} сек. представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Более того, искажения, вносимые неоднородностью коэффициента усиления (уширение отдельных спектральных компонентов, нарушение амплитудных соотношений) требуют разработки специальных корректирующих фильтров и усилителей, что также является самостоятельной нетривиальной задачей.

В случае наличия в спектре ЯМР групп узких линий на фоне более широких (как, например, в сплавах Co-Ni-Fe или Bi - феррита) преобразование Фурье относительно легко осуществимо обычными методами, что позволяет повысить разрешающую способность спектрометра примерно на порядок, фиксируя положение максимумов узких линий, однако, при этом могут возникнуть значительные амплитудные искажения, которые, как указывалось, обусловлены неоднородностью η . Очевидно, что в данном случае (группа узких линий на фоне более широкой) Фурье-преобразование сигнала РСИ можно рассмотреть как некоторую "частотную луну", определенной образом использующую разрешающую способность спектрометра.

Иллюстрацией данного суждения являются результаты изучения сигнала РСИ в ЯМР на ядрах ^{59}Co в сплаве Co-Ni-Fe.

Как показывают последования, выполненные непрерывными /24/ импульсными /25/ методами, спектр ЯМР этого сплава при $T = 77\text{K}$ в области 218-219 мГц (см. стрелку на рис. 6)

расщеплен вследствие квадрупольного взаимодействия на ряд очень узких ($\Delta f_{1/2} = 0,1$ МГц) линий с расстоянием между ними порядка $\sim 0,17$ МГц.

Вследствие низкого разрешения по частоте метода поточечного прохождения /15/ указанная тонкая структура не может быть зафиксирована и соответственно на рис.6 отсутствует. Вместе с тем, в указанной области спектра ЯМР нами были обнаружены глубокие осцилляции на сигнале РСИ /26/.

Для получения более полной информации о частотно-спектральных характеристиках сплава Co-Ni-Fe было выполнено графическое фурье-преобразование экспериментального осцилляционного сигнала РСИ, приведенного на рис.2 в /26/. Так как экспериментальные кривые РСИ были получены на некогерентном спектрометре, соответствующие фурье-спектры были рассчитаны для спектра мощности /8/, при этом весь временной участок РСИ разбивался на 100 равных частей. Одновременно, ввиду того, что при некогерентном детектировании теряется информация о фазе сигнала /8/, особое внимание уделялось такой установке частоты возбуждения и полосы пропускания приемной системы, которая позволила бы уменьшить влияние "гладких" и неинформационных участков спектра и наиболее однозначно "привязать" частотный спектр, полученный преобразованием фурье, к спектру, полученному "поточечным" прохождением. Необходимо отметить, что выбор длительности импульса $\tau_{и} = 25-30$ мксек позволяет разделить во времени сигналы, связанные с одноимпульсным ЭХО и РСИ /26/, и проводить фурье-преобразование только от сигналов РСИ, т.е. без искажающих влияний сигналов одноимпульсных ЭХО.



Результаты наших расчетов приведены на рис.6, из которого видно, что наряду с интенсивным максимумом в фурье-спектре присутствует ряд квадрупольных расщепленных максимумов с увеличивающимся расстоянием между ними, что характерно для квадрупольного расщепления /27/ во втором порядке теории возмущения. Ширина каждого максимума 0,032 мГц, среднее квадрупольное расщепление составляет 0,17 мГц, что хорошо согласуется с результатами /24,25/. Представленный на рис.6 фурье-спектр был получен без учета среднего значения временного сигнала, что, как известно /8/, приводит к появлению интенсивного максимума на частоте возбуждения.

Т.о. фурье-преобразование сигнала РСИ в ЯМР многокомпонентных магнетиков значительно улучшает разрешение по частоте по сравнению с непосредственной регистрацией частотной зависимости амплитуды ЭХО и дает возможность фиксировать т.н. "скрытые" спектральные линии, которые, ввиду ограниченности разрешающей способности метода "поточечного" прохождения спектра ЯМР, не наблюдаются.

Поступила 10.III.1988

Кафедра физики

Кутаисского педагогического института

Литература

1. T.M.Schawishvili, I.G. Kiliptari, Phys. Stat. Sol. (b) 92, 79, 1979.
2. Le Long, Khou, P. Veillet, S.I.Campbell, J. Phys. C.Metal. Phys., 8, 1811, 1978.
3. C.H.Stauss, Phys. Rev., 4B, N9, 3106, 1971.



საქართველოს
აкадеმიის

4. И.Г.Килиптари, Т.М.Шавишвили. ФММ, т.50, 5, 1015, 1980.
5. В.С.Покатилов. ДАН, сер. "Физика", т.257, № I, 95, 1981.
6. M.W.Pieper, H.Lutgensier, W.Zinn, Phys. B, Condens. Matter, 63, 369, 1986.
7. I.J.Lowc, R.E.Norberg, Phys. Rev., 107, N1, 46, 1957.
8. Т.Феррар, Э.Беккер. Импульсная и фурье-спектроскопия ЯМР. М., Мир, 1978, с.165.
9. Г.И.Цирринович, Э.С.Мушаилов и др. ЖЭТФ, 88, 4, 1481, 1985.
10. Э.А.Манькия, В.В.Самарцев. Оптическая эхо-спектроскопия. М., Наука, 1984, с.47.
11. A.Schenzle, N.C. Wong, R.G.Brewer, Phys. Rev. A, 21, 887, 1980.
12. И.Г.Килиптари, Т.М.Шавишвили. Труды ТГУ, сер. "Физика", 17, 52, 1983.
13. Т.М.Шавишвили, Т.В.Гвагара, А.М.Ахалкаци. - Доклад на IX Всесоюзной школе, г.Кобулет, 1985, "Радиоспектроскопия", г.Пермь, 195, 1987.
14. Т.Х.Фурғалиев, В.В.Москалев. Вестник ЛГУ, вып.3, №16, 45, 1980.
15. R.H.Dean, R.I.Urwin. J. Phys. C: Solid. Stat. Phys., 3, 1717, 1970.
16. M.B. Stearns. Phys. Rev., 162, N 2, 496, 1967.
17. Е.А.Туров, М.П.Петров, МР в ферро- и антиферро-магнетиках. М., Наука, 1969, с.248.
18. R.W.N. Kinnear et. al. Phy. Stat. Solid.(a), 58, 507, 1980.



19. И.С.Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы, М., Сов. Радио, 1971, с.671.
20. Т.М.Шавишвили, Т.В.Гვაalia и др. Груз.НИИИТИ № 311-Г87, деп., 1987.
21. А.Г.Мудзия, Э.И.Федия. ЯМР-спектроскопия, М., Наука, 1986, с.223.
22. Т.Шмалыц, У.Флайгер в сб. "Лазерная и когерентная спектроскопия", М., Мир, 1982, с.160.
23. Т.М.Шавишвили, Т.В.Гვაalia и др. Труды ТГУ, сер."Физика", 22, 122, 1986.
24. H.Bromer, H.L.Huber. Journal of magnetism and magnetic materials. N 8, 61, 1978.
25. Masayuki Kawakami, Journal of the Physical Society of Japan, 40, N 1, 56, 1976.
26. Т.М.Шавишвили, И.С.Килитари, А.М.Ахалкаци, Сообщ. АН ГССР, 118, № 1, 93, 1985.



ბ. გვალია

შახვისაშვილი იველიძის თეორიის სიგნალის ფა. ტიპი ფუნქცია
 ბინარულითა და მულტიდომენული მაგნიტიზმის რეჟიმის
 ფორმალური აღწერის მიხედვით დახარისხებული მათემატიკური მოდელირება

რეზონანსური ეფექტების შესწავლა მიზანმიმართულია ფუნქციონირების
 ტიპების მიხედვით დახარისხებული რეგონიანობის (ფიქსირებული) მათემატიკური მოდელირების
 საფუძველზე. საფუძველია, რადიაციური უწყვეტი სივრცის პროცესების ანალიზ-
 ტიპის გარდაუვალია, აქედან გამომდინარე უწყვეტი სივრცის სივრცითი ფორმირების
 რეგონიანობის მიხედვით დახარისხებული რეგონიანობის მოდელირების საფუძველია.
 მათემატიკური მოდელირების საფუძველია დახარისხებული რეგონიანობის მოდელირების
 საფუძველია. მათემატიკური მოდელირების საფუძველია დახარისხებული რეგონიანობის
 მოდელირების საფუძველია. მათემატიკური მოდელირების საფუძველია დახარისხებული
 რეგონიანობის მოდელირების საფუძველია. მათემატიკური მოდელირების საფუძველია
 დახარისხებული რეგონიანობის მოდელირების საფუძველია. მათემატიკური მოდელირების
 საფუძველია დახარისხებული რეგონიანობის მოდელირების საფუძველია.

T.Gvalia

SOME FEATURES OF THE FREE INDUCTION DECAY SIGNAL
 AND ITS FOURIER TRANSFORM IN THE NMR OF MULTIDOMAIN
 FERROMAGNETS

Summary

Some features of the free induction decay signal (FID) and its Fourier



transform are studied with the help of numerical methods in the case of the NMR of multidomain ferromagnets. It has been found that, due to the inhomogeneity of the enhancement factor, some changes of the form of the FID signal, occur, determining some amplitude distortions in the corresponding Fourier transform of the FID signal. It is shown that these distortions can be partially reduced by shortening duration of the excitation pulses and increasing its power. The distortions in question do not produce a false pseudo-maximum and frequency shift effects. The FID signal of the NMR of ⁵⁹Co in Co-Ni-Fe alloy has been studied experimentally and corresponding Fourier transform carried out. It is shown that in the NMR of multidomain ferromagnets the Fourier transform of the FID signal allows to detect narrow resonance maxima against the background of broad NMR lines.

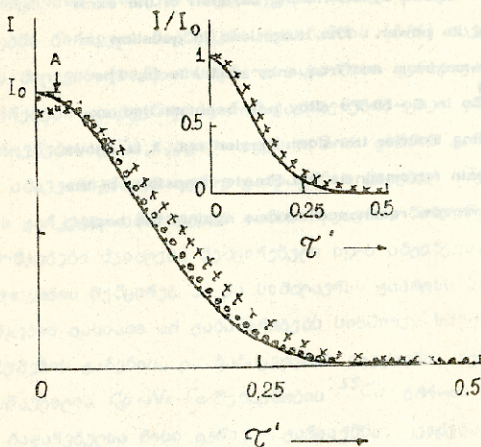


Рис.1. Форма сигналов РСИ при полном и однородном резонансном возбуждении спектра ЯМР для разных значений коэффициентов K_1 и K_2 (см. текст): (\bullet) - $K_1=20, K_2=4,1$; (\circ) - $K_1=16, K_2=3,3$; (\times) - $K_1=3,14, K_2=0,66$; (-) - аналитическая кривая; А - максимум сигнала при $K_1=3,14, K_2=0,66$. Вставка на рис. - сигналы РСИ, нормированные на максимум аналитической кривой I_0 .

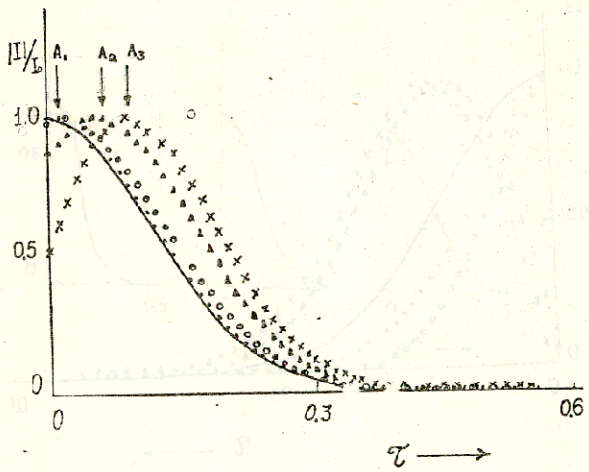


Рис.2. Нормированная на I_0 форма сигналов РСИ при полном однородном резонансном возбуждении спектра ЯМР, когда 1) $K_1=47$, $K_2=10$, и для следующих значений неслонородности коэффициента усиления $\Delta^2/\bar{\nu}$. 0,3 (\bullet); 0,5 (\circ); 1 (\times); 2) $K_1=10$ и $K_2=2$ $\Delta^2/\bar{\nu}=0,5$ (\blacktriangle); (-) - аналитическая кривая $A_1 A_2 A_3$ - точки максимума на сигналах.

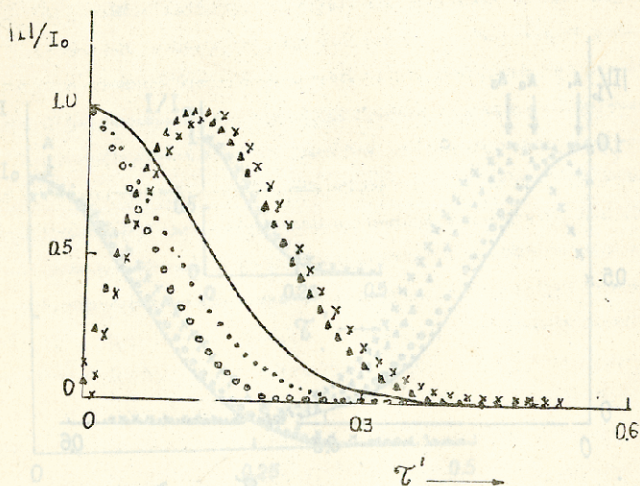


Рис.3. Нормированная на I_0 форма сигналов РСИ при полном и однородном резонансном возбуждении спектра ЯМР. Когда функция распределения ядер по коэффициентам усиления представлена выражением (7). (См. текст) 1) $K_1 = 10$, $K_2 = 2$, $\Delta I_v = 60$ (•); 75 (◊), 150 (Δ); 2) $K_1 = 47$, $K_2 = 150$ (x); (-) - аналитическая кривая.

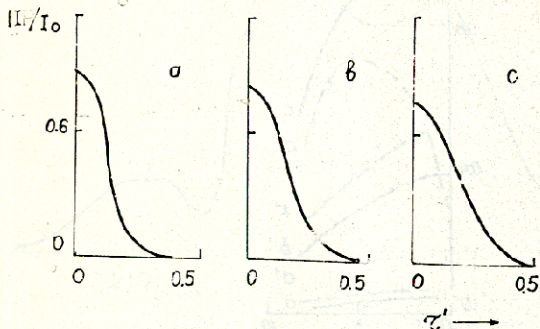


Рис.4. Форма сигналов РСИ в случае полного и одностороннего нерезонансного возбуждения одиночной линии магнитного резонанса при $K_1 = 3,2, K_2 = 2$ и $\Delta\Gamma/\Delta\omega_{1/2} = 5$ для следующих значений несдвинутой коэффициенту усиления $\Delta\omega/\bar{\omega} : 0$ (а) ; $0,5$ (б) ; 1 (в).

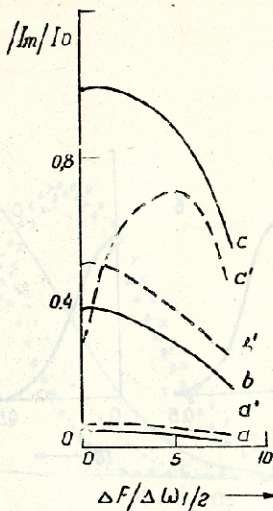


Рис. 5. Зависимость нормированной величины интенсивности максимума на сигнал РСИ $|I_m|/I_0$ от нерезонансности $\Delta F/\Delta\omega_{1/2}$, когда $\Delta b/\bar{b} = 0$ (сплошная линия), для следующих значений K_I : 0,1 (а); 0,8 (в); 3,2 (с). Пунктиром обозначены графики тех же значений K_I , когда $\Delta b/\bar{b} = 1$. При расчетах использовались значения $\tau_u = 0,05$ мксек, $\Delta\omega_{1/2} = 10^7$ рад/сек.

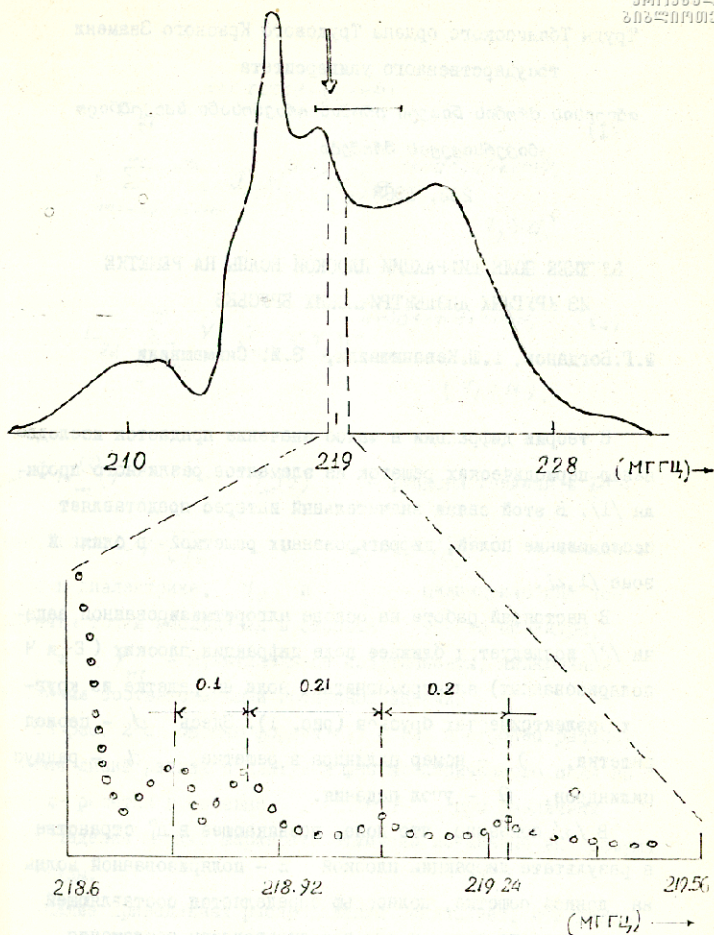


Рис.6. Спектры ЯМ сплава $Co-Ni-Fe$, полученные "поточечным" прохождением (вверху) и (дуже-преобразованием сигнала РМ) (внизу) (см. текст). Стрелка указывает на частоту возбуждения, горизонтальная черточка - на положение полос пропускания полемной системы.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის მშრომლის წიგნის ორდენის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის ტომები

282, 1988

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА РЕШЕТКЕ
ИЗ КРУГЛЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ БРУСЬЕВ

Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, З.И. Сикмашвили

В теории дифракции немалое значение придается исследованию периодических решеток из элементов различного профиля /1/. В этой связи значительный интерес представляет исследование полей, дифрагированных решеткой в ближней зоне /1,2/.

В настоящей работе на основе алгоритмизированной задачи /3/ исследуется ближнее поле дифракция плоских (Е- и Н-поляризованных) электромагнитных волн на решетке из круглых диэлектрических брусьев (рис. 1). Здесь d - период решетки, n - номер цилиндра в решетке, a - радиус цилиндров, θ - угол падения.

В /3/ показано, что поле, возникающее в Π_1^+ пространстве в результате дифракции плоской Е-поляризованной волны на данной решетке, полностью определяется составляющей электрического поля, и для нее оправдательны разложения



$$E_{z1} = e^{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_m H_m^{(2)}(k r_\nu) e^{ik \nu d \sin \theta + i m \varphi_\nu} \quad (1)$$

($r_\nu \geq d$),

$$E_{z2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m J_m(k r_\nu) e^{ik \nu d \sin \theta + i m \varphi_\nu} \quad (2)$$

($r_\nu \leq d$),

где $H_m^{(2)}(x)$ и $J_m(x)$ - функции Ганкеля и Бесселя, $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $k_\nu = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ - волновое число в диэлектрике, r_ν и φ_ν - цилиндрические координаты точки наблюдения в системе ν -го цилиндра, P_m и Y_m - мультипольные коэффициенты, являющиеся решениями соответствующей граничной задачи.

На рис. 2 с помощью формул (1) и (2) построены распределения линий равных амплитуд и фаз электрического поля на периоде решетки в сечении $z = const$ при различных углах падения волны. Маркерами отмечены локальные экстремумы амплитуды.

Анализ приведенных распределений показывает, что наличие решетки приводит к неоднородности амплитудных и фазовых характеристик поля в ближней зоне вдоль периода решетки, а при наклонном падении - также несимметрия поля вдоль



решетки.

Из распределений амплитуд поля следует, что электрическое поле втягивается внутрь диэлектрика, причем в теневой части цилиндров устанавливаются максимумы амплитуды поля. С ростом угла падения и эффективных размеров диэлектрического цилиндра максимумы амплитуды возрастают; происходит также возникновение нулей амплитуды как результат интерференции мультипольных гармоник.

Из распределений фаз поля следует, что фазовая скорость волны неодинакова вдоль направления распространения: она тем больше, чем меньше амплитуда поля. Фазовая скорость минимальна вблизи максимумов амплитуды и стремится к бесконечности вблизи нулей амплитуды. В окрестности нулей амплитуды возникают вихри энергии: в установившемся режиме энергия циркулирует, не проходя через решетку.

В случае H - поляризации (рис.3) почти все поле вблизи решетки сосредоточено в диэлектрике; линии равных амплитуд близки к концентрическим окружностям, соосным с сечением диэлектрического цилиндра, причем в центре диэлектрика устанавливается максимум поля. Такая картина, по-видимому, связана с малым влиянием высших мультипольных гармоник в случае H - поляризации.

Линии равных фаз в рассматриваемом случае возмущены сильнее, чем при E - поляризации. С этого, в отличие от E - поляризации, линии равных фаз втягиваются в диэлектрик, поэтому фазовая скорость в диэлектрике в этом случае больше, чем вне его. В то же время внутри диэлектрика фазовая скорость различна, достигая максимума в центре, т.е. в области мак-



симула амплитуды.

Таким образом, поле в ближней зоне существенно зависит как от пар метров решетки, так и от типа поляризации падающей волны.

Поступила 5.IV.1988

Кафедра общей физики ГПИ

Кафедра радиофизики ТГУ

Литература

1. В.Л.Шестопапов, Л.Н.Литвиненко, С.А.Масалов, В.Г.Сологуб. Дифракция волн на решетках.- Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973.
2. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. - М., Наука, 1970.
3. Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванлишвили, З.И.Сикмашвили, О.П.Цагарейшвили, РЭ, 1985, т 30, № 10, с.1879.

ფ. შიშვიანი, გ. ქავთაძე, გ. სიგიაშვილი

ბრუნვის ელექტრომაგნიტური ტალღის გრძელედიკული

დინამიკის მათემატიკური მოდელირების პრობლემა

ახალი პირობები

რეზიუმე

გამოკვლეულია ელექტრომაგნიტური ტალღის გრძელედიკული დინამიკის მათემატიკური მოდელირების პრობლემა ახალი პირობების დანიშნულებით და შედეგების მიხედვით.

შედეგები დასაბუთებულია, როგორც ახალი პირობების დანიშნულებით და შედეგების მიხედვით, ისევე როგორც ახალი პირობების დანიშნულებით და შედეგების მიხედვით.



ბეჭდის წარმოშობას, ხოლო კუთხით დაფეთხას კი ვეღარ ასრულებთ

ბიბლიოგრაფიული აღნიშვნებს ახასიათებთ ვეღარ კონკრეტულად
დასაბუთებთ და შეიძლება, რომ ვეღარ დაფეთხთ კუთხით და ბიბლიოგრაფი-
კული ღრუბრის ეფექტური მომუშაობის გადარეზებისთან ერთად ხედავთ ჩაჭე-
დულ ვეღარ ამდებოვების მათხრობის გრაფი,

F. Bogdanov, G. Kevanishvili, Z. Sikmashvili

A NEAR FIELD OF DIFFRACTION OF PLANE WAVE AT THE GRATING OF CIRCULAR DIELECTRIC BARS

Summary

Distributions of the lines of equal amplitudes and phases of electric and magnetic fields are investigated in the diffraction of plane (E- and H-polarized) waves by the periodic grating of dielectric bars of circular cross-section of infinite length.

The analysis shows that the presence of the grating leads to inhomogeneities of the amplitude and phase characteristics of the field in the zone along the period of grating and to an asymmetry of the field along the period of wave incidence. Dielectric elements have the property of concentrating the field, and the maximum of the amplitude of the trapped field grows with an increase of the angle of incidence and of the effective sizes of the dielectric bars.

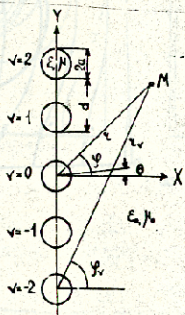
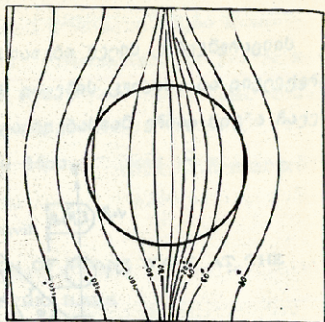
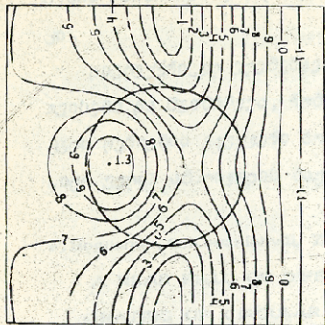
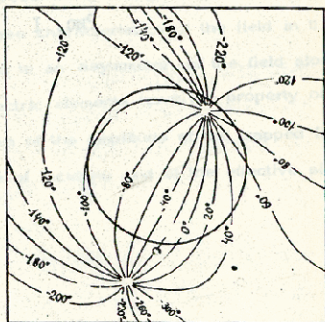
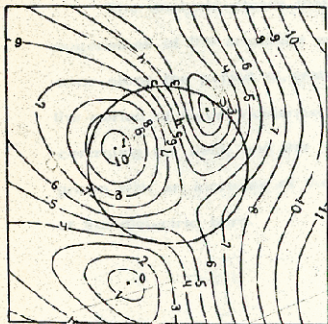


Рис. 1

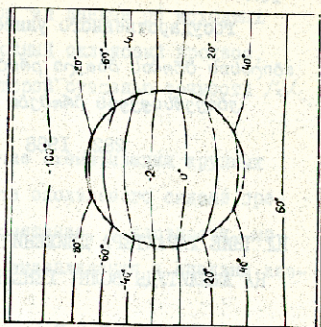
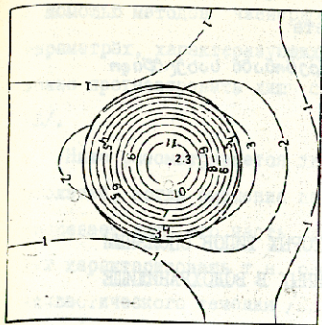


a

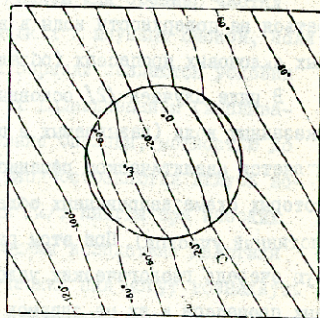
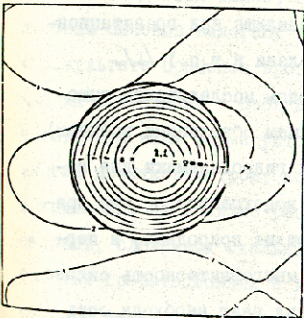


b

Рис. 2



a



b

Рис. 3

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРА ДВИЖЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ОПОЛЗНЕЙ
НА АМПЛИТУДУ ВОЛН, ГЕЛЬРИРОВАННЫХ В ВОДОХРАНИЛИЩЕ

З.В.Хведелидзе, Т.А.Гвелесиани, Г.Я.Джинджихашвили,
С.М.Галегова, Б.З.Кобаидзе

При проектировании, строительстве и эксплуатации гидроузлов в горных, сейсмоактивных районах возникает необходимость прогнозирования параметров волн, которые могут образоваться на поверхности воды в водохранилище при гравитационных склоновых процессах (обвалы, оползни и т.п.) /1/.

В ряде случаев /2/ основным методом исследования вышеуказанных волн (называемых в дальнейшем обвально-волнами) является аналитическое решение задач гидродинамики для некоторых схематизированных областей (водохранилище, его приплотинный участок). При этом разнообразие природных, в первую очередь геологических условий и многофакторность склоновых процессов и их механизмов обуславливает необходимость рассмотрения краевых задач с различными граничными условиями. Исследование влияния той или иной схематизации основных элементов обвально-сползневого процесса на интенсивность волнообразования является практически важной задачей, так как



с помощью методов инженерной геологии данные об исходных параметрах, характеризующих возможный склоновый процесс, можно прогнозировать лишь с некоторой степенью точности /2/ /3/.

Ниже рассматриваются два случая схематизации крупных оползней, когда смещение по высоте оползневого склона преобладает лишь его часть. Такое смещение, в частности, могут характеризовать т.н. оползни выдавливания и оползни вязкопластического течения /2/, /4/.

Оползни выдавливания возникают, в частности, в относительно малоподвижных породах, залегающих под прочными породами (например, глины или аргеллиты под толщей известняков, песчаников и т.д.) в результате выветривания, выщелачивания и последующего увлажнения пород в зонах контактов. Такие процессы наблюдаются также, если в нижней или средней частях высоких склонов залегают пакки мелких пылувных песков, если в результате процесса эрозии или абразии создаются условия для их вскрытия с последующим их выдавливанием (выплыванием). При этом формируются огромные оползни, мощность до многих десятков метров, которые распространяются вглубь водохранилища на большие расстояния /2/. Иногда при высоких склонах, сложенных скальными породами вследствие действия больших гравитационных и тектонических сил могут возникнуть оползни выдавливания, обусловленные разрывом отдельных пластов и межщитных пространств под высокими скалывающимися напряжениями вышележащих пород.

Возникновение оползней вязкопластического течения на склонах обусловлено значительным уменьшением прочности обломоч-



но-глинистых пород в результате обводнения при воздействии атмосферных, подземных и хозяйственных вод, а также под влиянием процессов выветривания и сейсмичности /2/. Такой процесс, в частности, может быть обусловлен наличием на склоне лёссовых пород, причем в этом случае могут формироваться крупные оползнь-потоки. Лёссовая толща большой мощности, обычно не встречающаяся на прочных породах, за счет подтока подземных вод из разломов начинает увлажняться внизу, вследствие чего может возникнуть движение водонасыщенных лёссовых масс с большой скоростью. Сначала в нижней части склона, с последующим вовлечением в смещение вышележащих более сухих пород. Примерами отмеченного типа оползня является оползень "Завой" объемом 4 млн.м³, имевший место в 1963 г. в Восточной Сербии, и оползень-поток в лёссах объемом 400 тыс.м³, возникший на склоне притока р.Чирчик в Узбекистане /2/.

Как следует из вышесказанного, с точки зрения их влияния на процесс волнообразования в водохранилище, могут быть выделены (при заданной скорости и протяженности фронта оползня) следующие основные элементы рассмотренных типов оползней:

1. Высота или мощность слоя оползня (например, в случае оползней выдавливания) и 2. скорость увеличения этого слоя, в течение процесса оползня, по мере вовлечения в движение (с нижней части склона вверх) все более крупных масс оползневой породы (например, в случае оползней большой мощности, в частности в лёссовых толщах или скальных породах при их выдавливании).

В соответствии с этим рассмотрим две расчетные (рис.1 и рис.2) схемы применительно для плоской задачи колебания



идеальной несжимаемой жидкости в схематизированном водохранилище шириной b и осредненной глубиной h . В первом случае (рис.1) предполагается, что в течение определенного интервала времени $0 \leq t \leq T_{оп}$ в водохранилище со стороны одного из его бортов (при $x=0$) поступает оползневая масса пород слоем мощностью $d = h_2 - h_1$. Причем скорость смещения, ориентированная горизонтально вглубь водоема, считается постоянной по всей высоте слоя и соответствует v_r .

Во втором случае (рис.2) в результате процесса оползня скорость смещения v_r в отличие от первой расчетной схемы (рис.1) возникает сначала лишь в нижней части склона, а затем за время $T_{оп}$ эту скорость приобретает постепенно и вышележащие участки борта водохранилища. При этом предполагается, что указанная область возмущения (на которой возникает скорость v_r) увеличивается по высоте при $0 \leq t \leq T_{оп}$ с некоторой постоянной скоростью $u_{оп}(t)$ (рис.2). Причем величина (высота) этой области в каждый момент времени выражается, очевидно, в виде

$$S_{оп}(t) = \int_0^t u_{оп}(\tau) d\tau.$$

Задача гидродинамики для вышеуказанных расчетных схем (рис.1 и рис.2) решается в предположении о потенциальности движения жидкости с использованием предположений линейной теории волн I, II.

При рассмотрении расчетной схемы, показанной на рис.1, скорость смещения у борта водохранилища $v(z, t)$ может быть аппроксимирована в виде



$$v(x,t) = v(x) \cdot F(t), \quad (1)$$

где

$$v(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } -h_1 \leq x \leq 0, -h \leq x \leq -h_2 \\ v_r & \text{при } -h_2 < x < -h_1 \end{cases}, \quad (2)$$

$$F(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq t \leq T_{оп} \\ 0 & \text{при } t < 0, t > T_{оп} \end{cases} \quad (3)$$

В результате решения вышеотмеченной задачи гидродинамики /1/ с учетом (1)-(3) для определения амплитуд колебаний уровня воды $\eta(x,t)$, генерированных оползнем выдавливания (мощностью d), получается следующая формула:

$$\frac{\eta}{D} = -\frac{d}{T_{оп} L} b_0(t) - \frac{2}{T_{оп} L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos \alpha_n x \cdot \sin \alpha_n y}{\alpha_n \operatorname{ch} \alpha_n h} b_n(t), \quad (4)$$



где

$$a_n = \frac{\pi g}{L}, \quad n=1, 2, 3, \dots,$$

$$L_0(t) = \begin{cases} t & \text{при } 0 \leq t \leq T_{оп} \\ T_{оп} & \text{при } t > T_{оп} \end{cases},$$

$$L_n(t) = \begin{cases} \sin \epsilon_n t / \epsilon_n & \text{при } 0 \leq t \leq T_{оп} \\ 2 \sin 0.5 \epsilon_n T_{оп} \cdot \cos \epsilon_n (t - 0.5 T_{оп}) / \epsilon_n & \text{при } t > T_{оп} \end{cases},$$

$$\epsilon_n = \sqrt{a_n g t h a_n h},$$

$D = v_{г} T_{оп}$ - амплитуда смещения частиц жидкости

у борта водохранилища,

g - ускорение силы тяжести.

В качестве примера на рис. 3 приводится функция $\eta_{г, \text{макс}} / D =$

$f(d/h)$ (здесь $\eta_{г, \text{макс}}$ - максимальное повышение уровня

воды у борта при $x=L$, рис. 1), полученная расчетом на ЭВМ

по (4) при $L/h = 5.0$ и $T_{оп}^* = T_{оп} \sqrt{g/h} = .5; 5.0; 10.0$.

Так, например, для значений $h = 50 \text{ м}$, $L = 250 \text{ м}$, $T_0 = 11.3 \text{ с}$

($T_0^* = 5.0$) в результате использования данных (рис. 3) получим,

что величина $\eta_{г, \text{макс}} = 1.1 \cdot 50 \text{ м}$ соответственно при $d = 10; 50 \text{ м}$

и $D = 10 \text{ м}$.



При решении задачи для расчетной схемы, показанной на рис. 2, для упрощения расчетов предполагается, что

$$u_{оп}(t) = u_{оп} = const.$$

При этом очевидно

$$S_{оп}(t) = \begin{cases} u_{оп} t & \text{при } 0 \leq t < T_{оп}, \\ 0 & \text{при } t < 0, \\ u_{оп} T_{оп} & \text{при } t \geq T_{оп}. \end{cases} \quad (5)$$

В этом случае скорость смещения у борта водохранилища ($x=0$) выражается следующим образом:

$$v_r(x, t) = \begin{cases} v_r & \text{при } -l_0 \leq x < -u_{оп} t \\ 0 & \text{при } -u_{оп} t \leq x \leq 0 \\ u & \text{при } 0 \leq t \leq T_{оп} \\ 0 & \text{при } -h \leq x < -h_0 \\ 0 & \text{при } t < 0 \text{ и } t > T_{оп} \end{cases} \quad (6)$$

Здесь h_0 - расстояние от свободной поверхности воды до места, где начинается процесс "вытекания" оползневой массы



(рис.2).

Используя общее решение двумерной задачи, полученное в работе [1], и учитывая (6), вид волновой поверхности при $t > T_{оп}$ после некоторых преобразований и вычислений может быть выражен следующим образом:

$$\frac{\eta}{D} = \frac{k_{10}}{b T_{оп}^2} K_0(t) + \frac{2}{2 T_{оп}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos \alpha_n z}{n \operatorname{ch} \beta_n h} \quad (7)$$

$$\times A_n \left[s_n (\beta_n \operatorname{sh} \beta_n T_{оп} \cos \epsilon_n \Delta t - \epsilon_n \operatorname{ch} \beta_n T_{оп} \sin \epsilon_n \Delta t + \right.$$

$$\left. + \epsilon_n \sin \epsilon_n t) + c_n (\beta_n \operatorname{ch} \beta_n T_{оп} \cos \epsilon_n \Delta t - \right.$$

$$\left. - \epsilon_n \operatorname{sh} \beta_n T_{оп} \sin \epsilon_n \Delta t - \beta_n \cos \epsilon_n t) \right] -$$

$$- 2 s_n \epsilon_n \sin \epsilon_n \frac{T_{оп}}{2} \cos \epsilon_n \left(t - \frac{T_{оп}}{2} \right),$$

где $K_0(t) = T_{оп}^2 / 2$, $A_n = (\beta_n^2 - \epsilon_n^2)^{-1}$, $\beta_n = a_n n_{оп}$

$s_n = \operatorname{sh} \alpha_n d_1$, $d_1 = h - h_0$, $c_n = \operatorname{ch} \alpha_n d_1$, $\Delta t = t - T_{оп}$.



Результаты численных расчетов, выполненных по формуле (7), показали, что для случая сравнительно быстрого смещения ($T_{оп}^* < 15$) учет скорости увеличения слоя оползня $U_{оп}$ в течение $0 \leq t \leq T_{оп}$ (рис.2) мало влияет на максимальную амплитуду колебания $\eta_{макс}$ уровня воды и главное значение имеет общий объем оползневой массы, поступающей в воду W . Следовательно, при определении волнового режима в водохранилище, в качестве расчетной может быть использована формула (4), являющаяся более простой по форме, чем выражение (7) и величина $U_{оп}$ может не учитываться. Это является практически важным, т.к. методы инженерной геологии позволяют оценить потенциальный объем оползня (W) с гораздо большей степенью точности, чем возможную скорость увеличения слоя оползневой массы ($U_{оп}$) при ее смещении по склону.

Поступила 1.Х.1987

Кафедра геофизики

Литература

1. Т.Л. Гвелесиаши. Количественные характеристики волн на поверхности воды в водохранилище, возбуждаемых землетрясением. В кн. Сейсмические воздействия на гидротехнические и энергетические сооружения. "Наука", М., 1980, стр. 159-174.
2. Методика инженерно-геологических исследований высоких обвалных и оползневых склонов. Под ред. Г.С. Золотарева и М.Я. Янича. Изд. Московского университета. 1980, стр. 184.



3. Временное руководство по расчету параметров волн, возникающих при обвально-оползневых явлениях. Госстрой СССР. ГрузНИИЭГС Минэнерго СССР. Изд. "Мецниერება", Тбилиси, 1986, стр. 42.
4. Н. А. Красильников. Инженерная теория оползневых процессов в проектировании грунтовых плотин на мягком нескальном основании. Гидротехническое строительство. №5, 1987, стр. 18-22.
5. Дж. Дж. Стокер. Волны на воде. Изд. "ИЛ", М., 1969, стр. 200.

ბ. ხვედელიძე, თ. გველეხიანი, გ. ჯინჯიხაძე, ს. გაღვივა, მ. კობახიძე

გონივრით გვიპასუხოთ თქვენთვის ძვირფასი

დახმარებასთან დაკავშირებით გულგრილობის

საბრძოლველად

რევიზიე

ჭირბრუნებულ მდგომარეობაში მყოფი სასაბჭოთაო ამოცანის ამოწმების რევიზიით ანალიზის საფუძველზე განხილულა მოგვიწოდებთ გვიპასუხოთ თქვენთვის ძვირფასი დახმარებასთან დაკავშირებით გულგრილობის საბრძოლველად დაგვიხმარებთ თქვენთვის ძვირფასი დახმარებასთან დაკავშირებით გულგრილობის საბრძოლველად



Z. Khvedelidze, T. Gvelesiani, G. Jinjikhashvili, S. Galegova,
B. Kobaidze

THE INFLUENCE OF THE MODE OF MOVEMENT OF SOME
TYPES OF LANDSLIDES ON THE PEAK VALUES OF THE
WAVES GENERATED IN RESERVOIRS

Summary

The influence of the main characteristic parameters of certain types of landslides on the height of waves generated in reservoirs is viewed from the standpoint of numerical analysis of the solution of a hydrodynamic plane boundary value problem. For the corresponding engineering computation a formula convenient for practical purposes is recommended.

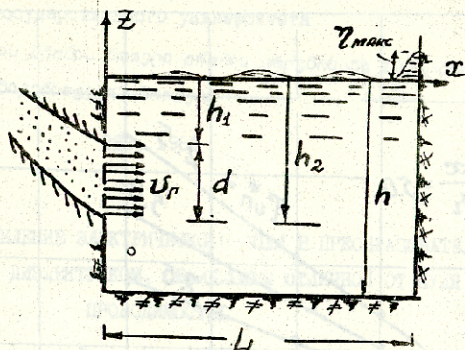


Рис.1. Расчетная схема для случая оползня выдавливания

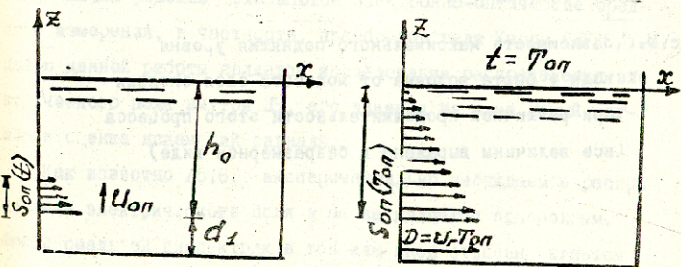


Рис.2. Эпюры смещения ($\tau = u_r t$) частиц жидкости у борта водоема в различные моменты времени в течение процесса оползня (при $0 \leq t \leq T_{оп}$)

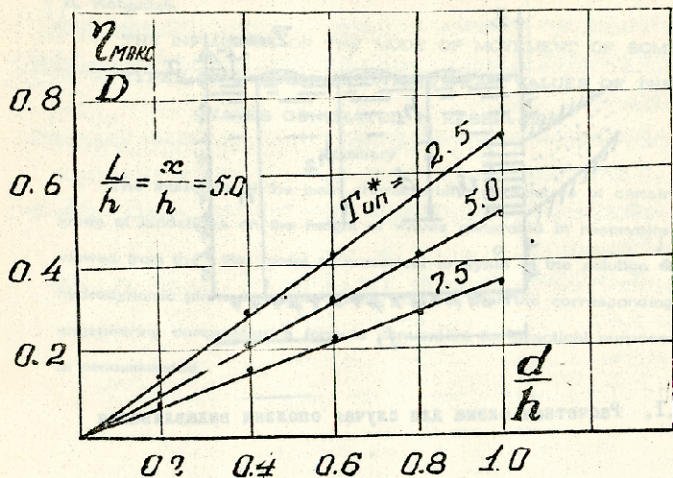


Рис.3. Зависимость максимального поднятия уровня воды у борта водоема от мощности слоя оползня при различной продолжительности этого процесса (все величины выражены в безразмерном виде)



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შტატის მეცნიერებათა აკადემიის
უნივერსიტეტის ტრუდები

282, 1983

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ
КЕРРА С ДИЭЛЕКТРИКОМ, ОБЛАДАЮЩИМ ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ
ПРОВОДИМОСТЬЮ

Р.Р.Канкия¹, О.В.Назарова, Л.П.Фокина, К.О.Хуцишвили

В настоящее время для измерения высоких напряжений в широком интервале амплитуд, временных характеристик и других величин успешно применяются электронно-оптические средства измерения, в частности, преобразователи Керра [1-4]. Целью данной работы является исследование распределения электрического поля внутри ПК, его влияния на измеряемый сигнал и оценка искажений сигнала.

Как известно [5,6], экспериментально наблюдаемое распределение электрического поля в ПК не является однородным. Любой реальной диэлектрик в той или иной степени является неоднородным и обладает отличной от нуля проводимостью. Это ведет к протеканию тока внутри ПК и образованию пространственного объемного заряда. В частности, как предполагают авторы [5], отличная от нуля проводимость нитробензола в ПК обусловлена наличием субмикрометрических частиц, которые

¹ Сотрудник ИИО "Исари" Госстандарта ССР.



попадают в нитробензол в процессе очистки. Жидкость может переносить эти мелкие частицы, приводя их в соприкосновение с одним из электродов. Частицы принимают некоторый заряд от электрода и отталкиваются к другому электроду, где зарядное и отталкивающее действия повторяются. В результате эти частицы могут формировать заряженные слои около поверхности электродов, вследствие чего искажается однородное распределение электрического поля внутри ПК. Описанное нарушение однородного распределения поля является причиной возникновения погрешности при исследовании различных процессов с помощью ПК.

Из вышесказанного следует, что поле внутри ПК можно считать однородным лишь внутри достаточно тонкого слоя диэлектрика. В работе [7] была предложена модель двухслойного диэлектрика, однако в ряде случаев она оказывается неприменимой. Например, с помощью этой модели нельзя объяснить параболы распределения электрического поля, наблюдаемое в работах [5,6] при приложении к ПК гармонического напряжения. Исходя из симметрии задачи, в данной работе нами предлагается модель трехслойного диэлектрика. Ниже будет показано, что она оказывается более соответствующей реальному распределению поля в ПК, заполненном жидкостью или газом.

Пусть пространство между обкладками плоского конденсатора в ПК заполнено диэлектриком, состоящим из трех слоев, имеющих толщины d_1, d_2, d_3 ($d_1 + d_2 + d_3 = d$, где d - межэлектродное расстояние в плоском конденсаторе), с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ и удельными проводимостями $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, соответственно.



Предположим, что на электроды конденсатора в момент времени $t = 0$ подается напряжение $U(t)$. Как известно [3], сразу после выключения напряжения напряженности электрического поля в слоях имеют значения $E_1^{(0)}$, $E_2^{(0)}$, $E_3^{(0)}$, определяемые из условия непрерывности электрической индукции на границах слоев, т.е.

$$D_1 = D_2 = D_3; \quad D_i = \epsilon_i E_i, \quad (1)$$

$$i = 1, 2, 3,$$

и условием

$$E_1^{(0)} d_1 + E_2^{(0)} d_2 + E_3^{(0)} d_3 = U(0). \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует начальное распределение поля

$$E_1^{(0)} = \epsilon_2 \epsilon_3 U(0) / \xi; \quad E_2^{(0)} = \epsilon_1 E_1^{(0)} / \epsilon_2; \quad (3)$$

$$E_3^{(0)} = \epsilon_1 E_1^{(0)} / \epsilon_3;$$

$$\xi = \epsilon_3 \epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 \epsilon_2 d_3 + \epsilon_1 \epsilon_3 d_2.$$

Вследствие различной проводимости слоев распределение поля сразу же начнет меняться. Это изменение приведет к таким значениям $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$, которые удовлетворяют очевидному равенству:

$$E_1(t)d_1 + E_2(t)d_2 + E_3(t)d_3 = u(t) \quad (4)$$

уравнению непрерывности полного тока

$$\begin{aligned} \gamma_1 E_1(t) + \frac{\epsilon_1}{K} \dot{E}_1(t) &= \gamma_2 E_2(t) + \frac{\epsilon_2}{K} \dot{E}_2(t) = \\ &= \gamma_3 E_3(t) + \frac{\epsilon_3}{K} \dot{E}_3(t), \end{aligned} \quad (5)$$

где $K = 36 \pi \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{с}^{-1}$. В дальнейшем на основе этих уравнений будем вычислять распределение электрического поля в ПК для гармонического воздействия. Предположим $u(t) = u_m \sin \omega t$, где u_m - амплитуда напряжения, ω - частота. Будем считать, что в каждый момент времени успевает установиться стационарное состояние, т.е. постоянные времени $\theta_{1,2}$, характеризующие переходной процесс, удовлетворяют условию $\theta_{1,2} \omega \ll 1$, где

$$\frac{1}{\theta_{1,2}} = \frac{b \mp \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (6)$$

$$b = \frac{1}{K} [(\epsilon_2 d_3 + \epsilon_3 d_2) \gamma_1 + (\gamma_2 d_3 + \gamma_3 d_2) \epsilon_1 +$$



$$+ (\gamma_2 \epsilon_3 + \epsilon_2 \gamma_3) d_1];$$

$$d = (\gamma_2 \gamma_1 d_3 + \gamma_3 \gamma_1 d_2 + \gamma_2 \gamma_3 d_1);$$

$$a = \frac{\epsilon}{k^2}$$

Ясно, что при достаточно высоких частотах, когда выполняется условие $\theta_{1,2} \omega \gg 1$, сохраняется начальное распределение поля /3/ и объемный заряд практически не будет показывать параметры измеряемого сигнала. Интегрируя (5) при $U(t) = U_m \cdot \sin \omega t$ для стационарных значений напряженностей электрического поля в слоях имеем

$$E_1^{cm}(t) = \frac{\gamma_2 \gamma_3 U_m}{c} \sin \omega t + \frac{c(\gamma_3 \epsilon_2 + \gamma_2 \epsilon_3) - kV \gamma_2 \gamma_3}{k c^2} \cdot U_m \omega \cos \omega t; \quad (7)$$

$$E_2^{cm}(t) = \frac{\gamma_1 \gamma_3 U_m}{c} \sin \omega t + \frac{c(\gamma_3 \epsilon_1 + \gamma_1 \epsilon_3) - kV \gamma_1 \gamma_3}{k c^2} \cdot U_m \omega \cos \omega t.$$

Здесь и в дальнейшем выражение для $E_3^{cm}(t)$ получается из $E_1^{cm}(t)$ заменой индексов 1 на 3 и не наоборот.

Полученные выражения для E_i^{cm} находят экспериментальное подтверждение в некоторых основных результатах работы /5/.



в которой были приведены измерения напряженности электрического поля в ПК. В ячейке, имеющей никелевые электроды, обработанные с дувкой стеклянной крошкой, при воздействии гармонического напряжения низкой частоты $\omega/2\pi = 60 \text{ Гц}$ на положительном ($t = T/4$) и отрицательном ($t = 3T/4$) alike распределение электрического поля было параболическим (см. рис., кривые 1 и 2). Из выражений (7), переписанных для $t = T/4$ и $t = 3T/4$, следует, что параболическое распределение электрического поля может быть объяснено в модели трехслойного диэлектрика, если $\gamma_1 \cdot \gamma_3 > \gamma_2$. С другой стороны, модель двухслойного диэлектрика, распределение поля в котором приводится в [8, 7], не может описать параболическое распределение поля. Существование трех слоев при гармоническом напряжении можно объяснить следующим образом: из-за попеременной смены полярности электродов заряженные частицы не успевают отойти от электрода и происходит накопление двух объемных зарядов разных знаков вблизи электродов, а в средней части межэлектродного пространства плотность объемного заряда близка к нулю, т.е. $\gamma_1, \gamma_3 \gg \gamma_2$. Поскольку на экспериментах [5] значения напряженностей электрического поля у электродов были почти одинаковы (см. рис.), то разумно также предположить, что выполняются условия $d_1 = d_2$, $\gamma_1 = \gamma_3$ и $\epsilon_1 = \epsilon_3$. В этих предположениях выражения (7) сводятся к виду:

$$E_z(t) = E_1(t) = \frac{\gamma_2 U_m}{\gamma_1 d_2 + 2\gamma_2 d_1} \sin \omega t + \quad (8)$$



$$+ \frac{(\gamma_1 \epsilon_2 - \gamma_2 \epsilon_1) d_2}{\kappa(\gamma_1 d_2 + 2\gamma_2 d_1)^2} u_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t,$$

$$E_2^{cm}(t) = \frac{\gamma_1 u_m}{\gamma_1 d_2 + 2\gamma_2 d_1} \sin \omega t +$$

$$+ \frac{(\gamma_2 \epsilon_1 - \gamma_1 \epsilon_2) 2d_1}{\kappa(\gamma_1 d_2 + 2\gamma_2 d_1)} \cdot u_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t.$$

Распределение электрического поля, даваемое (8), при учете размытости границ между слоями на пиках напряжения имеет параболический вид (см. рис.). Временная зависимость распределения напряженности электрического поля ($E_i(t)$ от $t = T/4$ до $t = 3T/4$) в принципе также согласуется с экспериментом /5/. Проведем некоторые численные оценки в рамках модели трехслойного диэлектрика. Как видно из рис., при $t = 9T/16$ электрическое поле в ячейке является однородным /5/, т.е. $E_1^{cm}(9T/16) = E_2^{cm}(9T/16)$.

Учитывая это, после несложных преобразований из (8) имеем

$$d_1/d_2 \sim 10^{-2}, \quad \epsilon_2 \omega / \kappa_{01} \approx 0.33. \quad (9)$$

Поставляя в (9) $\epsilon_2 \approx 36,45$ (диэлектрическая постоянная



вая нитробензола), $\omega/2\pi = 60 \text{ Гц}/5$, находим, что $\gamma_1 \approx 3,7 \cdot 10^{-7} \text{ (Ом.м)}^{-1}$. Это значение проводимости на один-два порядка больше проводимости нитробензола, используемой в работе /5/ ($\gamma_1 \approx \gamma_2 \sim 10^{-8} + 10^{-9} \text{ (Ом.м)}^{-1}$). Полученный результат свидетельствует о том, что у поверхности электродов имеются скопления заряда.

Используя вычисленное нами значение γ_1 можно также оценить и порядок времени релаксации θ_1 в предположении $\epsilon_1 \approx 0$. При этом условии из (6) имеем

$$\theta_1 \approx \frac{1}{\kappa} \cdot 2\epsilon_2 d_1 / \kappa \gamma_1 d_2 \sim 10^{-5} \text{ с.}$$

На экспериментах /2,5/ при воздействии на ПК импульсного напряжения длительностью порядка микросекунд ($t \sim 10^{-6} \text{ с}$) существенное искажение электрического поля не наблюдалось, т.е. на таких временах не успевает осуществиться объемная поляризация. Таким образом, вычисленная нами величина постоянной времени $\theta_1 \sim 10^{-5} \text{ с}$ не противоречит эксперименту.

Полученные результаты можно использовать для исследования процессов возникновения объемного заряда и для прогнозирования стационарного распределения электрического поля. Можно также оценить относительное отклонение напряженности электрического поля в слоях от однородности $E = u(t)/d$, $\Delta E_i(t)/E = 1 - \epsilon_i(t)/\epsilon$, что весьма важно с практической точки зрения.

Поступила 5. IV. 1988

Кафедра
экспериментальной физики



Литература

1. А.Шваб. Измерения на высоком напряжении. М.: "Энергоатомиздат", 1983, 264 с.
2. Р.Э.Хебнер, Р.А.Малевский, Э.С.Кэсодд. Оптические методы измерения электрических параметров на высоких напряжениях, ФИИЭР, т.65, № 11, 1977, с.5-34.
3. Н.Верещагин. Поляризуемость молекул. М.: "Наука", 1980, 177 с.
4. Е.Р.Мустель, В.Н.Парыгин. Методы модуляции и сканирования света, М.: "Наука", 1970, 295 с.
5. E.C.Cassidy. Kerr-effect Studies of an Insulating Liquid under Varied High-voltage Conditions, IEEE Trans. on Elect. Insulation, 1974, vol. EI-19, No. 2, p. 43-56.
6. E.C.Cassidy, H.N.Cones, D.C.Wunsch, S.R.Booker, Calibration of a Kerr Cell System for High voltage Pulse Measurements, IEEE Trans. on instrumentation and Measurement, 1968, vol. IM-17, No. 4, p.313-320.
7. П.Г.дальгенко, Ш.И.Дзюбенко, В.В.Шевченко, Искажение формы импульсных электрических полей при контроле их электро-оптической ячейкой, Метрология, М.: изд.Стандарты, 1981, с.56-62.
8. Г.И.Сканави. Физика диэлектриков, М.-Л., "Гостехиздат", 1949, 500 с.

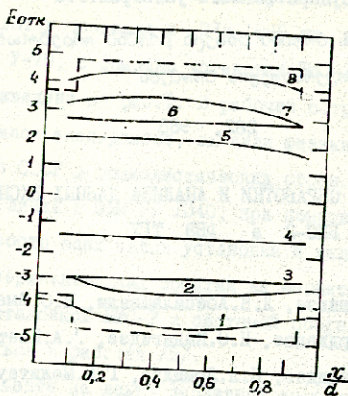


Рис. Распределение электрического поля в ПК: сплошные линии - эксперимент /5/ при воздействии переменного напря. ения с частотой 60 Гц (1-(3/4) Т, 2-(7/8) Т, 3-(5/8) Т, 4 - (9/16) Т, 5-(7/16) Т, 6-(1/8) Т, 7-(3/8) Т, 8-(1/4) Т); пунктир - теоретические оцен. в трехслойной модели



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შტაბის მეცნიერების ორდენის მფლობელთა სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

282, 0988

СИСТЕМА ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА
БИС-2 в БВЭ ТГУ

- Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели,
- В.П.Джорджадзе, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кветадзе,
- В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаური,
- М.Д.Моцидзе, Т.У.Мептошавили, Г.И.Никобадзе,
- Т.Г.Пилхелаური, Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшвили,
- Р.Г.Шанидзе

Одной из важных особенностей современных экспериментов по физике высоких энергий является обработка и анализ большого объема экспериментальной информации /1/. В последнее время основную часть экспериментов, которые проводятся на крупнейших ускорителях мира, представляют так называемые "эксперименты на линии" (*on-line* эксперименты), в которых отбор и накопление экспериментальных данных происходят при помощи ЭВМ. Во многих таких экспериментах накапливаемая статистика измеряется миллионами событий, обработка и анализ которых требует хорошо организованной системы программного обеспечения и больших ресурсов ЭВМ.

В данной работе приводится описание системы обработки



и анализа данных эксперимента по поиску узких барионных резонансов и очарованных частиц, которая организована в ИФВЭ ТГУ. Эксперимент проводился в 1978-1986 гг. на Серпуховском ускорителе У-70, с помощью установки БИС-2. Схема установки БИС-2 приведена на рис.1. В рабочее сотрудничество, которым проводился эксперимент, входили физики из 10 научных лабораторий СССР и социалистических стран. Эксперимент проводился на линии с ЭВМ ЕС 1040, при помощи которой контролировалась работа всех узлов установки и велась запись регистрируемых экспериментальных событий на магнитные ленты. Более подробно с установкой БИС-2 и системой сбора информации можно ознакомиться в работах /2/.

Всего в эксперименте на ленты первичной информации (ЛПИ) было записано 100 миллионов нейтрон-ядерных взаимодействий. На части статистики, которая полностью обработана, зарегистрировано рождение очарованного бариона Λ_c^+ /3/ и узкого барионного резонанса N_{φ} /4/, который распадается на Σ^- (1385) и K^+ . Значительная доля информации (см. таблицу I), которая была зарегистрирована в эксперименте по изучению зависимости сечения рождения очарованных частиц и узких барионных резонансов от атомного веса ядер мишеней, обрабатывалась в ИФВЭ ТГУ при помощи описываемой системы обработки и анализа данных эксперимента БИС-2.

Схема системы обработки и анализа данных эксперимента БИС-2 приведена на рис.2. Она включает в себя три этапа:

1. Геометрическая реконструкция экспериментальных событий и отбор исследуемых взаимодействий для дальнейшего анализа.



2. Статистический и физический анализ отобранных событий.

3. Математическое моделирование исследуемых физических реакций и условий их регистрации с целью определения эффективностей спектрометра в зависимости от изучаемых физических параметров.

На первом этапе, при помощи программы геометрической реконструкции, осуществляется последовательная обработка экспериментальных событий, которая состоит из следующих основных шагов:

- Декодировка информации с лент первичной информации (ЛПИ).
- Распознавание (поиск и восстановление траектории частиц).
- Получение общей картины события: вычисление импульсов, построение нейтральных страных частиц, вычисление эффективных масс и определение типа событий.
- Запись исследуемых событий на ленту суммарных результатов (ДСР)

Сотрудничеством БИС-2 применяется несколько программ геометрической реконструкции: *FERUN 15/*, *VIEW*, *BISON*. В системе обработки и анализа данных эксперимента БИС-2 в ИЯИФ АН УССР используется программа *BISON*. Эта программа наиболее приспособлена к процессу обработки больших объемов экспериментальных данных /6/. В таблице 2 указаны необходимые ресурсы ЭМ, которые требуются для обработки одного события программой *BISON*. Там же показано сравнение скорости реконструкции одного события для разных ЭМ. На рис.3



приводится распределение нейтральных вылок по инвариантной массе в системах $p\bar{p}$ и $q\bar{q}$.

Эксперимент БИС-2 во многом является поисковым, что обуславливает исследование различных реакций с участием нейтральных странных частиц и заряженных адронов, экспериментальные характеристики которых определяются во втором и третьем этапах системы обработки и анализа данных.

На втором этапе, с помощью программы *BISMX*, происходит статистический и физический анализ событий, отобранных во время геометрической реконструкции или моделированных при соответствующих условиях. В программе *BISMX*, которая является программой статистического анализа данных для эксперимента БИС-2, при обработке события предусмотрены следующие возможности, реализуемые в ходе последовательных шагов ее работы:

- Проверка и отбор траекторий заряженных частиц, восстановленных на предыдущем этапе обработки.
- Поиск траекторий заряженных частиц, не имеющих продолжения в установке после магнита.
- Восстановление параметров отобранных траекторий заряженных частиц с учетом заданной геометрии спектрометра.
- Анализ информации от многоканальных пороговых газовых черенковских счетчиков (МНЧС) с целью идентификации адронов.
- Поиск и определение параметров нейтральных странных частиц Λ^0 , K^0 , $\bar{\Lambda}^0$.
- Поиск нейтральных странных частиц, когда одна из траекторий не является полной.



- Поиск и определение параметров каскадных гиперонов Ξ и Σ^- .
- Восстановление полной топологии анализируемого события.
- Вывод информации на графическое устройство.

Работа каждого шага контролируется путем построения статистических распределений.

Задание схемы обработки события в программе *BISMX* сводится к выбору ряда последовательных шагов анализа. Такой выбор определяется при помощи задания соответствующих директив, а также, для некоторых шагов, значениями параметров, характеризующих условия анализа для данного шага. В программе предусматривается возможность поэтапной работы — после каждого шага анализа, результаты можно записать на ленту суммарных результатов высоких уровней (МСР-I, МСР-II). При дальнейшем анализе эти ленты служат входной и формирующей для программы *BISMX*.

Геометрия спектрометра БИС-2 позволяет регистрировать частицы в ограниченной кинематической области. Условия регистрации этих частиц изучаются на третьем этапе системы обработки и анализа данных эксперимента БИС-2. На этом этапе моделируются исследуемые физические реакции с целью определения эффективностей спектрометра по изучаемым физическим характеристикам. Основной программой математического моделирования в эксперименте БИС-2 является программа *RSIMUL*, в которой учтены многие идеи и возможности, заложенные в программе моделирования *GEANT* [7]. Программа *RSIMUL* предназначается для моделирования



дифракционных и инклюзивных процессов и регистрации их спектрометром, имеющим прямоугольный магнит с квазисодородным полем. В программе имеется возможность включения большого числа детекторов: пропорциональных камер, сцинтилляционных счетчиков, многоканальных газовых черенковских счетчиков. Эти детекторы могут располагаться в произвольном месте, в том числе и в магните. Траектории частиц из моделированного взаимодействия прослеживаются через детекторы с учетом кулоновского рассеяния и возможности распада.

Результаты моделирования можно записать на ленту моделированных событий (LCS) и в дальнейшем анализировать программой *BISMX*.

Все программы системы обработки и анализа данных эксперимента БИС-2 написаны на алгоритмическом языке фортран. Исходные тексты программ хранятся в виде PAM файлов системы *PATCHY* /8/. Использование *PATCHY* позволяет адаптировать описанную систему на различных ЭВМ. В ИВЭ ТГУ система обработки и анализа данных эксперимента БИС-2 адаптирована на ЭВМ серии ЕС: ЕС1033, ЕС1035, ЕС1045. Накопление статистических характеристик на всех этапах описанной системы производится программой *NEBOOK* /9/. Для управления программами системы (задание определенной геометрии спектрометра, требуемого объема обработки и параметров для статистического и физического анализа) применяются директивы, которые задаются в формате *FFREAD* /10/.

Следует отметить, что описываемая программа обработки и анализа экспериментальных данных является довольно универсальной и может использоваться для других экспериментов



в области физики высоких энергий и атомного ядра.

Авторы благодарят сотрудников ДВТА ОИЯИ Иванченко И.М., Карпенко Н.Н., Евсикова И.И., Пальчика В.В. за помощь в адаптации программы *BISON* в ИФВЭ ТГУ, Дихачева М.Ф., Чудакова Е.А. за поддержку в работе и полезные обсуждения, а также всех участников сотрудничества БИС-2, принимавших участие в подготовке и проведении сеансов по набору статистики на Сердучковском ускорителе 2-70.

Поступила 13, IV, 1988

Институт физики
высоких энергий ТГУ

Литература

1. H. Newman. CALT-6-1435.
2. Г.И. Айхнер и др. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980;
В.Н. Евсина и др. ОИЯИ, Б1-10-82-862, Дубна, 1982;
Н.Ч. Говорун и др. ОИЯИ, I-84-475, Дубна, 1984.
3. A.N. Alev, et al. Z. Phys., C23, 333, 1984.
4. A.N. Alev, et al. Z. Phys., C25, 205, 1984.
5. Д.Т. Бурилков и др. ОИЯИ, I-80-656, Дубна, 1980;
Д.Т. Бурилков и др. ОИЯИ, I-81-772, Дубна, 1981.
6. Н.Н. Гсворун и др. ОИЯИ, P10-86-786, Дубна, 1986.
7. R. Brun, et al. CERN, DD/78/2.
8. H. Klein, J. Zoll, "PATCHY Reference Manuel", CERN, Geneva, 1983.
9. R. Brun, et al. CERN, DD-EE-81.1, 1981.
10. R. Brun, et al. CERN DD/EE/78.



Статистика событий, набранная на 27-28 сеансах эксперимента БИС-2 на мишенях: углерод, алюминий, медь. Доля статистики, обработанной в ИЯЭ ТГУ.

Таблица I

Мишени	27 сеанс		28 сеанс	
	Всегох10 ⁶	ИЯЭ ТГУ (%)	Всегох10 ⁶	ИЯЭ ТГУ (%)
Углерод	4,5	7,2	4,5	17,5
АЛЮМИНИЙ	4,4	20,4	4,5	17,2
Медь	4,2	31,5	4,2	16,8



Ресурсы ЭВМ, необходимые программе *BISON* для обработки одного события. Сравнение скоростей различных ЭВМ.

Таблица 2

ЭВМ ЕС	Объем оперативной памяти К байт	Время на одно событие (сек)	Относительные скорости
1033	430	3,01	1
1035		2,53	1,2
1045		0,65	4,6
1061*		0,32	9,4

* - ОИЯИ, Дубна



ლაბაში, ლაბელ, ლაბორი, ნ.ამა, ლობელი, ვ.ჯორჯაძე,
ნ.ქადაგიაძე, რ.ქვათაძე, ვ.კვათაძე, ნ.კელიძე, ნ.მედი-
აური, მ.მოსიძე, თ.მენტეშაშვილი, გ.ნიკოლოზაძე, თ.ფი-
ფიალური, გ.ჭაჭავაძე, მ.ჩანჭავაძე, რ.შანიძე

ბის-2 ექსპერიმენტის მონაცემების დამუშავებისა და
ანალიზის სისტემა

რეზიუმე

აღწერილია ბის-2 ზანაბარზე ჩატარებული ექსპერიმენტული მონა-
ცემების დამუშავებისა და ანალიზის სისტემა. სისტემა შედგება სა-
ბიზისური ნაწილისაგან.

- 1) ჩატარებული ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავების
სისტემა და საჭირო შედეგების გამოცემა.
- 2) გამოყენებული მონაცემების სტატისტიკური და ფიზიკური ანალიზი,
- 3) საბაზისო ფიზიკური პრინციპების მათემატიკური მოდელირება და
ნადავლის ეფექტურობის განსაზღვრა.

განხილული სისტემის გამოყენებით შესაძლებელი იქნა პირველი და
მეორე რიგისა და მარტივი ნაწილის დამუშავება და მონაცემების
განმარტება.

ze, L.Af selashvili, N.Amaglobel, V.Jorjadze,
tagidze, R.Kvatadze, V.Kekelidze, N.Lomidze,
Meliauri, M.Mosidze, T.Mentesashvili, G.Niko-
badze, T.Pitskheauri, G.Tatishvili, M.Chargeishvili
R.Shanidze

A SYSTEM FOR ANALYSING THE DATA OF THE BIS-2
EXPERIMENT AT THE HIGH ENERGY PHYSICS INSTITUTE
OF Tbilisi STATE UNIVERSITY

Summary

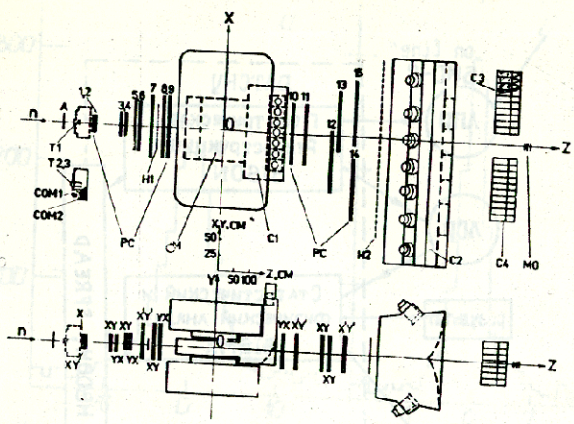
A system analyzing the data of the experiment from the BIS-2 detec-



tor is described. The system consists of three main parts

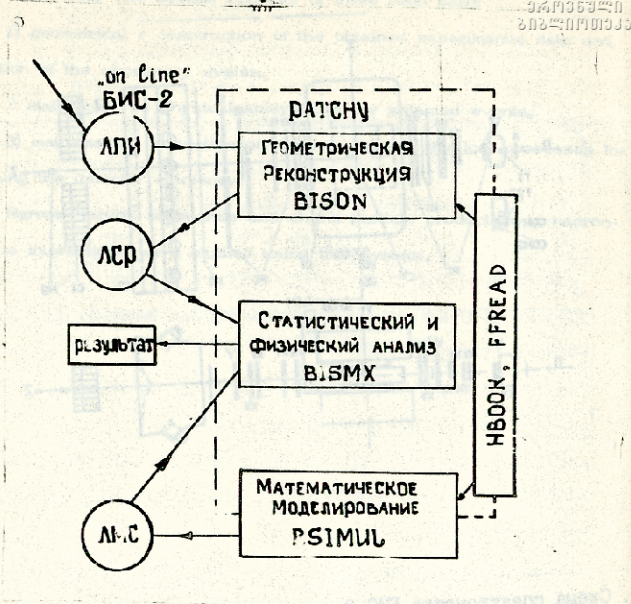
- 1) geometrical construction of the obtained experimental data and selection of the necessary events,
- 2) statistical and physical analysis of the selected events,
- 3) mathematical simulation of the investigated physical processes for obtaining the detector efficiency.

Narrow baryon resonance and charm particle production in hadron-nucleus interactions were studied using this system.

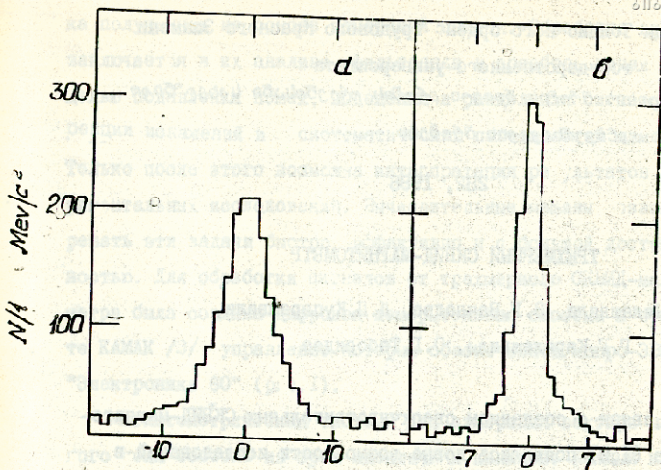


I. **Схема спектрометра БИС-2.**

- PC-- пропорциональные камеры
- A - сцинтиляционный счетчик
- T - мишень
- H - годоскоп сцинтиляционных счетчиков
- NO - монитор нейтронов
- C3, C4 - годоскоп черенковских счетчиков полного поглощения
- COM - сцинтиляционные счетчики оружия мишени
- C1, C2 - многоканальные пороговые газыис черенковские счетчики.



2. Схема системы обработки и анализа данных эксперимента БИС-2.



$M(\pi^+\pi^-) - M(K_S^0), \text{ Mev}/c^2$ $M(p\pi^-) - M(\Lambda^0), \text{ Mev}/c^2$

3. Распределение нейтральных вилок по инвариантной массе в системах $p\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$.

282, 1988

ТРЕХМЕРНЫЙ СКВИД-МАГНИТОМЕТР

О.А.Чилашвили, З.Г.Вачнадзе, Д.П.Купарашвили,
Г.Г.Каралашвили, О.Г.Табორидзе

В связи с созданием сверхчувствительных СКВИД-магнитометров (1,2) появились новые возможности исследований в самых различных областях физики. СКВИДы можно использовать для измерений магнитных полей, их градиентов, магнитной восприимчивости и электрических напряжений. Максимально достижимая чувствительность к магнитному потоку оказывается порядка $10^{-21} \text{ Вб(Гц)}^{-1/2}$. При использовании устройства в качестве магнитометра его чувствительность к магнитному полю достигает $10^{-14} \text{ Т(Гц)}^{-1/2}$. Для сравнения магнитометр с насыщенным сердечником и протонно-прецизионные магнитометры имеют чувствительность $10^{-9} \text{ Т(Гц)}^{-1/2}$, а разрешение магнитометров с откачкой паров цезия составляет $10^{-11} \text{ Т(Гц)}^{-1/2}$. Наряду с высокой чувствительностью СКВИДы обладают векторной информацией.

Созданная экспериментальная установка позволяет измерить при компоненты магнитного поля и восстановить вектор. В связи с этим первостепенное значение приобретает обработ-



ка полученных на основе измерений данных. Обработка данных заключается в их анализе, фильтрации и преобразовании с целью подавления помех, выделения и разделения сигналов, коррекции искажений и систематических погрешностей измерений. Только после этого возможна интерпретация результатов экспериментальных исследований. Вычислительные машины позволяют решать эти задачи быстро, эффективно и с большой достоверностью. Для обработки сигналов от трехмерного СКВИД-магнитометра была создана цифровая измерительная система в стандарте КАМАК /3/, управление которым обеспечивает микро-ЭВМ типа "Электроника 60" (рис.1).

Магнитометрическая система для измерения вектора магнитного поля состоит из трех идентичных каналов. Каждый канал состоит из следующих основных частей: сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик, представляющий собой одноиндуктивный СКВИД Циммермана /4/ с точечным джозефсоновским контактом, высокочастотный контур накачки, немагнитный высокочастотный кабель, высокочастотный преусилитель-автогенератор /7/, блок управления в двойном режиме, КАМАК, синхронный селективный фильтр сетевой помехи /6,8/.

На рис.2 показана блок-схема аналоговой части магнитометрического устройства. Сверхпроводящие датчики $S\theta_x$, $S\theta_y$, $S\theta_z$, оси приемных индуктивных отверстий которых расположены взаимно-ортогонально, индуктивно связаны с высокочастотными резонансными контурами $L_x C_x$, $L_y C_y$, $L_z C_z$. Для исключения взаимного влияния каналов по высокой частоте резонансные частоты контуров разнесены на 1-2МГц друг от друга в полосе частот 16-20МГц. В качестве емкостей C_x ,



C_y , C_x используются емкости монтажа и подводных линий (кабелей), для исключения внешних радиочастотных наводок датчики и резонансные контуры расположены внутри медного экрана "Э" и находятся при температуре кипения жидкого гелия. LC контуры с помощью немагнитных ВЧ кабелей присоединены к соответствующим усилителям УВЧ- x , УВЧ- y , УВЧ- z . Все эти части прибора механически жестко связаны между собой, защищены от вибрации для исключения откликов в сигнале. Предусилители соединены с соответствующими блоками управления БУ x , БУ y , БУ z с помощью трех экранированных кабелей, длина которых может достигать 70м. На выходах БУ присутствуют аналоговые сигналы с амплитудами до $\pm 5В$ и при необходимости могут быть отфильтрованы с помощью синхронных фильтров.

Штанга для связи низкотемпературной части магнитометра с остальной частью аппаратуры сконструирована таким образом, что обеспечивает минимальный расход жидкого гелия (порядка 0,12-0,15 л/в сутки).

Применение одноиндуктивных СКВИДов обеспечивает максимальную чувствительность по магнитному потоку всей магнитометрической системы по сравнению с подобными устройствами. Кроме того, малые размеры приемных индуктивностей применяемых датчиков делают прибор максимально точечным приёмником.

При необходимости одноиндуктивные датчики можно легко заменить дииндуктивными, так называемыми градиентометрическими циммермановскими СКВИДами с точечным контактом без изменений конструкции устройства. В этом случае прибор будет регистрировать изменение градиента магнитного потока,



что иногда может дать весьма полную информацию.

Сигналы от выхода СКВИД-магнитометра подаются на вход преобразователя уровня, который переводит диапазон $\pm 5В$ в диапазон $0+10В$, необходимый для работы аналого-цифрового преобразователя КА-007 /9/.

Кодирование информации производится с помощью преобразования амплитуда-время-код. Емкость зарядного устройства, заряженного до амплитудного значения сигнала, разряжается постоянным током и импульсы от генератора регистрируются 13-разрядным счетчиком.

Для стабилизации коэффициента преобразования через разъем могут передаваться корректирующие напряжения в диапазоне $\pm 3В$.

При внешнем запуске зарядное устройство разблокируется сигналом "пуск". В конце преобразования устанавливается сигнал L . Данные со счетчика поступают на шины $R1-R13$ и считываются командами:

$F(0)$ - чтение содержимого счетчика, $\theta = 1$,

$F(2)$ - чтение и сброс содержимого счетчика, $\theta = 1$.

Блок имеет следующие характеристики:

- Число каналов 4096 или 8192 (устанавливается переключкой);
- Частота генератора - 100 МГц;
- Интегральная нелинейность для 99% шкалы - 0,5%;
- Дифференциальная нелинейность - 1%;
- Входное сопротивление - 2 К Ω ;
- Длительность измеряемого сигнала $\geq 0,5$ мкс.

Блок КЭ-003 и КК-007 сопрягают магистраль крейта КАМА



с шиной (системным каналом) микро-ЭВМ (10), образуя совместно контроллер крейта.

Обмен каждым словом данных выполняется по программе от микро-ЭВМ. Программно доступны четыре 16-разрядных регистра:

- регистр управления и статуса /PUC/,
- регистр чтения R,
- регистр записи W,
- регистр MNAF.

Регистры R, W и MNAF имеют одинаковый адрес, причем регистры R и W доступны во время обмена, а регистр MNAF - при отсутствии такого обмена.

Перед обменом от ЭВМ последовательно подаются команда MNAF и информация в PUC.

Взаимодействие с ЭВМ осуществляется с помощью триггера связи и триггера пересылки.

Обмен массивом начинается при записи "1" в нулевой разряд PUC, что вызывает необходимость установки триггера связи в "1" на все время обмена.

Триггер пересылки управляет передачей каждого слова.

Окончание обмена может происходить от контроллера по сигналу "конец связи", который сбрасывает триггер связи или по инициативе от ЭВМ. По команде чтения в каждом цикле обмена сначала выполняется цикл КАМАК, а затем пересылка слова, а по команде записи - наоборот.

Блок Ки-031 подключает к магистрали крейта КАМАК один или два малогабаритных НМЦ типа ИЗОТ-5003 или ИЗОТ-5005. С его помощью можно записать на магнитной ленте большие



массивы экспериментальных данных при необходимости их обработки на крупной ЭВМ в вычислительном центре.

Созданная нами система позволяет измерять изменения магнитного поля с точностью $10^{-12} T$ в полосе частот 0 - 1 кГц.

Поступила 25.IX.1988

Кафедра
экспериментальной физики

Литература

1. B.D.Josepson, Phys. Lett., 1, 251 (1962);
ADV. Phys. 14, 4119 (1965).
2. Слабая сверхпроводимость. М., "Мир", 1980.
3. А.Науманя и др. Стандартные интерфейсы для измерительных систем. М., "Мир", 1983.
4. J.E.Zimmerman, R.Thiene, J.L.Harding, J.Appl. Phys. 41, 572 (1970)
5. О.А.Чилашвили, Д.П.Купарашвили, Г.Г.Каралашвили, О.Г. Таборидзе, З.Г.Вачнадзе. Отчет №140-82, ТГУ, 1985.
6. О.А.Чилашвили, Д.П.Купарашвили, Г.Г.Каралашвили, О.Г. Таборидзе, З.Г.Вачнадзе. Отчет №57-84, ТГУ, 1987.
7. В.Ф.Бобраков, Б.В.Васильев. Автогенератор для СКВИДа. Препринт ОИЯИ. Р13-80-801. Дубна, 1980.
8. В.Ф.Бобраков, В.Фодель, Синхронный сетевой фильтр Препринт ОИЯИ. Р13-82-801. Дубна, 1982.
9. Цифровые блоки в стандарте КАМАК (Выпуск У). Препринт ОИЯИ, 10-76-105. Дубна, 1976.
10. Цифровые блоки в стандарте КАМАК (выпуск Х). Препринт ОИЯИ. 10-81-755. Дубна, 1981.



მ. ჭიჭინაძე, მ. ვახნაძე, დ. კუპარაშვილი, მ. ვარლამიშვილი, მ. თაბორიძე

სამსახურითი სპირიტუალური-მაგნიტომეტრი

რეზიუმე

შექმნილია სამსახურითი სპირიტუალური-მაგნიტომეტრი ინტეგრირების ვექტორის გასაზომად, ელექტრონიკური ინტეგრირების რეგისტრირება ხდება ციფრული ავტომატიზებული სისტემის მიერ, რეგისტრირებული მარტავს მიზრთ ე.ტ.მ.

მაგნიტომეტრიც მასთან დაკავშირებული ინტეგრირების რეგისტრირების სისტემა საშუალებას იძლევა გამოვლინოს მაგნიტომეტრი ინტეგრირების ვექტორი 10^{-12} ტესლა-ს სიზუსტით 0-1 კჰც სიხშირულ დიაპაზონში.

© Chilashvili, Z.Vachnadze, D.Kuparashvili,

G.Karalashvili, O.Taboridze.

1. THREE-DIMENSIONAL SQUID-MAGNETOMETER

Summary

A three-dimensional SQUID-magnetometer for measurement of the magnetic induction vector is described. The digital system, which is controlled by a microcomputer, processes the experimental data.

The magnetometer enables to measure the magnetic induction vector with the resolution of 10^{-12} Tesla in 0 - 1 KHz frequency bandwidth.

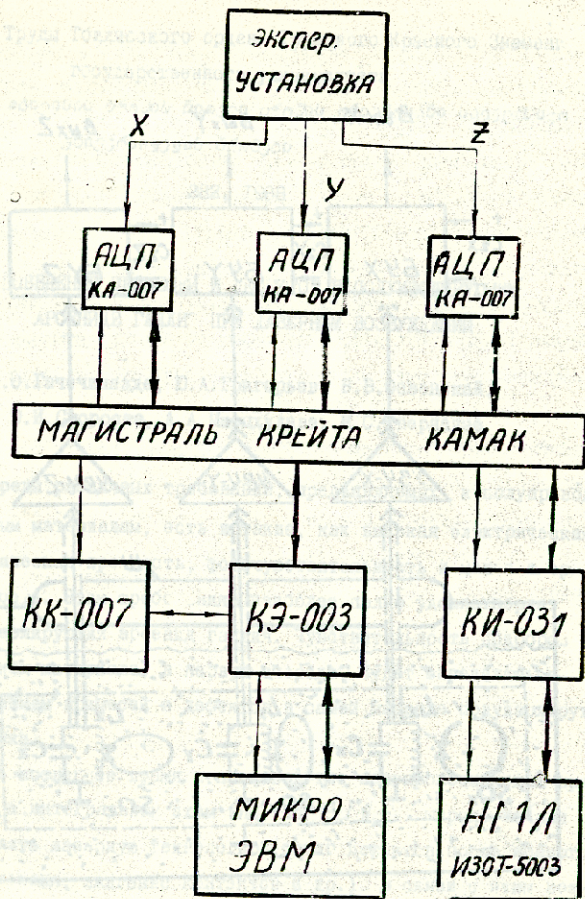


Рис. 1 Блок-схема системы накопления данных на базе Микро ЭВМ "Электроника-60"

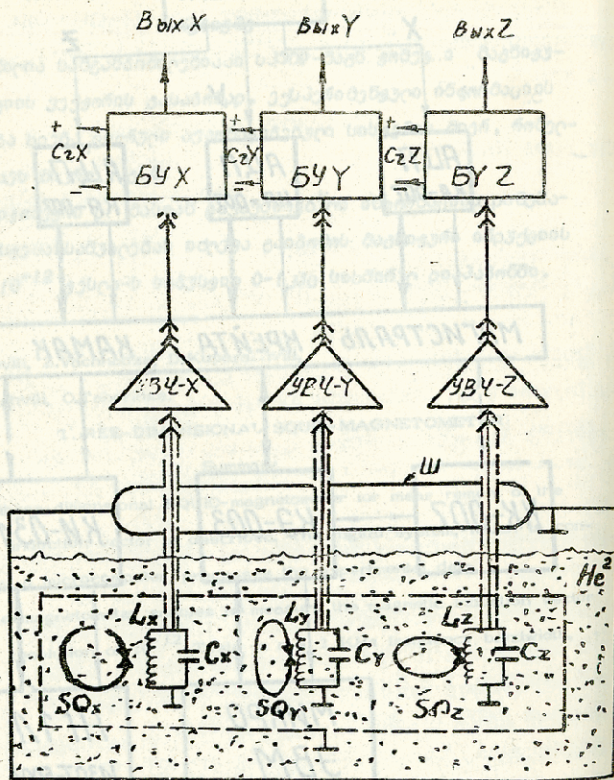


Рис. 2. Блок-схема аналоговой части магнитометрической установки.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
 государственного университета
 თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის სახელმწიფო
 უნივერსიტეტის შრომები

282, 1988

ПОВЕДЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ
 АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

О.О.Гачечилазде, Ю.А.Григорьев, В.Б.Освенский,
 Б.И.Стороста, А.А.Мирцхулава, М.С.Квернадзе

Среди различных требований, предъявляемых к полупроводниковым материалам, есть и такие, как высокая электрическая и оптическая прочность, фоточувствительность и малая диффузионность. Этим требованиям наиболее полно удовлетворяет полуизолирующий арсенид галлия. Чувствительность приборов на таком материале, в первую очередь, будет определяться поведением примесей и дефектов в самой матрице полуизолирующей подложки.

За последнее время в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем (ИС) на GaAs широко начали применять лазерную технологию (отжиг дефектов после ионного легирования, вжигание контактов и др.). В связи с этим возрос интерес к исследованию влияния лазерного излучения на GaAs.

В данной работе проведено комплексное исследование поведения примесей и дефектообразования в полуизолирующем моно-



кристалле *GaAs* с применением методов примесной фотопроводимости /1-3/ и фотоэффекта Холла /4-5/, вызванного воздействием самого лазера.

Нами исследованы четыре образца нелегированного полупроводящего *GaAs*, полученного методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава, как в условиях "низкого" давления (до 10 атм), так и в условиях высокого давления (до 50 атм). Удельное сопротивление кристаллов составляло 10^8 Ом.см, подвижность носителей заряда - $4,5 \cdot 10^3$ см/В.сек (при 300 К) и плотность дислокаций, определенная по ямкам травления, составила 10^4-10^5 см $^{-2}$.

В нелегированном полупроводящем *GaAs* спектр глубоких уровней и удельное сопротивление в основном меняется по длине монокристалла.

Удельное сопротивление Ом, см	$E_{\text{эв}}$, 130°К	E_0 - эв, 130°К
ч.1 - $4,5 \cdot 10^8$	1,3	0,37; 0,46; 0,68; 0,80
ч.2 - $3,3 \cdot 10^8$	1,05	0,46; 0,68; 0,80; 0,91
ч.3 - $5,9 \cdot 10^8$	1,05; 1,3	0,46; 0,68; 0,80; 0,91
ч.4 - $7,1 \cdot 10^6$	1,05; 1,3	0,46; 0,68; 0,80; 0,91
ч.5 - $3,6 \cdot 10^5$	0,47; 1,05; 1,3	0,46; 0,68; 0,80; 0,91
ч.6 - $5,1 \cdot 10^5$	0,47; 1,05; 1,3	0,46; 0,68; 0,80; 0,91

В верхней части слитка (рис.1, кривая 1) более выражены глубокий уровень $E_0=0,80$ эв, который обуславливает электронную проводимость при энергии кванта меньше 1,33 эв, и боль-



шое удельное сопр. тивление материала 10^8 Ом.см. При переходе к нижней части слитка появляется уровень $E_C - 0,91 \text{ эв}$ (рис. 1, кривая 2) и увеличивается влияние уровней, расположенных ближе к разрешенным зонам: $E_C - 0,46 \text{ эв}$; $E_V - 1,05 \text{ эв}$; $E_V - 0,47 \text{ эв}$. Пик на спектральных зависимостях при $\hbar\nu = 1,05 \text{ эв}$ обусловлен увеличением концентрации свободных дырок за счет их переходов с глубокого уровня $E_V + 1,05 \text{ эв}$ в валентную зону. Образование свободных носителей обоих знаков приводит к усилению рекомбинации и уменьшению времени жизни неравновесных электронов. С увеличением длины слитка увеличивается концентрация уровня $E_V + 0,47 \text{ эв}$, который обуславливает равновесную дырочную проводимость и равнительно небольшое удельное сопротивление 10^5 Ом.см. Этот уровень, как правило, связывают с остаточными примесями меди, никеля и железа. Уровень $E_C - 0,46 \text{ эв}$ скорее всего связан комплексобразованием с кремнием. Уровень $E_C - 0,80 \text{ эв}$ может быть связан с собственными дефектами и чаще всего относится к семейству уровней E L 2.

Далее рассмотрим результаты исследований образцов при помощи импульсных лазеров. Основная масса экспериментов проводилась при помощи неодимового лазера на длине волны $1,06 \text{ мкм}$. Примеры кинетики изменения холловской подвижности, при различных интенсивностях лазерного излучения, приведены на рис. 2.

Кинетики холловской подвижности $\Delta\mu_H$ представлены для четырех образцов, вырезанных из различных мест объемного кристалла. Можно сразу видеть, что нет двух одинаковых образцов, у которых кинетика подвижности и фотопроводимости идеально совпадали бы. По поведению холловского напряжения можно утверждать, что в исследованных образцах компенсации



электрических активных центров идет совместно с появлением нейтральных центров. В кинетиках Δn_H можно найти интервалы времени, в которых максимальное изменение подвижности Δn макс. насыщается при увеличении интенсивности возбуждения. Анализ изменения Δn_H и кинетики неуправляемых носителей заряда (ННЗ) показал, что нет синхронности между кинетиками обратной величины подвижности, которая пропорциональна концентрации рассеивающих центров и кинетикой ННЗ. Следует, что основным видом дефектов в полуизолирующем "нелегированном" *GaAs* являются области разупорядочения или кластеры. Из результатов, представленных на рис.2, по правилу Маттисена выделили обратную величину подвижности, обусловленную рассеиванием на кластерах (что подтвердили такие измерения температурной зависимости Δn_H) и вычислили характерный их размер: для образца I средний диаметр кластера получили 60 нм, для II - 50 нм, III - 20 нм, IV - 14 нм. Оказалось, что d уменьшается при переходе от начальной части объемного кристалла к его концу примерно в 4 раза.

Смещение атомов за счет электрон-фононного взаимодействия, появляющегося при возбуждении электронной подсистемы полупроводника, приводит к метастабильным состояниям дефектов. После прекращения действия импульса лазера спад кинетики неуправляемых носителей заряда происходит по гиперболическому закону [6,7], при этом изменяется величина потенциального рельефа. Согласно работам [8,9] при изменении интенсивности более чем на три порядка, она составляет 70-120 МэВ, в зависимости от образца.

Для выяснения роли дислокаций мы выбрали пластину с по-



вышенной их концентрацией. Вырезали полоску шириной в 1 мм, концентрация дислокаций по длине которой (т.е. по радиальному разрезу объемного кристалла) имела форму W , как и в /10/. Скрайбированием изготовили 8 образцов, как показано на рис.3. Оказалось, что величина $N_0 + N$ макс. коррелирует с обратной величиной плотности дислокаций в каждом образце.

В заключение отметим, что в легированном полуизолирующем $GaAs$ при облучении лазерными импульсами имеют место два типа явлений: изменение потенциального рельефа, связанного с микронеоднородностями, и изменение энергетического спектра уровней. Эти явления характеризуются временем релаксации, значительно превышающим времена жизни и максвелловской релаксации, что указывает на образование метастабильных состояний, облегчающих миграцию дефектов, что, в свою очередь, может быть причиной деградиционных явлений в полупроводниковых приборах.

Поступила 27.11.1988

Проблемная НИИ

Физики полупроводников

литература

1. Ю.Ю.Вайткус. Литовский физический сборник, 1978, 18, №2, с.231-241.
2. Э.М.Омельяновский. ФТН, 1975, 9, № 10, с.1930-1933.
3. Э.М.Омельяновский. ФТН 1976, 10, №3, с.851-859.
4. Л.А.Балугуров, Э.М.Омельяновский, Л.Я.Первова, ФТН, 1974, 8, № 8, с.1616-1619.
5. A.M.White, Sol. Stat. Com., 1979 32, p.205-224.



6. Ю.Ю.Вайткус. Метастабильное состояние дефектов в полу-
изолирующем арсениде галлия. Тезисы докладов II Всесоюз-
ной конференции, Кишинев, 1986, часть I, с.41.

7. Н.А.Витовский, ФТП, 1983, 3, в.5, с.882-885.

8. B.Pistoulet, J.App. Phys. 1984., v. 56, №8, p.2275-2283.

9. K.Kitahara, F.VJTSV Sci.Tech. I 1983, v. 18, N3, p.279-302.

10. А.В.Марков. ФТП, 1984, 18, №3, с.465-470.

მ.გაბუნიძე, ი.გრიგორევი, ვ.სპეციალ, ი.სტროსტა,
ბიზნეს-სკოლა, ქ.თბილისი

თარგმანი და რედაქციის მომსახურება საქართველოს
საგარეო ურთიერთობების სამსახურის მიერ

საგარეო ურთიერთობების სამსახური

თბილისი

გთხოვთ განვიხილოთ და შევამოწმოთ თქვენს მიერ
დადგენილი მონის ენერჯეტიკული სპექტრი, აგრეთვე
დინამიკის გამოკვლევის საშუალებების გამოყენების
შედეგად მიღებული მონაცემების სიმკვრივე და
დაზუსტების გამოყენების შედეგად მიღებული
დინამიკის

დადგენილია, რომ ენერჯეტიკული სპექტრი სახეს
მისცემს და მისი სტრუქტურის შესახებ
დადგენილია, აგრეთვე დაზუსტებულია მონაცემების
დინამიკის



O.Gachechiladze, Y.Grigoriev, V.Osvenski,
Y.Storosta, A.Mirtskhulava, M.Kvernadze

THE IMPURITY AND DEFECT BEHAVIOUR IN SEMI-INSULATING
GaAs UNDER LASER EXCITATION

Summary

The semi-insulating GaAs energy spectrum as a bar length function has been investigated by impurity photoconductivity and Hall - photoeffect methods. The mobility change at different values of laser excitation was also investigated. The maximum Hall mobility via dislocation density has been investigated.

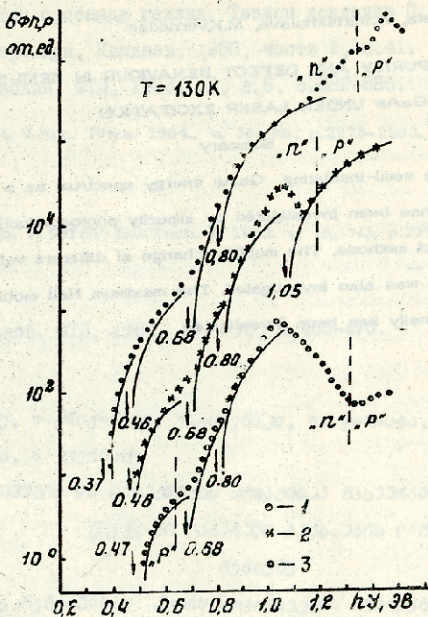


Рис. I. Спектральные зависимости фотопроводимости в нелегированном арсениде галлия:

- I - Начальная часть слитка
- 2 - Средняя часть слитка
- 3 - Нижняя часть слитка

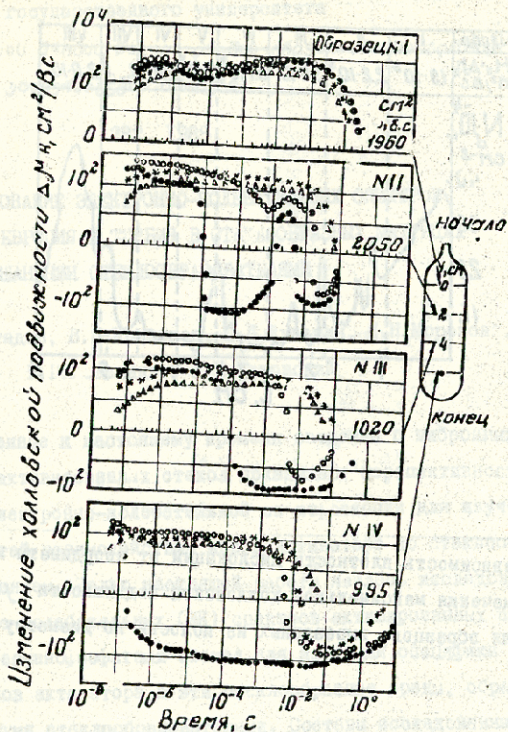


Рис. 2 Кинетики холловской подвижности образцов при различном уровне возбуждения

• - $4 \cdot 10^{24}$; ○ - $6,5 \cdot 10^{23}$; * - $2 \cdot 10^{23}$; △ - $2,6 \cdot 10^{22}$
св. $2_0 - I$.

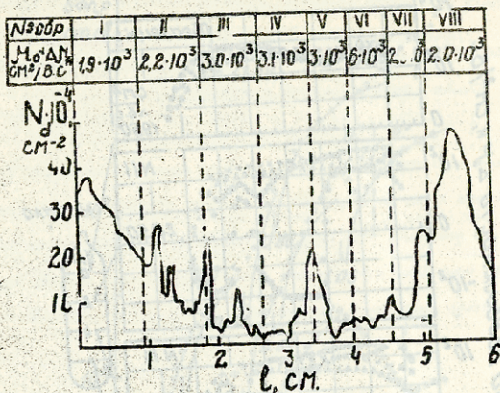


Рис. 3 Зависимость плотности дислокаций от координаты и значения максимальной холловской подвижности $M_0 + \Delta M_{max}$ для образцов, вырезанных из полоски по диаметру кристалла.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენით მსჯობის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

282, 1966

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ
ИОНОВ ЕВРОПИЯ И ТЕРБИЯ В СТЕКЛОБРАЗНЫХ МАТРИЦАХ
СО СМЕШАННЫМИ СТЕКЛОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

П.Г.Белтадзе, В.П.Колобков, С.П.Дунькин, И.Н.Морозова,
Г.Г.Швелидзе, А.И.Чиковский

Полученные к настоящему времени сведения о вибронных спектрах активированных стекол показывают перспективность методов электронно-колебательной спектроскопии для изучения особенностей взаимодействия ионов активатора со стеклообразным окружением. Целью настоящей работы явилось исследование электронно-колебательных (ЭК) спектров активированных силико- и германофосфатных стекол для изучения специфики вхождения ионов активатора в эти стеклообразные среды, образованные двумя стеклообразователями. Составы исследованных стекол приведены в таблице. В качестве активаторов использовались трехвалентные ионы европия и тербия (10 мол. % Eu_2O_3 и Tb_2O_3).

Из ЭК спектров, полученных для исходных чисто силикатного, фосфатного и германатного стекол (г.ю.1,2 кр.1,5,6), видно, что максимальную интенсивность в каждом из этих



спектров имеют валентные колебания связей соответствующего стеклообразующего элемента с кислородом в основных структурных тетраэдрах (SiO_4^4 , PO_4^{3-} , GeO_4^4). Наряду с этим в ЭК спектрах проявляются деформационные колебания тех же тетраэдров, колебания этих тетраэдров друг относительно друга, а также низкочастотные колебания ионов редкоземельного активатора и модификаторов относительно кислорода.

В случае силикофосфатных стекол введение относительно малого количества пятиоксида фосфора (3 мол.%) в состав стекла производит слабое воздействие на вид ЭК спектра. Новых вибронных полос в ЭК спектре не возникает. Наблюдается лишь некоторое увеличение частоты валентных колебаний тетраэдров SiO_4^4 (с 975 до 1000 cm^{-1}). При высоком содержании пятиоксида фосфора (40 и 60 мол.%) ЭК спектр изменяется существенным образом: наиболее интенсивной становится дублетная вибронная полоса в области 1100-1200 cm^{-1} . Наиболее вероятно, что обнаруженное для исследованной серии силикофосфатных стекол изменение ЭК спектра обуславливается преимущественным входением ионов активатора при значительном содержании пятиоксида фосфора в фосфатную составляющую состава силикофосфатного стекла. При такой интерпретации две компоненты высокочастотного дублета (1100 и 1200 cm^{-1}) должны быть приписаны симметричному и антисимметричному колебаниям боковых групп метафосфатных цепей $O^--P-O^-/1/$. В пользу этого предположения говорит то, что ЭК спектры активированных силикофосфатных стекол при значительных концентрациях пятиоксида фосфора оказываются подобными ЭК



спектрам некоторых фосфатных стекол состава метафосфата /2/. Подтверждением предлагаемого объяснения наблюдаемых спектральных изменений является также то, что эффективность ЭК взаимодействия g в случае силикофосфатных составов при содержании P_2O_5 40 мол.% и более приближается к значению g , наблюдаемому у чисто фосфатного стекла (табл.). (Величина g определяется как отношение интегральной интенсивности колебательной части спектра к интенсивности полосы чисто электронного перехода).

Еще более радикальные, чем в случае силикофосфатных стекол, изменения в ЭК спектрах вызывает введение пятиоксида фосфора в германатное стекло. У смешанных германофосфатных составов уже при содержании P_2O_5 3-7 мол.% в ЭК спектрах $^4F_6 - ^5D_6$ переходов наряду с полосами колебаний германатных группировок отчетливо проявляется вибронная полоса в области 1100-1150 cm^{-1} , принадлежащая валентным колебаниям фосфатных структурных единиц. С повышением концентрации пятиоксида фосфора в составе стекла эта полоса усиливается при некотором смещении в сторону больших частот, а полосы колебаний германатных группировок при содержании пятиоксида фосфора 40 мол.% и более в ЭК спектрах практически исчезают. Объяснение наблюдаемых спектральных изменений ЭК спектров, по-видимому, может основываться на предположении, что уже при небольших добавках пятиоксида фосфора окружение иона активатора преимущественно обеспечивается фосфатными структурными единицами.

По отношениям интегральных интенсивностей вибронных полос фосфатных (1100-1200 cm^{-1}) и германатных (800 cm^{-1})



структурных единиц для всего ряда германофосфатных стекол были определены эффективности ЭК взаимодействия (величины g_{P} и g_{Ge} соответственно). Сделанные на основании этих величин оценки показывают, что в германофосфатных стеклах вероятность окружения иона активатора фосфатными группировками приблизительно в 3 раза больше, чем германатными группировками.

Закономерности изменения ЭК спектров перехода ${}^7F_0 - {}^5D_0$ в сериях силико- и германофосфатных стекол, в общем, подтверждаются данными об ЭК спектров перехода ${}^7F_0 - {}^5D_2$. Некоторое различие частот вибронных полос в ЭК спектрах переходов ${}^7F_0 - {}^5D_0$ и ${}^7F_0 - {}^5D_2$ при их отсчете от максимумов чисто электронных полос может в определенной степени обуславливаться избирательностью ЭК взаимодействия по отношению к различным старковским компонентам термина 5D_2 . В обеих исследованных сериях по мере повышения содержания пятиокиси фосфора в составе стекла появляются и растут по интенсивности вибронные полосы перехода ${}^7F_0 - {}^5D_2$, принадлежащие фосфатным группировкам, вплоть до полного исчезновения германатных вибронных полос в случае германофосфатной серии. У этой серии возрастание интенсивности вибронной полосы фосфатных групп происходит более резко, чем у силикофосфатных стекол. Величина эффективности ЭК взаимодействия g при концентрации P_2O_5 40-60 мол.% достигает значения, наблюдаемого у чисто фосфатного стекла. Все это указывает на преимущественное окружение ионов активатора фосфатными структурными единицами.



В случае ЭК спектров, полученных для стекол, активированных тербием, вследствие большой ширины полосы чисто электронного перехода ${}^7F_6 - {}^5D_4$ выделение отдельных вибронных полос в большей степени затруднено по сравнению с ЭК спектрами европия. Однако и в ЭК спектрах тербия достаточно четко проявляются закономерности, выявляемые в ЭК спектрах европия. Для обеих изученных серий стекол по мере увеличения содержания пятиоксида фосфора в составе стекла возникают и усиливаются вибронные полосы, принадлежащие фосфатным группировкам, так что уже при 40 мол. % фосфора эти полосы преобладают по интенсивности над вибронными полосами германатных или силикатных структурных единиц.

Отметим, что в соответствии с представлениями, изложенными в работе /3/ для более разрешенного электронного перехода ${}^7F_6 - {}^5D_2$ параметры ЭК взаимодействия оказываются существенно меньшими, чем для слабо разрешенного перехода ${}^7F_6 - {}^5D_0$. Такой законсерность установлена для широкого круга объектов, являющихся представителями практически всех известных классов неорганических стекол. Она следует из положения получившего экспериментально-теоретическое обоснование, состоящего в том, что в силу ослабления механизма Кондоновского (динамического) ЭК взаимодействия по сравнению с Кондоновским (статическим) взаимодействием общая эффективность ЭК взаимодействия в стеклообразном состоянии должна быть меньше, чем в кристаллах любых классов и, в частности, - в кристаллах того же или близкого состава. Аналогичное наблюдение можно сделать на основании данных, полученных для стекол, активированных тербием. В этом случае



величины g для ЭК спектров сравнительно интенсивного перехода ${}^7F_6 - {}^5D_4$ меньше, чем эти параметры для перехода ${}^7F_0 - {}^5D_0$ у ионов европия в тех же матрицах.

С целью расширения ассортимента электронных переходов, принадлежащих разным редкоземельным активаторам, пригодных для получения вибронной структуры спектров, в данной работе были проведены эксперименты по получению ЭК спектров по методике измерения спектров поглощения. В силу малой интенсивности вибронных полос в стеклах центральным моментом при этих измерениях являлось достижение достаточных оптических плотностей поглощения в спектральных областях вибронных спутников. Решение этого вопроса осуществлялось путем использования активированных оптических волокон. Получение достаточной для достоверной регистрации оптической плотности поглощения вибронного спутника достигалось путем подбора необходимой длины оптического волокна. Преимущество данного метода получения вибронной структуры спектров состоит еще в том, что он дает возможность прямого определения величины сечения поглощения в вибронных полосах. Здесь мы отметим результаты измерения ЭК спектров поглощения для волокон, активированных трехвалентным европием. Матрицей послужило стекло состава $Na_2O \cdot 3SiO_2$. Измерения проводились в областях электронных переходов ${}^7F_0 - {}^5D_{0,2}$. Для вибронной полосы при переходах ${}^7F_0 - {}^5D_0$ и ${}^7F_0 - {}^5D_2$ валентного колебания $Si-O$, получены значения сечения поглощения $0,4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ и $1,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ соответственно. При этом ве-



личина g ЭК взаимодействия на переходе ${}^4F - {}^5D_0$ у волокна оказывается вдвое большей, чем у исходного стекла в виде блока. Другим замеченным спектральным изменением при переходе от блока к волокну является уменьшение частоты вибронной полосы валентного колебания $Si-O$ (от 1000 до 920 cm^{-1}) в ЭК спектре на переходе ${}^4F_0 - {}^5D_2$ при некотором увеличении интенсивности этого спутника. Эти факты, по-видимому, указывают на определенные изменения структуры стеклообразной матрицы в процессе технологической обработки, связанной с созданием стекловолокна.

В целом, полученные в настоящей работе данные свидетельствуют о перспективности методов ЭК спектроскопии для изучения структурных особенностей активированных стекол со смешанными стеклообразователями, а также влияния на структуру стекла технологических условий при создании стеклообразного материала.

Поступила 12.У.1988

Институт кибернетики
АН СССР

Литература

1. А.Н.Лазарев, А.Н.Миргородский, Н.С.Игнатьев. Колебательные спектры сложных окислов. Изд. "Наука", Л., 296, 1975.
2. И.А.Эмрела, В.П.Колобков, С.Г.Дунтер, И.Н.Морозова, Ю.К.Федорсов, А.Н.Чиковский. Физика и химия стекла, 13, 6, 880-885, 1987.
3. В.К.Сахаров, В.П.Колобков, А.Н.Чиковский. Физика и химия стекла, 14, 1, 29-37, 1988.



შ.ბეღვაძე, ვ.კოლობკოვი, ს.ლუნკინი, ი.მოროზოვა,
გ.ჩიკოვსკი

ვანადიუმის და ტერბიუმის იონების ვიბრონიკული-რხვენიანი
სპექტრების გამოკვლევა სილიციუმისა და გერმანიუმის
ღებნიან მატრიცებში

რეზიუმე

ვიბრონიკული და ვიბრონიკული-რხვენიანი ვიბრონიკული-
რხვენიანი სპექტრები სილიციუმისა და გერმანიუმის
ფორმირების, რამაც ვიბრონიკული-რხვენიანი იონების
კონცენტრაციის დაკვირვება განაპირობებდა ვიბრონიკული-
რხვენიანი სპექტრების ვიბრონიკული-რხვენიანი
ფორმირების სილიციუმისა და გერმანიუმის
ფორმირების სილიციუმისა და გერმანიუმის
ფორმირების სილიციუმისა და გერმანიუმის

P.Beltadze, V.Kolobkov, S.Lunkin, I.Morozova, G.Mshvelidze,
A.Chikovski

VIBRONIC SPECTRA STUDIES OF EUROPIUM AND TERBIUM IONS
IN VITREOUS MATRICES WITH DIFFERENT NETWORK FORMERS

Summary

Vibronic spectra of Eu^{3+} and Tb^{3+} ions have been investigated in
silicophosphate and germanium phosphate glasses. It is concluded that
the local medium surroundings of rare earth ion is mainly due to the
phosphorus structural units.

For various electronic transitions the electron-vibronic interaction
parameters are estimated and the dependence of these parameters on the
specificity of the electronic transition is shown.

Частоты максимумов вибрационных полос и величины эффективностей ЭК взаимодействия для сегна и силико- и германфосфатных стекол, активированных евробием и тербием

№ образца	Состав стекла (мол.%)						E_{43+}				T_{63+}		
	SiO_2	GeO_2	P_2O_5	MgO	Al_2O_3	K_2O	a_2O	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}
1	6	-	-	8	8	6	14	975	0,05	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	960	0,02
2	64	-	3	8	8	6	14	1000	0,05	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	$\nu_{доп}$ cm^{-1}	970	0,015
3	40	-	40	10	10	10	10	1110 (1200)	0,09	1130 1200	1140 1240	1180	0,015
4	20	-	60	10	10	10	10	1070 1150 1245	0,12	1150 1225	1200	-	-
5	-	-	80	10	10	10	10	1190	0,10	1190	1230	1170	0,018
6	-	80	-	10	10	10	10	790	0,03	750	-	800	0,008
7	-	77	3	10	10	10	10	800 1100	0,05	800 1040	-	900 1040 1200	0,003
8	-	73	7	10	10	10	10	800 1100	0,05	860 1100	1100	-	-
9	-	67	40	10	10	10	10	1150	0,085	1150	-	1170	0,013
10	-	20	60	10	10	10	10	1170	0,085	1170	-	-	-

0000000000
0000000000
0000000000
0000000000
0000000000

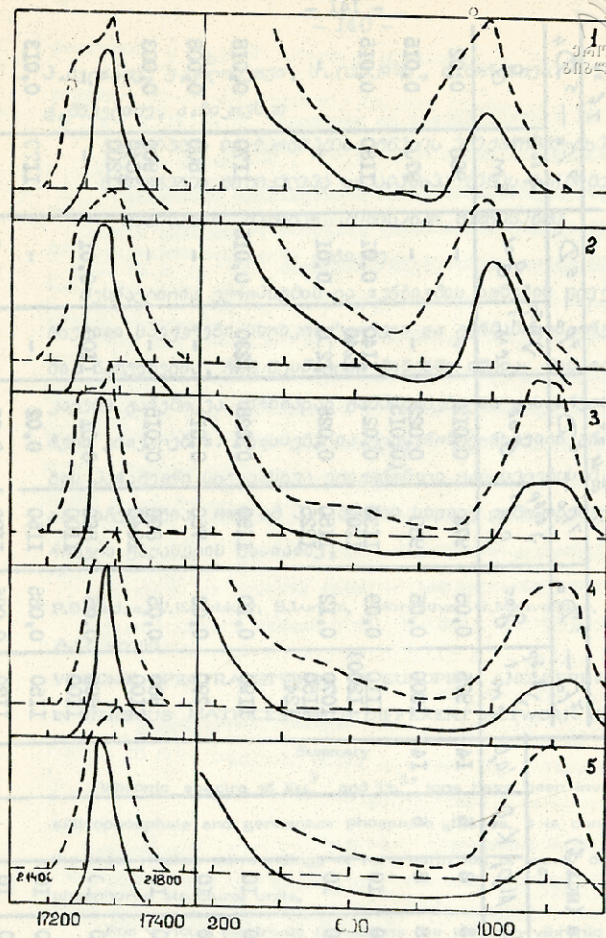
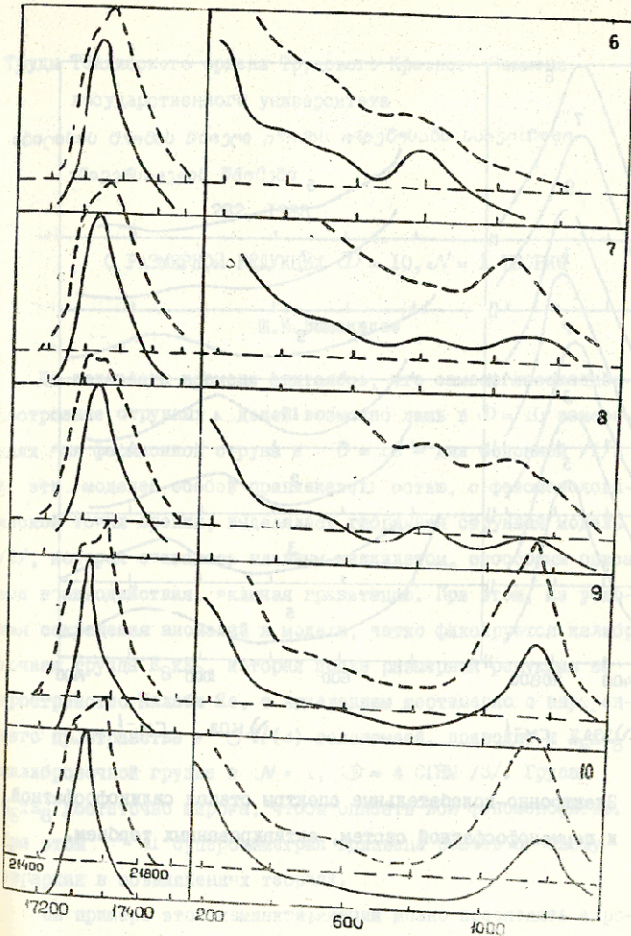


Рис. I Электронно-колебательные спектры ионов европия в стеклах силикофосфатной системы на переходе ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ (сплошные линии) и ${}^7F_0 \rightarrow {}^5L_2$ (пунктирные линии).
 Номера кривых на всех рисунках соответствует номерам стекол в таблице.



Электронно-колебательные спектры ионов европия в стеклах германофосфатной системы на переходе ${}^2F_0 \rightarrow {}^5D_0$ (спл. линии) и ${}^2F_0 \rightarrow {}^2L_1$ (д. линии).

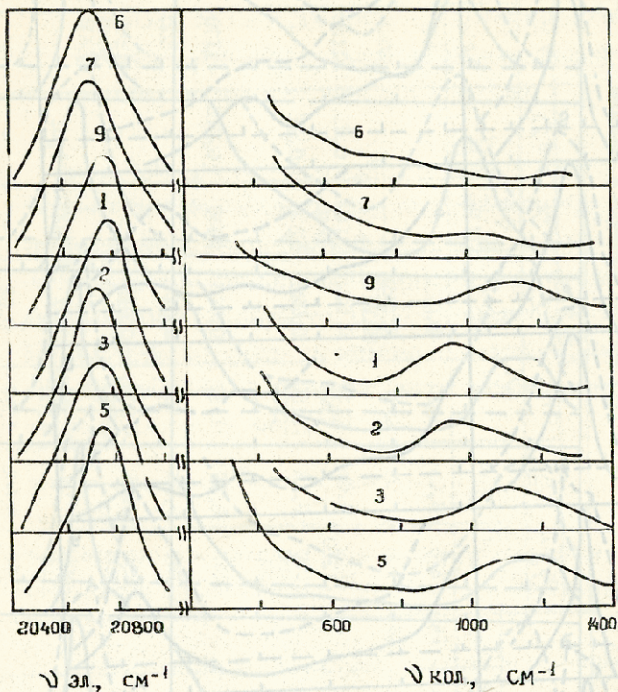


Рис.3 Электронно-колебательные спектры стекол силикофосфатной и германофосфатной систем, активированных тербием.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საქართველოს სახელმწიფო უნივერსიტეტის
უბივერსიტეტის შრომები

282, 1983

О РАЗМЕРНОЙ РЕДУКЦИИ $\mathcal{D} = 10, \mathcal{N} = 1$ ТЕОРИИ

Ш.И. Вахакидзе

До недавнего времени считалось, что самосогласованное построение струнных моделей возможно лишь в $\mathcal{D} = 10$ измерениях для фермионной струны и $\mathcal{D} = 26$ - для бозонной /1/. Из этих моделей особой привлекательностью, с феноменологической точки зрения, выделялась гибридная струнная модель /2/, которая считалась главным кандидатом, способным описать все взаимодействия, включая гравитацию. При этом, из условия сокращения аномалий в модели, четко фиксируется калибровочная группа $E_8 \times E_8$, которая после размерной редукции на пространство Калаби-Яо, с выделением шестимерного внутреннего пространства с $S^1 U(3)$ голономией, приводит к $E_6 \times E_6$ калибровочной группе в $\mathcal{N} = 1, \mathcal{D} = 4$ СИЯМ /3/. Группа $E_6 \times E_6$ достаточно широка, чтобы описать всю феноменологию. При этом $\mathcal{N} = 1$ суперсимметрия призвана решать проблему иерархии в объединенных теориях.

На примере этой компактификации можно проследить широкую возможность построения четырехмерных моделей. Редукцию десятимерных струнных моделей до четырехмерных можно проводить двумя способами. Можно строить эффективную теорию



поля в $D = 10$ измерениях из струнных моделей, а потом проводить редукцию к $D = 4$ теориям, или можно десятимерные струнные модели редуцировать к четырехмерным и после этого строить эффективные теории поля в четырех измерениях.

Изначально исследования развивались по первому пути. Десятимерные теории поля оказались весьма удобными при изучении расширенных супергравитаций и, в частности, привели к сокращению аномалий. Привлекательной была еще та особенность струнных моделей, что их число было очень ограничено в $D = 10$ измерениях.

Однако в конце 1986 года появились работы, в которых были построены четырехмерные струнные модели /4-5/ и вскоре выяснилось, что можно построить самосогласованным образом практически неограниченное множество таких теорий. Все эти теории являются гибридными и при их построении используется идеология компактификации на пространства Калаби-Яо /3/, которая является частным случаем орбифольдной компактификации /6/.

Среди множества путей построения четырехмерных струнных моделей наиболее традиционными являются фермионный, ковариантно-решеточный и асимметричный орбифольдный, которые тесно связаны между собой /7-9/. В последнее время появились новые идеи, которые открывают новые возможности построения четырехмерных струнных моделей /10-13/. При этом эти модели можно строить как путем редукции из десятимерии, так и прямо в четырех измерениях.

Таким образом, современное развитие струнных моделей привело к резкому увеличению числа нелокальных моделей, пре-



тендующих на описание реального мира, и поставило вопрос о нахождении критериев выбора наиболее реалистических моделей.

С нашей точки зрения, наиболее реалистичные четырехмерные струнные модели при построении эффективных теорий поля должны приводить к максимально расширенным супергравитационным теориям, взаимодействующим с полями линга-Миллса, каковыми являются $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ СИЯМ. Именно расширение суперсимметрии улучшает квантовые свойства теории, что является наиболее важным аргументом при построении квантовой теории гравитации.

С другой стороны, все известные до настоящего времени $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ супергравитационные теории могут быть получены с помощью размерной редукции из $\mathcal{N}=1$, $\mathcal{D}=10$ теории, которые в свою очередь являются эффективными теориями поля в безмассовом секторе струнных моделей.

Если теперь воспользоваться результатами вычислений в десятимерных струнных моделях /14/, построить эффективную суперсимметричную модель в $\mathcal{D}=10$ измерениях /15/ и потом провести размерную редукцию с целью получить $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ теорию, мы придем к достаточно ограниченному классу теорий. При этом можно надеяться, что таким образом мы построим все возможные $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ СИЯМ, которые могут быть получены прямо из струнных вычислений в четырехмерии.

В серия работ /15-18/ была исследована задача суперсимметричного учета струнных поправок к $\mathcal{D}=10$, $\mathcal{N}=1$ СИЯМ в дуальной формулировке. Было показано, что струнные поправки легко учитывать явно суперсимметричным образом в суперполе-вой формулировке этой теории с помощью введения \mathcal{H} и f тензорных суперполей. \mathcal{H} поле позволяет учитывать все струн-



ные поправки в супергравитационном секторе, а f - поле в секторе Янга-Миллса.

В этих работах приведен полный набор связей для $\mathcal{N}=1$, $\mathcal{D}=10$ СГМ теории в суперполево́й формулировке, приводящий к описанию теории на массовой поверхности, и путем решения тождеств Бьянки получены все уравнения движения для супергравитационного сектора.

В настоящей работе мы проведем размерную редукцию к $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ СГМ и приведем полный набор связей, который дает суперполевое описание этой теории на массовой поверхности.

В §2 нами будет исследован анзац Калуцы-Клейна для метрического тензора на примере индуцированной метрики и прояснен геометрический смысл локального репера с точки зрения вложения искривленного пространства в плоское пространство вышелего измерения.

Стандартная теория размерной редукции будет применена в §3 для получения полного набора связей, накладываемых на кривизну и суперсимметричные преобразования в суперполевом формализме. Эти связи приводят к формулировке $\mathcal{N}=4$, $\mathcal{D}=4$ СГМ на массовой поверхности.

Все нужные соотношения для размерной редукции приведены в двух Приложениях.

Мы будем использовать обозначения, определенные в работе [17]. В заключение этого раздела приведем обозначения для индексов:

$$\begin{array}{lll}
 10D & 10D & 4D & 6D & 6D & SU(4) \\
 M \equiv \{m, \mu\} & \underline{m} \equiv \{\bar{m}, \hat{m}\} & & & \hat{m} = [ij]
 \end{array}$$



плоские $A \equiv \{\underline{a}, \underline{\alpha}\}$ $\underline{a} \equiv \{\bar{a}, \hat{a}\}$ $\alpha = [ab]$
 $\equiv \{\alpha\dot{\alpha}, \hat{a}\}$

Спинорные индексы $\underline{\mu}$ и $\underline{\alpha}$, $\underline{\mu}, \underline{\alpha} = 1, \dots, 16$, будем представлять как

$$\underline{\mu} \equiv \{\bar{\mu}, \dot{\mu}\}, \quad \text{где } \bar{\mu} \equiv (\mu\mu) \quad \text{и} \quad \dot{\mu} \equiv \begin{pmatrix} \mu \\ \mu \end{pmatrix},$$

$$\underline{\alpha} \equiv \{\bar{\alpha}, \dot{\alpha}\}, \quad \text{где } \bar{\alpha} \equiv (\alpha\alpha) \quad \text{и} \quad \dot{\alpha} \equiv \begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha \end{pmatrix},$$

$SU(4)$ - индексы $i, j, a, m = 1, 2, 3, 4$;

$[ij]$ обозначает антисимметричную пару индексов;

$\mu, \dot{\mu}, \alpha, \dot{\alpha}, \dots = 1, 2$ - вейлевские спинорные индексы.

Набор $N=4$, $D=4$ индексов будем обозначать следующим образом:

$$\bar{M} \equiv \{\bar{m}, \underline{\mu}\} \equiv \{\bar{m}; \bar{\mu}, \dot{\mu}\},$$

$$\bar{A} \equiv \{\bar{a}, \underline{\alpha}\} \equiv \{\bar{a}; \bar{\alpha}, \dot{\alpha}\}.$$

§ 2. Анзац Калуцы-Клейна

В настоящем разделе на примере индуцированной метрики мы изучим некоторые особенности анзаца Калуцы-Клейна для редукции к пространствам низших размерностей [1, 22].

Для простоты рассмотрим чет размерное пространство V_4 .



которое вложено в пространство Минковского $M_{4+n} = M_D$.
 Точки V_4 с координатами $X^{\bar{m}}$ ($\bar{m}=1, 2, 3, 4$) описыва-
 ютс. набором $D=4+n$ координат $X^{\bar{m}}$ ($X^{\bar{m}}$), $\bar{m}=1, 2, \dots, D$
 в M_D . Условие изометрии выражается соотношением

$$g_{\bar{m}\bar{n}} = X^{\bar{m}}_{, \bar{n}} X^{\bar{n}}_{, \bar{m}} + \eta_{\bar{m}\bar{n}}, \quad (2.1)$$

где $\eta_{\bar{m}\bar{n}}$ - плоский метрический тензор M_D . Таким обра-
 зом, $\bar{g}_{\bar{m}\bar{n}}$ индуцирован метрикой $\eta_{\bar{m}\bar{n}}$ с помощью тан-
 генциальных векторов $X^{\bar{m}}_{, \bar{n}}$, которые определяют локаль-
 ные реперы. С целью определить полный набор локальных ортов
 в M_D , $X^{\bar{m}}_{, \bar{n}}$ дополним ортонормированными вектора-
 ми $N^{\bar{m}}_{\hat{a}}$ ($\hat{a}=5, \dots, D$)

$$N^{\bar{m}}_{\hat{a}} N^{\bar{n}}_{\hat{a}} \eta_{\bar{m}\bar{n}} = \bar{g}_{\hat{a}\hat{a}}, \quad (2.2)$$

$$N^{\bar{m}}_{\hat{a}} X^{\bar{n}}_{, \bar{a}} \eta_{\bar{m}\bar{n}} = 0,$$

где $\bar{g}_{\hat{a}\hat{a}} = \delta_{\hat{a}\hat{a}}$ в нашем случае.

Уравнения (2.1) и (2.2) определяют вложение V_4 в M_D .
 Теперь мы можем определить новую параметризацию простран-
 ства M_D



$$\tilde{I}^m(x^{\bar{m}}; x^{\hat{m}}) = \lambda^m(x^{\bar{m}}) + x^{\hat{m}} N_{\hat{a}}^m(x^{\bar{m}}). \quad (2.3)$$

С помощью (2.3) легко видеть, что подпространство V_4 определено условием $x^{\hat{m}} = 0$.

Матричный тензор M_D принимает такой вид:

$$g_{mn} = \tilde{I}_{,m}^{\kappa} \tilde{I}_{,n}^{\rho} \eta_{\kappa\rho}. \quad (2.4)$$

После подстановки (2.3) в (2.4) получаем

$$g_{\bar{m}\bar{n}} = \bar{g}_{\bar{m}\bar{n}} - 2x^{\hat{m}} b_{\bar{m}\bar{n}\hat{m}} + x^{\hat{m}} x^{\hat{n}} N_{\hat{a},\bar{m}}^m N_{\hat{a},\bar{n}}^n \eta_{\bar{m}\bar{n}}, \quad (2.5)$$

$$g_{m\hat{n}} = x^{\hat{m}} N_{\hat{a}}^m N_{\hat{a},\hat{n}}^n \eta_{m\hat{n}}, \quad g_{\hat{m}\hat{n}} = \bar{g}_{\hat{m}\hat{n}},$$

где

$$b_{\bar{n}\bar{m}\hat{m}} = b_{\bar{m}\bar{n}\hat{m}} = -N_{\hat{a},\bar{m}}^m N_{\hat{a},\bar{n}}^n \eta_{m\hat{n}}. \quad (2.6)$$

В оставшейся части этого раздела мы попытаемся предать



(2.5) более наглядный геометрический смысл.

Вместо нековариантной величины $N_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi}$ удобно ввести потенциал $A_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi}$, определяемый из соотношения

$$A_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi} = -N_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi} N_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi} \eta_{\pi\pi} = -A_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi}. \quad (2.7)$$

Используя уравнения (2.6), (2.7) и условие ортонормированности (2.2), легко определить

$$N_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi} = \bar{g}^{\hat{\pi}\hat{\rho}} A_{\hat{m}, \hat{m}}^{\pi} N_{\hat{\rho}}^{\pi} - \bar{g}^{\bar{m}\bar{p}} \epsilon_{\bar{m}\bar{p}\hat{m}} X^{\pi}, \bar{P}, \quad (2.8)$$

где

$$\bar{g}^{\hat{k}\hat{p}} \bar{g}_{\hat{p}\hat{l}} = \delta_{\hat{l}}^{\hat{k}} \quad \text{и} \quad \bar{g}^{\bar{m}\bar{p}} \bar{g}_{\bar{p}\bar{r}} = \delta_{\bar{r}}^{\bar{m}}.$$

После этих преобразований, уравнения (2.5) принимают вид

$$g_{\bar{m}\bar{n}} = \bar{g}_{\bar{m}\bar{n}} - 2\alpha^{\hat{m}} \epsilon_{\bar{m}\bar{n}\hat{m}} + \alpha^{\hat{m}} \alpha^{\hat{n}} \bar{g}^{\bar{p}\bar{s}} \epsilon_{\bar{m}\bar{p}\hat{m}} \epsilon_{\bar{n}\bar{s}\hat{n}} + \bar{g}^{\hat{k}\hat{l}} A_{\bar{m}\hat{k}\hat{m}} A_{\bar{n}\hat{l}\hat{n}}, \quad (2.9)$$



$$g_{\hat{m}\hat{n}} = x^{\hat{m}} H_{\hat{m}\hat{n}\hat{m}}.$$

Так как мы рассматриваем группу Лоренца $SO(3+n, 1)$ в пространстве M_{4+n} , то подгруппой во внутреннем пространстве $\{x^{\hat{m}}\}$ будет группа вращения $SO(n)$, генераторы которой можно представить в следующем виде:

$$L^{\hat{m}\hat{n}} = \frac{1}{2} \left(x^{\hat{m}} \frac{\partial}{\partial x^{\hat{n}}} - x^{\hat{n}} \frac{\partial}{\partial x^{\hat{m}}} \right). \quad (2.10)$$

Векторы Киллинга в пространстве, с координатами $x^{\hat{\ell}}$, принимают простой вид:

$$K_{\hat{\ell}}^{\hat{m}\hat{n}} = L^{\hat{m}\hat{n}} x^{\hat{\ell}} = \frac{1}{2} x^{\hat{m}} \delta_{\hat{\ell}}^{\hat{n}}. \quad (2.11)$$

Таким образом, если с помощью $H_{\hat{m}\hat{n}\hat{m}}$ определить локальные генераторы $H_{\hat{m}} = H_{\hat{m}\hat{n}\hat{m}} L^{\hat{m}\hat{n}}$, то соответствующими компонентами этого генератора в базисе векторов Киллинга будет

$$H_{\hat{m}\hat{n}} = H_{\hat{m}\hat{n}\hat{m}} K_{\hat{n}}^{2\hat{\ell}} = H_{\hat{m}\hat{n}\hat{m}} x^{\hat{m}}.$$

Воспользовавшись этими соотношениями, легко получить окончательное выражение для метрического тензора:

$$g_{\bar{m}\bar{n}} = \begin{vmatrix} g_{\bar{m}\bar{n}} + \bar{g}^{\hat{m}\hat{n}} A_{\bar{m}\hat{m}} A_{\bar{n}\hat{n}} & A_{\bar{m}\hat{m}} \\ A_{\bar{n}\hat{n}} & \bar{g}_{\hat{m}\hat{n}} \end{vmatrix}, \quad (2.12)$$

где

$$\bar{g}^{\hat{m}\hat{n}} = \bar{g}^{\bar{m}\bar{n}} - 2 \tau^{\hat{m}} v_{\bar{m}\hat{m}\hat{n}} + \tau^{\hat{m}} \tau^{\hat{n}} g^{\bar{k}\bar{l}} v_{\bar{m}\bar{k}\hat{m}} v_{\bar{n}\bar{l}\hat{n}}.$$

Выражение (2.12) является хорошо известным аналогом Калюзи-Клейна для метрического тензора, где $A_{\bar{m}\hat{m}}$ играет роль вектора потенциала калибровочной (внутренней) группы $SO(n)$. Приведенные выше выкладки можно проделать и в векторном формализме. Для этого введем локальные реперы для четырехмерного и шестимерного (внутреннего) пространств $\bar{e}_{\bar{m}}^{\bar{a}}$ и $\hat{e}_{\hat{m}}^{\hat{a}}$ соответственно, удовлетворяющие условиям типа (2.1) и (2.2)

$$\begin{aligned} \bar{e}_{\bar{m}}^{\bar{a}} \bar{e}_{\bar{n}}^{\bar{b}} \eta_{\bar{a}\bar{b}} &= \bar{g}_{\bar{m}\bar{n}}, \\ \hat{e}_{\hat{m}}^{\hat{a}} \hat{e}_{\hat{n}}^{\hat{b}} \eta_{\hat{a}\hat{b}} &= \hat{g}_{\hat{m}\hat{n}}. \end{aligned} \quad (2.13)$$



С помощью этих реперов и используя выражения (2.3) и (2.4), можно определить десятимерные реперы в калибровке Калуцы-Клейна

$$e_{\underline{m}}^{\underline{a}} = L_{\underline{b}}^{\underline{a}} \hat{L}_{\underline{m}}^{\underline{b}}, \quad (2.14)$$

где

$$L_{\underline{b}}^{\underline{a}} = \begin{vmatrix} X_{\bar{b}, \bar{m}} \bar{e}^{\bar{m} \bar{a}} & X_{\hat{b}, \hat{m}} \bar{e}^{\bar{m} \bar{a}} \\ Y_{\bar{b}, \hat{m}} \hat{e}^{\hat{m} \hat{a}} & Y_{\hat{b}, \hat{m}} \hat{e}^{\hat{m} \hat{a}} \end{vmatrix}.$$

Используя эти соотношения, а также уравнения (2.2), (2.3) и (2.8), получаем явный вид для (2.14):

$$e_{\underline{m}}^{\underline{a}} = \begin{vmatrix} e_{\bar{m}}^{\bar{a}} & \hat{A}_{\bar{m}}^{\hat{a}} \\ 0 & \hat{e}_{\hat{m}}^{\hat{a}} \end{vmatrix}, \quad (2.15)$$

где

$$e_{\bar{m}}^{\bar{a}} = \bar{e}_{\bar{m}}^{\bar{a}} - \hat{v}_{\bar{m} \hat{n} \hat{a}} \alpha^{\hat{a}} \bar{e}_{\hat{n} \bar{a}}.$$

Таким образом мы видим, что метрический тензор Калуцы-Клейна (2.12) возникает естественным образом при вложении четырехмерного пространства в плоское пространство высшей размерности. В вейлевской формулировке теории реперы для



четырёхмерного и шестимерного пространства входят как оста- точный калибровочный произвол после редукции десятимерных лоренцевских калибровочных преобразований (2.14). Это час- тичное фиксирование калибровки приводит к хорошо известно- му выражению для репера (2.15), которое будет использоваться в следующем разделе при размерной редукции.

93. Связи для $D = 4$, $N = 4$ теории

В работах /15-18/ была исследована дуальная теория $N = 1$, $D = 10$ супергравитации, взаимодействующей с полем Янга-Миллса в суперполево́й формулировке. Был предложен полный набор связей, который приводит к описанию на мас- совой поверхности, путем решения тождеств Бьянки были найдены все уравнения движения и законы суперпреобразова- ний. Суперполево́й формализм позволяет найти суперструнные поправки к стандартным теориям /23/, при этом поправки учи- тываются явно суперсимметричным образом.

Исследуемая нами система описывается суперполями гра- витационного сектора E_{μ}^{ν} , χ_{α} , Φ , $N_{\mu_1 \dots \mu_4}$ и сектора Янга-Миллса $A^{\alpha I}$, $A_{\mu}^{\hat{I}}$. С помощью этих по- лей определяются связи, накладываемые на ковариантные ве- личины теории. В частности, для гравитационного сектора они имеют вид:

$$T_{\alpha\beta}^{\underline{c}} = i \delta_{\alpha\beta}^{\underline{c}}; \quad T_{\underline{a}\underline{b}}^{\underline{c}} = 0; \quad \gamma'_{\underline{a}\underline{b}}^{\underline{c}} = 0;$$



$$T_{\alpha\beta}^{\gamma} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \left[\delta_{(\alpha}^{\gamma} \delta_{\beta)}^{\epsilon} + (G^d)_{\alpha\beta} (G^d)^{\gamma\epsilon} \right] \chi_{\epsilon},$$

$$N_{\alpha\beta\gamma\dots} = \gamma,$$

(3.1)

$$N_{\alpha\beta[3]} = \frac{i}{2} e^{\Phi} (G_{[3]})_{\alpha\beta},$$

$$N_{\alpha[6]} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} e^{\Phi} (G_{[6]})_{\alpha}^{\beta} \chi_{\beta},$$

$$\nabla_{\alpha} \chi_{\beta} = -\frac{i}{12\sqrt{2}} (G^{[3]})_{\alpha\beta} \left\{ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} - \frac{3}{8} \mathcal{F}_{[3]} \right\} - \frac{i}{\sqrt{2}} (G^{\alpha})_{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \Phi.$$

Связи для сектора Янга-Миллса более простые и здесь не будем их рассматривать.

Интересно отметить, что $\mathcal{F}_{[3]}$ единственная тензорная величина, которая содержит струнные поправки. Она же определяет и взаимодействие с сектором Янга-Миллса [18].

Прежде чем перейти к размерной редукции в уравнениях (3.1), мы должны геометрически корректно определить четырехмерные ковариантные тензоры.

Для этого рассмотрим репер $E_{\mathcal{H}}^{\dagger}$, который запишем в таком виде:

$$E_{\mathcal{H}}^{\dagger} = \begin{vmatrix} e_{\bar{a}}^{\bar{m}} & e_{\bar{a}}^{\hat{m}} & e_{\bar{a}}^{\mathcal{L}} \\ e_{\hat{a}}^{\bar{m}} & e_{\hat{a}}^{\hat{m}} & e_{\hat{a}}^{\mathcal{L}} \\ e_{\alpha}^{\bar{m}} & e_{\alpha}^{\hat{m}} & e_{\alpha}^{\mathcal{L}} \end{vmatrix} \quad (3.2)$$



Отметим, что в соответствии с выбранной калибровкой в

(2.15) бозонная часть (3.2) принимает вид:

$$e_{\bar{a}}^{\alpha} = \begin{vmatrix} e_{\bar{a}}^{\bar{m}} & \bar{H}^{\bar{m}} \\ 0 & e_{\bar{a}}^{\bar{m}} \end{vmatrix} \quad (3.3)$$

а после редукции на четырехмерное пространство мы приходим к следующему выражению для репера:

$$e_{\bar{H}}^{\alpha} = \begin{vmatrix} e_{\bar{a}}^{\bar{m}} & c_{\bar{a}}^{\bar{H}} \\ e_{\alpha}^{\bar{m}} & e_{\alpha}^{\bar{H}} \end{vmatrix}$$

С учетом представления (3.2), мы должны определить ковариантные тензоры кривизны и кручения. В определении этих тензоров в десятимерном суперпространстве

$$[\nabla_A, \nabla_B] = T_{AB}^C \nabla_C + R_{AB} \quad (3.4)$$

произведем замену ковариантного дифференциала, переходя в правой части к мировым индексам

$$\nabla_{\bar{a}} = e_{\bar{a}}^{\bar{H}} \nabla_{\bar{H}} + e_{\bar{a}}^{\bar{m}} \omega_{\bar{m}} \quad (3.5)$$



где мы учли, что $\partial_m = 0$ (ω_m - соответствующая связь). После подстановки (3.5) в (3.4) получаем

$$\begin{aligned}
 \left[\nabla_{\bar{H}}, \nabla_{\bar{B}} \right] &= T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} \left\{ e_{\bar{A}}^{\bar{H}} \nabla_{\bar{H}} + e_{\bar{A}}^{\bar{M}} \omega_{\bar{M}}^{\bar{A}} \right\} + \\
 &+ T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} \left\{ e_{\bar{A}}^{\bar{H}} \nabla_{\bar{H}} + e_{\bar{A}}^{\bar{M}} \omega_{\bar{M}}^{\bar{A}} \right\} + R_{\bar{A}\bar{B}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

При построении ковариантных величин с помощью соотношения (3.4), необходимо, чтобы в правой части присутствовали только ковариантные дифференциалы. Поэтому член с $e_{\bar{A}}^{\bar{H}} \nabla_{\bar{H}}$ должны объединить с первым членом в правой части (3.6) таким образом, чтобы сохранить вид ковариантного дифференциала (3.5).

После коротких вычислений получаем

$$\begin{aligned}
 \left[\nabla_{\bar{H}}, \nabla_{\bar{B}} \right] &= \left\{ T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} + T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} e_{\bar{A}}^{\bar{H}} e_{\bar{H}}^{\bar{A}} \right\} \nabla_{\bar{A}} + R_{\bar{A}\bar{B}} + \\
 &+ T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} \left(e_{\bar{A}}^{\bar{M}} - e_{\bar{A}}^{\bar{H}} e_{\bar{H}}^{\bar{A}} e_{\bar{M}}^{\bar{A}} \right)
 \end{aligned}$$

и мы находим четырехмерные кривизны и кручения

$$T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} = T_{\bar{A}\bar{B}}^{\bar{A}} \cdot T_{\bar{M}}^{\bar{H}} e_{\bar{A}}^{\bar{H}} e_{\bar{B}}^{\bar{M}}$$



$$\frac{R}{\bar{A}\bar{B}} = R_{\bar{A}\bar{B}} + T_{\bar{A}\bar{B}}^{\hat{c}} \left(e_{\hat{c}}^{\hat{m}} e_{\hat{c}}^{\bar{H}} e_{\bar{H}}^{\bar{D}} e_{\bar{D}}^{\hat{m}} \right) \omega_{\hat{m}},$$

которые ковариантны относительно общих координатных преобразований, индуцируемых при редукции десятимерных преобразований

$$\delta E_{\hat{A}}^H = -\xi^N \partial_N E_{\hat{A}}^H + E_{\hat{A}}^N \partial_H \xi^H.$$

При размерной редукции будем предполагать, что поля не зависят от внутренних координат $y^{\hat{m}}$. Мы выберем калибровку (Р.3) и предположим, что $\mathcal{D}_{\hat{a}} = e_{\hat{a}}^H \partial_H = 0$.

Используя технику размерной редукции, приведенную в Приложении Б, после некоторых вычислений, получаем для тензора кручения

$$T_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} = 0,$$

$$T_{\underline{\alpha}\bar{b}}^{\bar{c}} = 0,$$

$$T_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}^{\bar{c}} = 0,$$

$$T_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}^{\bar{c}} = 0,$$

$$T_{(a\alpha)(\bar{b})}^{\bar{c}} = i2\delta_a^b \delta_{\bar{\alpha}}^{\bar{\gamma}} \delta_{\bar{\beta}}^{\bar{\delta}} \delta_{\bar{\gamma}}^{\bar{\delta}},$$

$$T_{(a\alpha)(\bar{b}\bar{\beta})}^{(c\gamma)} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \left\{ \delta_a^c \delta_{\alpha}^{\bar{\gamma}} \chi_{\bar{b}\bar{\beta}} + \delta_b^c \delta_{\beta}^{\bar{\gamma}} \chi_{a\alpha} + 2\epsilon_{\alpha\beta} \delta_{[a}^c \chi_{b]}^{\bar{\gamma}} \right\},$$



$$T_{(\alpha\alpha)(\dot{\beta})}^{(\epsilon\gamma)} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \delta_{\alpha}^{\dot{\gamma}} \left\{ \delta_a^c \bar{\chi}_{\dot{\alpha}}^b + 2\delta_a^b \bar{\chi}_{\dot{\alpha}}^c \right\}.$$

$$T_{(\dot{\alpha})(\dot{\beta})}^{(\epsilon\gamma)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \epsilon^{abcd} \chi_d^{\dot{\gamma}},$$

$$T_{(\alpha\alpha)(\beta\beta)}^{(\dot{\gamma})} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{\alpha\beta} \epsilon_{abcd} \bar{\chi}^{d\dot{\gamma}},$$

$$T_{(\alpha\alpha)(\dot{\beta})}^{(\dot{\gamma})} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\gamma}} \left\{ \delta_c^b \chi_{\alpha\alpha}^{\dot{\beta}} + 2\delta_a^b \chi_{\alpha\alpha}^{\dot{\beta}} \right\},$$

$$T_{(\dot{\alpha})(\dot{\beta})}^{(\dot{\gamma})} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \left\{ \delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\gamma}} \delta_c^a \bar{\chi}_{\dot{\beta}}^b \cdot \delta_{\dot{\beta}}^{\dot{\gamma}} \delta_c^b \bar{\chi}_{\dot{\alpha}}^a + 2\epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \delta_c^{[a} \bar{\chi}^{b]\dot{\gamma}} \right\}.$$

Струнные поправки в рассматриваемом наборе связей дадут вклад лишь в суперсимметричных преобразованиях спинорного суперполя

$$\nabla_{\alpha} \chi_{\dot{\beta}} = f_{\alpha\dot{\beta}},$$

где $f_{\alpha\dot{\beta}}$ является функционалом от $\chi_{\dot{\alpha}}$, $\bar{\chi}_{\dot{\alpha}}$ и спинорного суперполя Янга-Миллса λ_{α} , а тем самым дают возможность одновременно учесть как струнные поправки, так и взаимодействия гравитационного сектора с материей.

Следует отметить, что приведенные связи для тензора кручения отличаются от соответствующего набора исследованного в работах /25/, однако можно надеяться, что удастся доказать эквивалентность этих связей, используя каноническое преобразование полей. На основе приведенных в работе /17/ результатов естественно ожидать, что эти преобразования



приведут к более сложному виду для тензоров напряжения центральных зарядов, которые в нашем случае имеют почти тривиальный вид.

Приложение А. $D=10$ алгебра Клиффорда и спиноры

В $D=10$ измерениях Γ - матрицы Дирака - это комплексные матрицы размерности 32×32 /19/, удовлетворяющие алгебре Клиффорда

$$[\Gamma_a, \Gamma_b] = \gamma_{ab} \quad (A.1)$$

и условие эрмитовости

$$\Gamma_a^\dagger = \gamma_{aa} \Gamma_a, \quad (A.2)$$

где сигнатуру метрики выберем следующим образом $(+, \dots)$.

Во-первых, в пространстве-времени четкого числа измерений можно ввести матрицу Γ^{D+1} , которая антикоммутирует со всеми остальными матрицами Дирака $\Gamma^0, \Gamma^1, \dots, \Gamma^{D-1}$ и выражается через них следующим образом: $\Gamma^{D+1} = \gamma \Gamma^0 \Gamma^1 \dots \Gamma^{D-1}$, где γ выберем так, чтобы $(\Gamma^{D+1})^2 = 1$. В нашем случае $\gamma = 1$.

Левые и правые вейлевские спиноры определяются условиями

$$\Gamma^{D+1} \psi_{L,R} = \pm \psi_{L,R}, \quad (A.3)$$



которые совместимы с уравнениями Дирака только при нулевой массе.

В $\mathcal{D} = 10$ измерениях можно перейти к майорановскому представлению Γ -матриц, т.е. к представлению с чисто мнимыми Γ матрицами. Так как Γ_a и $(-\Gamma_a)^*$ удовлетворяют одной и той же алгебре Клиффорда и представление на Γ -матрицах неприводимо, то существует матрица B - комплексного сопряжения, такая, что

$$\Gamma_a^* = -B \Gamma_a B^{-1}. \quad (A.4)$$

Легко показать, что B и B^{*-1} пропорциональны друг другу и

$$B B^* = 1. \quad (A.5)$$

Если спинор ψ удовлетворяет уравнению Дирака

$$[(i\partial_a - e H_a) \Gamma_a - m] \psi = 0,$$

то $B^{-1} \psi^*$ подчиняется уравнению Дирака, в котором e заменено на $-e$. Таким образом, $B^{-1} \psi^*$ соответствует античастице.

Майорановские спиноры по определению описывают частицы, совпадающие со своими античастицами, что подразумевает $\tau = 0$



$$\psi = B^{-1} \psi^* \quad (\text{A.6})$$

Соотношение (A.6) связывает вещественную и мнимую части ψ и наиболее простой вид имеет в представлении, в котором $B=1$.

Следует отметить, что в $\mathcal{D}=10$ измерениях на спиноры одновременно можно наложить условия (A.3) и (A.6), т.е. определять майорано-вейлевские спиноры с 16 действительными компонентами.

Перейдем теперь к рассмотрению представлений группы изометрии десятимерного суперпространства.

Для этого удобно рассмотреть комплексное суперпространство Минковского (10/16) с координатами $\{x^m, \theta^\alpha\}$, где $\{x^m\}$, $m=0, \dots, 9$ — обычные, бозонные координаты, а $\{\theta^\alpha\}$, $\alpha=1, \dots, 16$, — антикоммутирующие фермионные переменные. Верхний индекс α означает, что θ^α соответствует фундаментальному 16-мерному представлению группы $Spin(10, C)$, который является неприводимой компонентой стандартного $32-16+16^*$ -мерного представления, связанного с алгеброй Клиффорда. 16^* является контрградиентным представлением, которое описывается спинорными координатами с нижним расположением индексов θ_α (т.н. дуальный базис). Не существует инвариантной квадратичной (или симплектической) формы, которая переводит нижние индексы в верхние и наоборот, что является отражением того факта, что 10 и 16^*



неэквивалентны. Можно определить оператор сопряжения (нелинейной инволюции), который приводит к преобразованиям

$$\underline{\theta}_\alpha^* \Rightarrow \theta^\alpha, \quad \theta^{\alpha*} \Rightarrow \underline{\theta}_\alpha, \quad (A.7)$$

и наложить условие действительности типа Майораны (A.6), где в майорановском представлении

$$B = I = \left| \begin{array}{c|c} I^{\alpha\beta} & 0 \\ \hline 0 & I_{\alpha\beta} \end{array} \right| \quad (A.8)$$

и, следовательно, получаем

$$\theta^\alpha = I^{\alpha\beta} \theta_\beta. \quad (A.9)$$

После наложения условия действительности (A.6) Γ матрицы переводят I_6 в I_6^* и наоборот и, таким образом, они представляются в виде

$$\Gamma^a = \left| \begin{array}{c|c} 0 & i\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} \\ \hline i\epsilon^{\alpha\gamma\delta} & 0 \end{array} \right| \quad (A.10)$$

При этом представлении нами выбрано таким образом, что матрицы самосопряжены

$$(\epsilon^{\alpha\gamma\delta})^* = \epsilon^{\alpha\gamma\delta} \quad (A.11)$$

и симметричны.



Отметим, что в этом представлении матрица зарядового сопряжения C совпадает с матрицей комплексного сопряжения и может быть выбрана в простом виде (A.8).

Если теперь подставить (A.10) в (A.1), то получим условие нормировки для алгебры Клиффорда

$$(\epsilon^{(a)})_{\gamma\delta} (\epsilon^{(b)})^{\delta\alpha} = \eta^{ab} \delta_{\gamma}^{\alpha}, \quad (\text{A.12})$$

что совпадает с нормировкой, использованной нами в работах [16-17].

Легко воспроизвести также генераторы лоренцевых преобразований для спинорного поля

$$\Sigma^{ab} \equiv \frac{1}{2} \Gamma^{[a} \Gamma^{b]} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} (\epsilon^{ab})_{\alpha}^{\beta} & 0 \\ 0 & -(\tilde{\epsilon}^{ab})_{\dot{\gamma}}^{\dot{\delta}} \end{vmatrix},$$

где

$$(\epsilon^{ab})_{\alpha}^{\beta} = (\epsilon^{[a})^{\beta\gamma} (\epsilon^{b]})_{\gamma\alpha}.$$



Приложение В. Размерная редукция $D=10 \Rightarrow D=4$

Рассмотрим разбиение десятимерного комплексного пространства Минковского M на сумму четырех- и шестимерных подпространств /20/.

$$M = M_4 \oplus M_6. \quad (B.1)$$

Комплексную группу изометрии $O(10, C)$ и спинорную группу $Spin(10, C)$ удобно редуцировать следующим образом:

$$O(10, C) = O(4, C) \otimes O(6, C) \quad (B.2)$$

$$Spin(10, C) = (Sp(2, C) \otimes \tilde{Sp}(2, C)) \otimes Sp(4, C), \quad (B.3)$$

которые при наложении условия действительности должны привести к разложениям

$$O(1, 9) = O(1, 3) \otimes O(6, R) \quad (B.4)$$

$$Spin(1, 9) = Sp(2, C) \otimes SU(4). \quad (B.5)$$

16-компонентные спиноры $\{\theta_\alpha\}$ при редукции (B.3) представляются в виде:



$$16 = 4 \otimes 4 + 4^* \otimes 4 \quad (B.6)$$

и при переходе к действительному представлению (B.5) $\tilde{2}$ могут быть отождествлены с комплексно-сопряженным спинором $\tilde{2}$. Обозначая компоненты 4 и 4^* базисных векторов верхними и нижними индексами $\alpha = 1, 2, 3, 4$, мы заменяем индексы $\{\alpha\} = \{(\alpha\alpha); (\dot{\alpha}\dot{\beta})\}$ и представляем спинорные координаты десятимерного суперпространства в виде

$$\{\theta^{\underline{\alpha}}\}_{\underline{\alpha}=1, \dots, 16} = \{\theta^{\alpha\alpha}, \theta^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\}_{\alpha, \beta=1, \dots, 4, \alpha, \dot{\alpha}=0, 1}$$

Аналогичным образом можно распечатать десятимерные векторные координаты x^m . При этом для $O(4, \mathbb{C})$ будем использовать спинорное представление, обозначая индексы парой спинорных индексов $(\alpha\dot{\alpha})$, а фундаментальное представление $O(6, \mathbb{C})$, которое эквивалентно векторному представлению $4 \times 4 \simeq 4^* \times 4^*$, будем описывать антисимметричной парой индексов $[\alpha\beta] = -[\beta\alpha]$. Таким образом мы проводим замену индексов $\{m\} = \{(\mu\nu), [mn]\}$ и получаем для четких координат

$$\{x^m\}_{m=0, 1, \dots, 9} = \{x^{\mu\nu}, y^{mn} = -y^{nm}\} \quad (B.7)$$

о комплексной метрикой



$$ds^2 = \det(dx^{jk}) - \frac{1}{2} \epsilon_{ijkl} dy^{ij} dy^{kl}. \quad (\text{B.8})$$

Условие действительности (B.4) дается условием

$$x^+ = x, \quad y^+ = {}^*y,$$

где

$$({}^*y)_{ij} \equiv \frac{1}{2} \epsilon_{ijkl} y^{kl}.$$

В заключении этого приложения приведем явный вид ϵ -матриц, соответствующий выбранному базису

$$\begin{aligned} \epsilon_{(b\beta)(\dot{c})}^{\alpha\beta} &= \delta_{\beta}^c \delta_{\beta}^{\alpha} \delta_{\dot{c}}^{\beta} = \epsilon_{(\dot{c})}^{\alpha\beta} (b\beta), \\ \epsilon_{(a\alpha)(b\beta)}^{kl} &= \frac{1}{2} \epsilon_{\alpha\beta} [\delta_a^k \delta_b^l - \delta_b^k \delta_a^l], \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$$\epsilon_{(\dot{\alpha})(\dot{\beta})}^{kl} = \frac{1}{2} \epsilon^{abkl} \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}};$$

$$\epsilon^{\alpha\beta} (a\alpha) (\dot{\beta}) = 4 \delta_{\beta}^a \epsilon^{\alpha\beta} \epsilon_{\dot{\beta}} = \epsilon^{\alpha\beta} (\dot{\beta}) (a\alpha),$$

$$\epsilon^{cd} (a\alpha) (b\beta) = 2 \epsilon^{\alpha\beta} \epsilon^{abcd},$$

$$\epsilon^{cd} (\dot{\alpha}) (\dot{\beta}) = 2 \epsilon^{\alpha\beta} [\hat{\delta}_a^c \hat{\delta}_b^d - \delta_a^d \delta_b^c]. \quad (\text{B.10})$$



Литература

1. M.B. Green, J.H.Schwarz, E.Witten, "Superstring Theory", Cambridge Univ. Press, 1987.
2. D.J.Gross, J.A.Harvey, E.Martinec, R.Rohm. Nucl. Phys., 1985, v. B256, p. 253.
3. P.Candelas, G.Horowitz, A.Strominger, E.Witten, Nucl. Phys., 1985, v B258, p. 46.
4. K.Narain, Phys. Lett., 1986, v. 169E, p. 41.
5. H.Kawai, D.Lewellen, S.Tye, Nucl. Phys., 1987, v. B288, p. 1.
6. L.Dixon, J.Harvey, C.Vafa, E.Witten, Nucl. Phys., 1985, v. B261, p. 620;
Nucl. Phys., 1986, b. B274, p. 102;
M.Mueller, E.Witten, Phys. Lett., 1986, v. 182B, p. 28.
7. W.Lerche, D.Lust, A.Schellekens. Nucl. Phys., 1987, iv. B287, p.477.
8. I.Antoniadis, C.Bachas, C.Kounnas, Nucl.Phys., 1987, v. B289, p. 87.
9. K.Narain, M.Sarmadi, C.Vafa, Nucl. Phys., 1987, v. B288, p. 551.
10. D.Gepner, Nucl. Phys., 1987, v. B287, p.111.
11. K.Bardacki, E.Rabinovici, B.Saring, String Models with Components, CERN-TH. 4760/87, 1987.
12. C.S.Lam, GSO Projections of Modular Envarian.: Aperiodic Strings, Princeton preprint IASSN.-HEP-87/12, 1987;
A.Chamseddine, J.-P.Derendinger. Twisted Superstrings in Four dimensions. Zürich preprint ETH PT 87-2, 1987.
13. J.Distler, B.R.Greene, Aspects of (•) Compactification, Harvard preprint HUTP-87/A065, 1987.
14. A.A.Tse lin, Vector Effective Action in the Open Superstring Theory, Lebedev inst. preprint N 6, 1986.
15. S.J.Gates, H.Nishino, Phys. Lett. 1985, v. 157B, p.157.
16. S.J.Gates, H.Nishino. Nucl. Phys., 1987, v. B291, p. 205.



- 17. S.J.Gates, Sh.Vashakidze. Nucl. Phys., 1987, v. 291, p.172.
- 18. Sh.I. Vashakidze. Equations of Motion for the New D=10, N=1 Supergravity-Yang-Mills Theory. Dubne preprint E2-88-54, 1988.
- 19. J.Scherk. In: Recent Developments in Gravitation, eds. M.Levy and S.Deser, Plenum Publ. Corp., 1979.
- 20. L.Brink, J.Scherk, J.Schwarz. Nucl. Phys., 1977, v. B121, p. 77.
- 21. M.D.Maia. Geometry of Kaluza - Klein Theory I-Basic Setting, Univ. of Brasilia preprint N 206, 1983.
- 22. L.P.Eisenhart, Riemannian Geometry, Princeton Univ. Press, Princeton, NY, 1966.
- 23. A.Chamseddine, Phys. Rev., 1981, v. D24, p. 3065.
- 24. E.Gremmer, B.Julia. Nucl. Phys., 1979, v. B159, p. 141.

შეჯამება

D=10, N=1 თეორიის განზოგადებული ვერსიის შესახებ

კონკრეტულად

გამოკვლეულია განზოგადებული ვერსიის ვერსუფრეული ასპექტები. ინტეგრირებული ვერსიის მათემატიკურ მნიშვნელობას კლასიკური ანბანის საფუძველი.

განვიხილოთ განზოგადებული ვერსიის ფუნქცია D=10, N=1 თეორიებისთვის ამ ფუნქციის ასიმპტოტური მიხედვით, მდებარე სრულ კონტინუალური, რომელიც აჩვენებს მასშტაბურ გეგამირზე D=10 N=4 რანგის მიხედვით ველიანი ურთიერთქმედის სუპერგრავიტაციას.

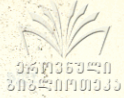


Sh.Vashakidze

ON DIMENSIONAL REDUCTION OF THE D=10, N=1 THEORY

Summary

Geometrical aspects of dimensional reduction are investigated. Properties of the Kaluza-Klein ansatz are studied for the induced metric as an instance. The dimensional reduction technique for D=10, N=1 theory is considered in detail. With the help of this technique a set of constraints is derived, which leads to the on-shell formulation of the D=4, N=0 supergravity-Yang-Mills theory.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საქართველოს სახელმწიფო უნივერსიტეტის
უბიკვანსივების შრომები

282, 1988

К ТЕОРИИ ИММЕРСИОННОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИНЗЫ

М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили

Иногда точное распределение электрического потенциала u вдоль оси симметрии электронной линзы z задается в обратном виде

$$z = f(u). \tag{1}$$

и вычисление оптической силы линзы затрудняется. Про дифференцируем (1) по z :

$$1 = f'(u) \frac{du}{dz},$$

откуда

$$u' = \frac{du}{dz} = \frac{1}{f'(u)}, \quad dz = f'(u) du. \tag{2}$$

Оптическая сила цилиндрической электростатической лин-

зы /1/

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4\sqrt{u^*}} \int_{-a}^{\infty} \frac{(u')^2 dz}{u^{3/2}}, \tag{3}$$



где U^* — значение потенциала в области изображения линзы. Допустим, что цилиндрическая линза составлена двумя парами пластин с потенциалами U_1 (левая пара) и U_2 (правая пара). Тогда при $z = -\infty$, $U = U_1$, при $z = \infty$, $U = U_2$ и кроме того $U^* = U_2$. Таким образом, подставляя (2) в (1), получаем:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4\sqrt{U_2}} \int_{U_1}^{U_2} \frac{dU}{U^{3/2} f'(U)}. \quad (4)$$

Рассмотрим типичную конструкцию упомянутой цилиндрической линзы с обратным распределением потенциала /2/:

$$z = \frac{2\ell}{R} \left[q_1 \operatorname{tg} \frac{R(v-u)}{2(u_2-u_1)} - q_2 \operatorname{ctg} \frac{R(u-u_1)}{2(u_2-u_1)} + \right. \\ \left. + R \frac{u-u_1}{u_2-u_1} \right] = f(u), \quad (5)$$

где

$$q_1 = \frac{2m^4}{(1-m^2)(m^2-n^2)}, \quad q_2 = \frac{2n^2}{(1-m^2)(m^2-n^2)}, \quad (6)$$

а параметры m и n вычисляются из системы:



$$\left. \begin{aligned} b_1 &= -\frac{4\ell m^3}{\mathcal{R}(m^2-n^2)(m^2-1)} \left[m + \frac{n}{m^2} - \frac{(m^2-n^2)(m^2-1)}{2m^3} \rho_n \frac{m+n}{m-n} \right], \\ b_2 &= -\frac{4\ell m^3}{\mathcal{R}(m^2-n^2)(m^2-1)} \left[1 + \frac{n^2}{m^2} - \frac{(m^2-n^2)(m^2-1)}{2m^3} \rho_n \frac{1+m}{1-m} \right]. \end{aligned} \right\} (7)$$

Здесь ℓ - половина расстояния между парами пластин, b_1 - половина расстояния между левыми пластинами, b_2 - то же самое между правыми пластинами.

Введем обозначения:

$$\varphi = \frac{\mathcal{R}(u-u_1)}{2(u_2-u_1)}, \quad u_0 = \frac{2}{\mathcal{R}}(u_2-u_1). \quad (8)$$

Согласно (8) имеем:

$$u = u_1 + u_0 \varphi, \quad du = u_0 d\varphi, \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\mathcal{R}}{2}. \quad (9)$$

Дифференцируя (5) и учитывая (8), находим:

$$f'(u) = \frac{\ell}{u_2-u_1} \left(\frac{q_1}{\cos^2 \varphi} + \frac{q_2}{\sin^2 \varphi} + 2 \right). \quad (10)$$

Подст для (9) и (10) в (4), получаем:

$$\frac{1}{f} = \frac{(u_2-u_1)^2}{2\mathcal{R}\ell\sqrt{u_2}} \int_0^{\mathcal{R}/2} \frac{\sin^2 \varphi \cos^2 \varphi d\varphi}{(u_1+u_0\varphi)^{3/2} (r_1 \sin^2 \varphi + q_2 \cos^2 \varphi + 2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi)}. \quad (11)$$



Вычисление и интеграла в (II) производилось по формуле Симпсона /3/. Результаты расчета находятся в хорошем количественном согласии с экспериментальными значениями оптической силы.

Обычно перепад потенциалов $u_2 - u_1$ повышает для величин: неоднородности поля, что, в свою очередь, увеличивает оптическую силу рассматриваемой линзы. Таким образом, согласно (8) величина

$$\varphi = \frac{R(u - u_1)}{2(u_2 - u_1)} = \quad (12)$$

$$= \frac{(u - u_1)/u_1}{2(u_2 - u_1)/\alpha u_1} = \frac{(u - u_1)/u_1}{u_0/u_1}$$

настолько мала, что в (II) можно положить

$$\sin^2 \varphi \approx \varphi^2; \quad \cos^2 \varphi \approx 1; \quad (13)$$

$$q_1 \varphi^2 \ll q_2; \quad 2\varphi^2 \ll q_2.$$

Введем обозначения

$$\frac{2}{R} \frac{u_2 - u_1}{u_1} = \alpha; \quad 1 + \alpha \varphi = x; \quad (14)$$

$$1 \leq x \leq 1 + \alpha \frac{R}{2}.$$

Тогда согласно (12), (13) и (14) выражение (II) после интегрирования принимает вид:

$$\frac{1}{f} = \frac{R}{4lq_2^{\alpha} \sqrt{1 + \frac{\alpha R}{2}}} \left[\frac{1}{3} \left(1 + \frac{\alpha R}{2}\right)^{3/2} - 2\sqrt{1 + \frac{\alpha R}{2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\alpha R}{2}}} + \frac{8}{3} \right]. \quad (15)$$



Формула (15) более удобна для непосредственного использования.

Поступила 26.У.1988

Кафедра радиотехники

Литература

1. В.М.Кельман, С.Я.Явор. Электронная оптика, 1968.
2. А.М.Страшкевич. Электронная оптика электростатических полей, не обладающих осевой симметрией, 1959.
3. И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев. Справочник по математике, 1965.

ბ.კობახიძე, გ.საგალიძვიძო
 იმპერატორი გენ.სერგეი ვლადიმეროვი ღიბისი მთარბიისათვის
 რეზიუმე
 ნაშრომი იმპერატორი ვლადიმეროვი ღიბისი რეზიუმეში დღის განმ-
 ვლის ხარის იმ შეძლებისათვის, რომელი მიხედვითა სანდოების სიმეფრისი ვერ-
 ძის განმეფრისი პოფრინილის შედგენებელი განმეფრება. მისილითის სახის
 მისილილია ს.ღიბარჯი იმპერატორი ვლადიმეროვი ღიბისი რეზიუმეში დღის
 (იგი მისილი ვრთმანეფრისი პარალილური მისილიური ფირფრისისათვის შეამდინილი
 ღიბისი).



0447367330
30222410333

M.Kobakhidze, G. Magalashvili

TOWARDS THE THEORY OF AN IMMERSION CYLINDRICAL ELECTRON
LENS

Summary

A technique has been found for calculating the optical force of an immersion electron lens for the case of an inverse distribution of potential along the symmetry axis of the system. The optical force of a cylindrical immersion electron lens has been calculated by way of an example (a lens formed of two pairs of parallel metal plates).

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right)^2 - 2 \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \right]$$

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right)^2 - 2 \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \right]$$

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета.

თბილისის შტატის წითელი რიბის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

282, 1988

ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ ПУЛЬСАРА, ВЫЗВАННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ЛЕНГМЮРОВСКОГО СОЛИТОНА В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Т.А.Патара

Введение

В од.бликованных ранее работах /1,2/ были изложены результаты исследования излучения магнитосферы пульсара, вызванного распространением ленгмюровского, альфвеновского и магнитозвукового солитонов в однородной невозмущенной электронно-позитронной плазме. Для объяснения спектральной интенсивности излучения пульсара в оптическом диапазоне частот в /2/ был рассмотрен ленгмюровский солитон, распространяющийся под малым углом к внешнему магнитному полю \vec{B}_0 в однородной невозмущенной электронно-позитронной плазме. Если ленгмюровская волна распространяется в однородной плазме под углом к магнитному полю /3/, то она связана с поперечными волнами. Это приводит к излучению плазмы на ленгмюровской частоте. Но, кроме того, в электронно-позитронной плазме возможно излучение на двойной плазменной частоте /4/. Ленгмюровская нелинейная волна, распространяющаяся вдоль направления \vec{z} , с учетом слабой зависимости плот-



ности числа электронов от z ($n=n(z)$), была рассмотрена в работе /5/. В отличие от этой работы в настоящей статье исследуется ленгмювская нелинейная волна, распространяющаяся под малым углом к магнитному полю \vec{B}_0 в неоднородной плазме, причем невозмущенная плотность числа частиц слабо зависит от x, y, z ($n=n(x, y, z)$). В этом случае в электронно-протонной плазме также возможно излучение плазмы на основной и двойной плазменной частотах. Но в электронно-позитронной плазме оказывается, что излучение возможно только на плазменной и тройной плазменной частоте. Все вышеуказанные вопросы исследованы в первом параграфе настоящей работы.

Исследование возбуждения ленгмювских волн в электронно-позитронной плазме является особой проблемой. Нами предлагается новый механизм возбуждения ленгмювских волн, обусловленный модуляционной неустойчивостью высокочастотных поперечных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, частота которых гораздо больше ленгмювской частоты плазмы. Этот механизм возбуждения пригоден и для электронно-протонной плазмы. В результате указанной неустойчивости появляется заряженный сгусток, движущийся вдоль магнитного поля, а так как магнитные силовые линии в магнитосфере пульсара искривлены, то электронно-позитронной плазме появляется изгибное излучение в радиодиапазоне. Эти вопросы рассмотрены во втором параграфе настоящей работы.



1. Солитон ленгмюровских волн в слабой неоднородности плотности плазмы

Исследуем в двухкомпонентной бесстолкновительной плазме нелинейные ленгмюровские волны, распространяющиеся под малым углом к внешнему магнитному полю. В этом случае продольные ленгмюровские волны связаны с поперечными волнами. Если $K_x^2 + K_y^2 \ll K_z^2$, то дисперсионное соотношение для ленгмюровских волн можно представить приближенно так:

$$\omega = \omega_0^1 + \frac{\partial \omega}{\partial K_x} (K_x^1 - K_x^2) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_x^2} (K_x^1 - K_x^2)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_x^2} K_x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_y^2} K_y^2 \quad (1)$$

Здесь K_x, K_y, K_z — x, y, z — составляющие волнового вектора $K_x^1 \approx K_x^2$, $\omega_0^1, \frac{\partial \omega}{\partial K_x}, \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_x^2}, \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_y^2}, \frac{\partial^2 \omega}{\partial K_z^2}$ — величины определены при $K_x = K_y = 0, K_z^1 = K_z^2, \omega_0^1 \sim \sqrt{n}$, где n — невозмущенная плотность числа электронов. При $K_x = 0$ и нерелятивистском температурном приближении $\omega_0^1 = \omega_{pe} = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$, m_e — масса и величина заряда электрона.

Известно [6], что невозмущенная плотность плазмы в магнитосфере пульсара, изменяется так: $n = n_0 \left(\frac{r_p}{r}\right)^3$, где n_0 — плотность числа частиц на поверхности пульсара, $n_0 =$

радиус пульсара, $r = \sqrt{(z+z_p)^2 + x^2 + y^2}$, x, y, z отсчитываются от поверхности пульсара. При $|x|, |y|, |z| \ll r_p$ получаем

$$\omega_0' = \omega_0 - 2\alpha_1 z - \alpha_2 (x^2 + y^2), \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \frac{3\omega_0}{4r_p}$, $\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{2r_p^2}$, $\omega_0 \sim \sqrt{n_0}$.

Нелинейное уравнение Шредингера для ленгмюровских волн можно получить с помощью линейной дисперсии, если известен нелинейный член дисперсии, который вычисляется с помощью теории возмущения. Если предположить $n/n_0 \ll 1$, что $\omega - \omega_0' = i \frac{\partial}{\partial t} + 2\alpha_1 z + \alpha_2 (x^2 + y^2)$, $\kappa_z' - \kappa_z = -i \frac{\partial}{\partial z}$, $\kappa_x = -i \frac{\partial}{\partial x}$, $\kappa_y = -i \frac{\partial}{\partial y}$ и вычислить нелинейный член по теории возмущения с помощью релятивистских кинетических уравнений, в системе волны нелинейное уравнение Шредингера имеет вид:

$$i \frac{\partial \epsilon_z}{\partial t} + P_1 \frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial t^2} + P_2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \epsilon_z + \left[2\beta_1 s + 2\beta_2 t + \alpha_2 (x^2 + y^2) + q |\epsilon_z|^2 \right] \epsilon_z + s \cdot \epsilon_z \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\epsilon_z|^2}{s-s'} ds' = 0. \quad (3)$$

где ϵ_z — z -компонента амплитуды напряженности электрического поля,



$$E_{\pm}^{(1)} = E_{\pm} \exp(i k_{\pm} z - i \omega t), \quad S = (z - v_g t) \gamma_0, \quad t_1 = \left(t - \frac{v_g z}{c^2} \right) \gamma_0,$$

$$\gamma_0 = \left(1 - \frac{v_g^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad v_g = d\omega/dk_{\pm}, \quad \beta_1 = 0,75 \omega_0 \gamma_0^{-1},$$

$$\beta_2 = 0,75 v_g \gamma_0 \omega_0^{-1},$$

$$P_1 = 0,5 \gamma_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_{\pm}^2}, \quad (4)$$

$$P_2 = 0,25 \omega^2 (\omega - k v_{\pm}) \gamma_0 \left(2D_0 + \frac{D_{\pm}^2}{\Delta_{\pm}^2} + \frac{D_{\pm}^2}{\Delta_{\pm}^2} \right). \quad (5)$$

Здесь $D_0 = c^2 - 2\mathcal{A} \sum_i e_i^2 \int \frac{v_{\pm}^2 v_{\perp}}{c_0 c_1} F d\vec{p}$, (6)

$$D_{\pm} = c^2 k_{\pm}^2 + 2\mathcal{A} \sum_i e_i^2 \int v_{\pm} v_{\perp} c_0^{-1} (c_0 \pm \Omega_i \gamma^{-1})^{-1} F d\vec{p}, \quad (7)$$

$$\Delta_{\pm} = \omega^2 - k_{\pm}^2 c^2 + 2\mathcal{A} \sum_i e_i^2 \int v_{\perp} (c_0 \pm \Omega_i \gamma^{-1})^{-1} F d\vec{p}, \quad (8)$$

где $v_{\perp} = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$, $P_{\pm} = m_i v_{\pm} \gamma$, $P_{\perp} = m_i v_{\perp} \gamma$,

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} = \left(1 + \frac{P^2}{m^2 c^2} \right)^{1/2}, \quad v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\pm}^2,$$

$$\omega_0 = \omega - k_{\pm} v_{\pm}, \quad c_{\pm} = c_0^2 - \Omega_i \gamma^{-2}, \quad \Omega_i = e_i \beta_0 / (m_i c)$$

циклотронная частота i -ого сорта частиц,

$F = \left(c_0 \frac{\partial}{\partial P_1} + \kappa v_1 \frac{\partial}{\partial P_x} \right) f_i^{(0)}$, $f_i^{(0)}$ - невозмущенная функция

распределения i -го сорта частиц. В уравнении (3) коэффициенты Q и S имеют вид, полученные в работах [2,8], и предположено, что $\left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \ll \left| \frac{\omega}{\kappa_x} \frac{\partial}{\partial y} \right|$, $\left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \sim \left| \frac{\omega}{\kappa_x} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right|$. В уравнении (3) интеграл берется в смысле главного значения.

В уравнении (3) E_x представим так:

$$E_x = E \exp(i\varphi), \quad (9)$$

где $E = E(\eta)$ - действительная величина,

$$\eta = 5 - 4d_0 P_1 t_1 - 4P_1 \beta_1 t_1^2, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \varphi = & 2(d_0 + \beta_1 t_1)5 - \frac{4}{3} \beta_1^2 t_1^3 + (\beta_0 - 4P_1 d_0 \beta_1) t_1^2 + \\ & + \left(\frac{Q}{2} E_0^2 - 4d_0^2 P_1 \right) t_1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_x}{P_2}} (x^2 - y^2), \end{aligned} \quad (11)$$

d_0, E_0 - постоянные величины. Тогда уравнение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{d\eta^2} = & \frac{Q}{2} (E_0^2 - 2E^2) E - \\ & - 5E \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E^2}{(\eta - \eta')} d\eta'. \end{aligned} \quad (12)$$

Часто для параметров плазмы $|Q| \gg |S|$. Поэтому если пренебречь интегральным членом в (12), то ее решение представляется так:



$$E = E_0 \operatorname{sech} \left(\sqrt{\frac{Q}{2}} \varepsilon_0 \eta \right). \quad (13)$$

Таким образом, мы получили модулированный ленгмюровский солитон вида:

$$E_z^{(1)} \equiv \varepsilon_z \exp(i k_z z - i \omega t) = \quad (14)$$

$$= E_0 \operatorname{sech} \left(\sqrt{\frac{Q}{2}} \varepsilon_0 \eta \right) \exp [i \varphi + i (k_z z - \omega t)].$$

Сейчас напомним x и y составляющие напряженности электрического поля, полученные с помощью уравнения Максвелла и релятивистского кинетического уравнения для частиц.

Для воли с плазменной частотой имеем:

$$E_x^{(1)} = \left\{ \frac{i}{2} \left(\frac{D_+}{\Delta_+} + \frac{D_-}{\Delta_-} \right) \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{1}{2} \left(\frac{D_+}{\Delta_+} - \frac{D_-}{\Delta_-} \right) \frac{\partial E_z}{\partial y} \right\} \exp(i k_z z - i \omega t), \quad (15)$$

$$E_y^{(1)} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{D_+}{\Delta_+} - \frac{D_-}{\Delta_-} \right) \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{i}{2} \left(\frac{D_+}{\Delta_+} + \frac{D_-}{\Delta_-} \right) \frac{\partial E_z}{\partial y} \right\} \exp(i k_z z - i \omega t). \quad (16)$$



При больших значениях магнитного поля, когда в формулах (15) и (16) можно пренебречь членами с коэффициентом $\left| \frac{\omega}{\Omega_i} \right|$, получим

$$E_x^{(1)} = i \frac{c^2 K_z}{(\omega^2 - K_z^2 c^2)} \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial t} \exp(i K_z z - i \omega t), \quad (17)$$

$$E_y^{(1)} = i \frac{c^2 K_z}{(\omega^2 - K_z^2 c^2)} \frac{\partial \varepsilon_z}{\partial y} \exp(i K_z z - i \omega t) \quad (18)$$

Эти выражения соответствуют решению уравнений Максвелла при равенстве нулю x и y составляющих тока.

Сейчас напишем выражение для плотности заряда $-\rho$ плазмы, колеблющейся с частотой гораздо меньшей плазменной частоты:

$$\rho = \frac{\sum_i e_i^3 \int (v_z - v_{zi})^{-1} c_0^{-2} \left(\frac{\partial v_z}{\partial p_z} \right) \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial p_z} d\vec{p}}{4\pi \sum_i e_i^2 \int (v_z - v_{zi})^{-1} \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial p_z} d\vec{p}} \frac{\partial^2 |E_z^{(1)}|^2}{\partial t^2} \quad (19)$$

и выражение для составляющих полей, колеблющихся с частотой ω

$$E_z^{(2)} = i \frac{4\pi}{3} \sum_i e_i^3 \int \frac{\partial v_z}{\partial p_z} \frac{1}{c_0} \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial p_z} d\vec{p} \cdot E_z^{(1)} \exp(i K_z z - i \omega t), \quad (20)$$

$$E_x^{(2)} = i \frac{c^2 k_z}{2(\omega^2 - k_z^2 c^2)} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial x}, \quad (21)$$

$$E_y^{(2)} = i \frac{c^2 k_z}{2(\omega^2 - k_z^2 c^2)} \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial y}. \quad (22)$$

Как видно из (19) - (20), для электронно-позитронной плазмы при $f_e^{(0)} = f_n^{(0)}$, $f = 0$, $E_x^{(2)} = E_y^{(2)} = E_z^{(2)} = 0$.

В электронно-позитронной плазме напряженности полей кроме колебаний с частотой ω могут колебаться с тройными частотами, т.е. 3ω .

$$E_z^{(3)} = -\frac{c^2 \omega_p^2}{16} \int_{-\infty}^{\infty} c_0^{-2} \gamma_z^{-3} \frac{\partial}{\partial P_z} \left[\frac{1}{c_0} \frac{\partial F^{(0)}}{\partial P_z} \right] dP_z \cdot E_z^3 \exp(i3k_z z - i3\omega t), \quad (23)$$

$$E_x^{(3)} = i \frac{c^2 k_z}{3(\omega^2 - k_z^2 c^2)} \frac{\partial E_z^{(3)}}{\partial x}, \quad (24)$$

$$E_y^{(3)} = i \frac{c^2 k_z}{3(\omega^2 - k_z^2 c^2)} \frac{\partial E_z^{(3)}}{\partial y}. \quad (25)$$

В формуле (23) $\omega_p = (\delta n n_0 e^2 / m)^{1/2}$, $\gamma_z = \left(1 + \frac{P_z^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2}$, $f_e^{(0)} = f_n^{(0)} = \frac{\delta(P_z)}{2\pi P_z} F(P_z)$,

так как из-за сильного магнитного поля в электронно-позитронной плазме магнитосферы пульсара невозмущенная функция распределения частиц является одномерной.

Для электронно-позитронной плазмы спектральную интенсив-



ность излучения в телесном угле $d\Omega$ можно вычислить /9/ с помощью формул (15)-(18) или (24)-(25). Приведем это выражение, используя (17), (18):

$$dJ = \int_0^{\infty} (K_x^2 + K_y^2) \beta_1^{-2} \gamma_2^{-1} \eta^2 c h^{-2} \left[\frac{\eta \omega_p^{3/2} P_1^{1/2}}{2\beta_2} \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{P_1} \eta^2 \right) \right] \quad (26)$$

Здесь ω_2 - частота и K_x, K_y, K_z - составляющие волнового вектора излучения поперечной волны.

Формула (26) показывает, что спектральная интенсивность излучения имеет максимум при $\omega_2 \approx \omega_p$. Этой частоте в электронно-позитронной плазме в магнитосфере пульсара соответствует оптический диапазон частот. Таким образом, формула (26) хорошо описывает оптическое излучение пульсара в крабовидной туманности /6/.

2. Возбуждение ленгмюровских волн высокочастотными поперечными волнами

Рассмотрим поперечные нелинейные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля в бесстолкновительной плазме. Исследуем нелинейные и линейные поперечные волны с помощью релятивистских кинетических и Максвелловских уравнений. Линейное дисперсионное уравнение таких волн в холодной электронно-позитронной плазме (при пренебрежении движением иона) имеет вид:



$$\omega(\omega^2 - \omega_{\Omega} - \omega_{pe}^2) = \kappa_{\pm}^2 c^2 (\omega - \Omega). \quad (27)$$

Здесь $\Omega = \frac{eB_0}{mc}$ - циклотронная частота электрона, ω - частота и κ_{\pm} - волновой вектор, направленный вдоль магнитного поля.

В холодной электронно-позитронной плазме дисперсионное соотношение поперечных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, имеет вид:

$$\omega^2(\omega^2 - \Omega^2 - \omega_p^2) = \kappa_{\pm}^2 c^2 (\omega^2 - \Omega^2), \quad (28)$$

где $\omega_p = (8\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$. Уравнение (28) для ω^2 имеет два решения:

$$\omega^2 = 0,5 \left\{ \Omega^2 + \omega_p^2 + \kappa_{\pm}^2 c^2 + \left[(\Omega^2 + \omega_p^2 + \kappa_{\pm}^2 c^2)^2 - 4\kappa_{\pm}^2 c^2 \Omega^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (29)$$

$$\omega^2 = 0,5 \left\{ \Omega^2 + \omega_p^2 + \kappa_{\pm}^2 c^2 - \left[(\Omega^2 + \omega_p^2 + \kappa_{\pm}^2 c^2)^2 - 4\kappa_{\pm}^2 c^2 \Omega^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (30)$$

В формуле (29) $\omega^2 > \Omega^2$, а фазовая скорость волны больше скорости света.

Согласно формуле (30) частота $\omega^2 < \Omega^2$, а фазовая ско-

рость волны меньше скорости света.

С учетом температурных эффектов дисперсионное соотношение поперечных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля в электронно-позитронной плазме, имеет вид:

$$\omega^2 - \kappa_z^2 c^2 = \omega_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_z (\omega - \kappa_z v_z)^2 \left[\gamma_z^2 (\omega - \kappa_z v_z)^2 - \Omega^2 \right]^{-1} F^{(0)}(p_z) dp_z. \quad (31)$$

Сейчас перейдем к исследованию нелинейных поперечных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Используя кинетические уравнения Власова для частиц и уравнения Максвелла, с помощью теории возмущения можно получить следующее нелинейное уравнение Шредингера для амплитуды поперечной волны E_1 и плотности заряда плазмы ρ :

$$i \frac{\partial E_1}{\partial t} + 0,5 V_g' \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + d_1 |E_1|^2 E_1 + d_2 E_1 \int_{-\infty}^{\infty} |E_1|^2 \sin[\omega_n v_z^{-1}(t-s)] ds = 0, \quad (32)$$

$$\rho = \beta_0 |E_1|^2. \quad (33)$$

Здесь $\omega_n = \omega_p$ для электронно-позитронной плазмы, а $\omega_n = \omega_{pe}$

для электронно-протонной плазмы, $E_1 = (E_x - iE_y) \exp[i(\omega t - \kappa_z z)]$.

E_x и E_y — x и y - составляющие напряженности электрического поля, $V_g = d\omega/d\kappa_z$, $V_g' = dV_g/d\kappa_z$,



$\xi = x - V_g t$, $i = (-1)^{1/2}$, d_1 и d_2 зависят от ω , Ω , K_{ξ} , ω_n и $f_i^{(0)}$, причем d_2 пропорциональна A_0 .

Для электронно-позитронной плазмы

$$A_0 = \frac{e \omega_p^2}{\lambda m \Omega \omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{\xi}^{-1} (a^2 - 1)^{-2} (V_g - V_{\xi})^{-2} \left\{ \lambda a^2 [(K_{\xi} + \frac{c V_g}{c^2}) V_{\xi} + \omega - K_{\xi} V_g] + [\omega - K_{\xi} V_g + a^2 (\omega + K_{\xi} V_{\xi}) \gamma_{\xi}^{-2}] \right\} F^{(0)} d\rho_{\xi} \quad (34)$$

Здесь $a = \frac{\omega - K_{\xi} V_{\xi}}{\Omega}$. Следует заметить, что при $\Omega = 0$, $B_0 = 0$, $A_0 = 0$, т.е. $\rho = 0$. Это означает, что если внешнее магнитное поле $B_0 = 0$, то в электронно-позитронной плазме при распространении поперечной волны не появляется разделение зарядов.

Уравнения (32) и (33) для электронно-протонной холодной релятивистской плазмы при неподвижности ионов и $B_0 = 0$ были получены в работе [10]. В данной работе получены уравнения (32) и (33) для электронно-протонной плазмы при $B_0 \neq 0$. Для холодной электронно-протонной плазмы при неподвижности ионов коэффициенты, входящие в (33-34), имеют вид:

$$d_1 = A_1 \frac{c^2 (\omega + \Omega)^4}{\lambda m^2 \omega_0^2} \left\{ \frac{\omega}{c^2} \omega^{-2} V_g^{-2} (\omega - \Omega + K_{\xi} V_g) (\omega^2 - \Omega^2 + \Omega K_{\xi} V_g) \right\} \quad (35)$$



$$A_1 = \omega(\omega - \Omega)^2 \omega_{pe}^2 [\lambda(\omega - \Omega)^2 \omega + \Omega \omega_{pe}^2]^{-1} \quad (36)$$

$$d_2 = A_0 A_1 a_0^{-2} c^2 \omega_{pe}^{-2} V_g^{-1} (\omega + \Omega)(\omega - \Omega + K_z V_g), \quad (37)$$

$$A_0 = 0,5 \omega_{pe}^2 e^2 V_g^{-2} a_0^{-2} m^{-2} c^{-2} (\omega + \Omega)(\omega^2 - \Omega^2 - \Omega K_z V_g), \quad (38)$$

где $a_0 = \omega^2 - \Omega^2$.

Исследуем модуляционную неустойчивость поперечных волн для уравнения (32). Используя стандартный метод [7], получим выражение для инкремента модуляционной неустойчивости в длинноволновой области при $|\chi| \ll |K_z|$, $|\frac{\omega m \Delta}{V_g}| \gg 1$ (для электронно-протонной плазмы $|\frac{\omega_{pe} \Delta}{V_g}| \gg 1$):

$$\gamma^2 = (V_g')^2 \Delta^{-2} \chi^2. \quad (39)$$

Здесь $\Delta = [(d_1 + d_2 V_g \omega_n^{-1}) |E_0|^2 (V_g')^{-1}]^{1/2}$ - характеристическая длина амплитуды нелинейной поперечной волны, E_0 - постоянная амплитуда поперечной волны, χ - волновой вектор возмущения.

Для холодной электронно-позитронной плазмы γ^2 имеет вид:



$$\nu^2 = \frac{e^2 |E_0|^2}{4m^2 \omega_p^2} x_0^{-1} (x_0 - 1)^{-1} (1 + \epsilon_1 x_0^2)^{-1} (4x_0 - 3 + \epsilon_1 x_0^2) (1 + \epsilon_1 x_0)^{1/2} [4x_0^2 - 4x_0 - 1 + \epsilon_1 (2x_0^3 - 3x_0^2 - x_0) + \epsilon_1^2 x_0^4], \quad (40)$$

где $\epsilon_1 = \omega_p^2 / \Omega^2$, $x_0 = (\omega^2 - \Omega^2) / \omega_p^2$.

Исследование формулы (40) показывает, что инкремент модуляционной неустойчивости $\nu^2 > 0$ при выполнении следующих неравенств:

1) $(2 + \sqrt{5})\Omega^2 > \omega^2 > \Omega^2 + \frac{\sqrt{2} + 1}{2} \omega_p^2$;

2) $\Omega^2 - \frac{(\sqrt{2} - 1)}{2} \omega_p^2 < \omega^2 < \Omega^2$.

В области частот $\omega > \Omega$ при $\Omega \gg \omega_p$

$$\nu^2 = \frac{e^2 |E_0|^2 \chi^2}{4m^2 \omega_p^2} \cdot \frac{(4x_0 - 3)(4x_0^2 - 4x_0 - 1)}{(x_0 - 1)x_0} \quad (41)$$

Предполагая, что $\omega_p = 10^{-12} \pi^{1/2} \frac{P_{\text{из}}}{\text{сек}}$, $\chi = 1 \text{ см}^{-1}$, $|E_0| = 10^2 \text{ В/см}$, $x_0 = 2$,
получим

$$\nu = 10^8 n_*^{-1/2} \text{сек}^{-1} \quad (42)$$

Здесь n_* - плотность электронов (позитронов) в единицах 10^{14}см^{-3} .

В заключение следует отметить, что механизм возбуждения ленгмюровских волн может оказаться эффективным, так как характерное время модуляционной неустойчивости поперечных волн для приведенных выше параметров плазмы (форм. (42)) меньше 10^{-8} сек, а это означает, что оно может вполне развиться в магнитосфере пульсара в области поверхности. Как было указано выше, исследуемая неустойчивость поперечных волн приводит к разделению зарядов с плотностью, данной в формуле (33). Этот заряд движется по искривленной силовой линии магнитного поля магнитосферы пульсара, что приводит к изгибному излучению в радиодиапазоне частот.

Приступим к решению уравнения (32) при малости V_g' . Если пренебречь в уравнении (32) членом с коэффициентом V_g' , то полученное уравнение имеет гармоническое решение вида:

$$E_1 = e^{i\omega_1 t} E_{\text{max}} \left\{ 1 + h \sin \left[\left(1 + \frac{d_2 V_g}{\omega_n} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\omega_n}{V_g} t - \omega_n t \right) + \varphi_0 \right] \right\}^{1/2} \quad (43)$$

Здесь $h < 1$, φ_0 - начальная фаза, а $\nu_1 = E_{\text{max}} \left(1 + \frac{d_2 V_g}{\omega_n} \right)$

Для электронно-позитронной холодной плазмы $V_g' \rightarrow 0$, если 1) $\omega \rightarrow 0$, 2) $\omega \rightarrow \Omega$ 3) $\omega \rightarrow \infty$.



Для электронно-протонной колодной плазмы (при неподвижности протонов):

1) при $\omega \rightarrow 0$ $V_g' \rightarrow \frac{2\Omega d^2}{\omega_{pe}^2}$, 2) при $\omega \rightarrow \Omega$ $V_g' \rightarrow -\frac{(\omega - \Omega)^2 d^2}{\Omega \omega_{pe}^2}$

3) при $\omega \rightarrow \infty$ $V_g' \rightarrow \frac{d^2 \omega_{pe}^2}{\omega^3}$. Из этого вытекает, что в области $0 < \omega < \Omega$ $V_g' = 0$.

Обозначим через ω_* частоту, при которой $V_g' = 0$, ω_* определяется равенством для электронно-протонной колодной плазмы:

$$\omega_* = \frac{\Omega}{4} \left\{ \left[1 + \delta_{\pm} (1 + 4y_1)^{1/2} \right] \pm \left[2 - 4y_1 + 2\delta_{\pm} (1 + 4y_1)^{-1/2} + 4\delta_{\pm} (8d_1 - y_1) (1 + 4y_1)^{-1/2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (44)$$

Здесь $d = \frac{\omega_{pe}^2}{4\Omega^2}$, $y_1 = [d_1(1 + 16d_1)]^{1/3}$. В формуле (44) $\delta_{+} = 1$ или $\delta_{-} = -1$. Всего получили четыре значения ω_* . Следует выбрать действительное положительное значение ω_* .

Исследование, проведенное в данном параграфе, справедливо, если длина волны поперечных волн удовлетворяет неравенству $\lambda > \pi^{-1/3}$. Это условие выполняется в электронно-протонной плазме, если $\omega \gg (\Omega^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2}$.



Вдали от поверхности пульсара падает магнитное поле, поэтому условие $\lambda > r^{-1/2}$ легко выполнимо.

Поступила 28.V.1988

Кафедра
теоретической физики

Литература

1. J.G.Lominadze, A.D.Pataraya. Physica Scripta, T2/1, 215-222, 1982.
2. Г.И.Меликидзе, А.Д.Патарая. Астрофизика, 20, №1, 157-163, 1984.
3. Г.И.Меликидзе, А.Д.Патарая. Всесоюзная конференция о взаимодействии электромагнитных волн с плазмой. Тезисы докладов. Душанбе, 1979.
4. K.Papadopoulos, H.P.Freund, Geophysical research letters, 5, N 10, 881-884, 1978.
5. Hsing - Hen Chen, Chuan - Sheng Liu. Phys. Rev. Letters, 39, N 18, 1147-1151, 1977.
6. Р.Манчестер, Дж.Тейлор. Пульсары. М., 1980.
7. Б.Б.Кадомцев. Коллективные явления в плазме. М., 1976.
8. G.I.Melikidze, A.D.Pataraya, Astrophysics and Space Science, 68, 61-71, 1980.
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., 1960.
10. И.М.Горбунов, В.И.Кирсанов, ЭТФ, 93, 18, 509-518, 1987.



Պատմություն

Առաստիկայի մոտեցումներով լույսի ցրմանը - օրոգիական
արտադրությանը հասնելու ընդհանուր սահմաններ
մոտեցումներով մոտեցումներով մոտեցումներով

Գրություն

Ներկայումս մոտեցումներով լույսի ցրմանը հարմարեցված
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով
մոտեցումներով ցրմանը հարմարեցված մոտեցումներով

T. Pataraya

THE RADIATION CAUSED BY THE PROPAGATION OF LANGMUIR
SOLITON IN THE INHOMOGENEOUS ELECTRON-POSITRON PLASMA
OF THE PULSAR MAGNETOSPHERE

Summary

The paper proposes a new mechanism of Langmuir excitation and
charge appearance along the magnetic field caused by modulation insta-
bility of transversal electromagnetic waves propagating along the magnetic
field. The spectral intensity of pulsar radiation caused by the propagation
of Langmuir soliton in the inhomogeneous electron-positron plasma is cal-
culated. This result well describes the profile of Crab nebula pulsar
radiation in the optical region.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

განთავსებულია თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომებში

282, 1988

**ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЁПЛЫХ
И УМЕРЕННО НАГРЕТЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

А.М.Джабер, З.С.Качлишвили

Нелинейность вольтамперной характеристики (ВАХ) возникает из-за появления полевых зависимостей подвижности и концентрации свободных носителей заряда в сильном электрическом поле. Разогревом свободных носителей заряда сильное электрическое поле смещает рекомбинационно-равновесие и, следовательно, изменяет стационарную концентрацию носителей.

В работе /1/ была исследована нелинейность ВАХ с учетом общих механизмов. При вычислении полевой зависимости концентрации свободных электронов была использована каскадная теория захвата Лэкса /2/. Однако, как показано в /3/, теория Лэкса оказалась некорректной. В этой же работе была исправлена теория Лэкса, а в /4/ на основе исправленной теории, получено эффективное сечение захвата:

$$\sigma_T^P(\nu) = \frac{1346 \bar{\sigma}_1}{8^4 \nu (1 + \frac{\delta_0}{\nu})^3} \left(1 - \bar{\epsilon} \frac{\nu + \delta_0/\nu}{\nu} \right), \quad (1)$$



где $\alpha = \frac{E}{kT}$, $\gamma = \frac{2kT}{ms^2}$, E - кинетическая энергия носителя заряда, величина δ_0 играет роль энергии связи и она меньше, чем у Лекса /4/. B_1 - постоянная с размерностью сечения (для n -Ge, $B_1 \approx 2,13 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/5$), kT - тепловая энергия, m - эффективная масса электрона, s - скорость звука.

Цель настоящей работы: вычислить ВАХ для тёплых и умеренно нагретых электронов и провести сравнение с результатами эксперимента /6/ для установления критического поля, при котором начинается отклонение ВАХ от закона Ома. В первую очередь возникает вопрос о выборе неравновесной функции распределения, которая формируется механизмами рассеяния энергии и импульса. Эксперименты в /6/ проведены при $T = 9,62^\circ\text{K}$ на сверхчистом германии. Согласно оценкам /1/, в этих условиях основными механизмами рассеяния являются рассеяния энергии и импульса на акустических фоновых. С другой стороны, как известно, при рассеянии на акустических фоновых функция распределения аналитически определяется только в приближениях "высоких" и "низких" температур. Если переписать эти критерии относительно приложенного электрического (E) поля, соответственно получаются /7/:

$$E_1 \gg E \quad \text{и} \quad E_1 \ll E, \quad (2)$$

где
$$E_1 = \left(\frac{32}{92}\right)^{1/2} \cdot \frac{kT}{\mu_0 ms} \approx 0,14 \cdot T^{1/2} \text{ в/см}, \quad (2a)$$

$$\mu_0 = 2,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}^{-3/2} \quad - \text{ подвижность, обусловленная}$$



рассеянием электронов на акустических колебаниях решетки при отсутствии электрического поля.

Если подставить в (2а) $T = 10^\circ\text{K}$, получается

$E_1 \approx 34,8 \text{ в/см}$. Из экспериментальной ВЛ видно (рис.3), что нелинейность возникает при полях гораздо меньших E_1 . Таким образом, для реализации нашей цели надо пользоваться приближением "высоких" температур, в котором функция распределения дается известной функцией Давыдова /8/.

Последняя для тёплых ($\alpha \ll 1$) электронов имеет вид:

$$f = N [1 + \alpha \ln(x + \alpha)] \cdot \exp(-x), \quad (3a)$$

где $\alpha \equiv \frac{3\Phi}{16} \left(\frac{H_0 E}{S} \right)^2$, N - нормированный множитель.

Область электрического поля для умеренно нагретых электронов определяется условием: $\alpha \sim 1$. В этом случае надо пользоваться функцией распределения вида

$$f = N (x/\alpha + 1)^\alpha \cdot \exp(-x). \quad (3)$$

Вычисления проводятся по схеме работы /1/.

В случае тёплых электронов, используя выражения (1) и (3а), для неравновесной концентрации носителей заряда и их подвижности /5/ имеем:



$$n/n_0 = 1 + 1/2 \alpha \ln 2 - O(\alpha^2) + \dots \quad (4)$$

$$\mu/\mu_0 = 1 - c_3 \alpha + O(\alpha^2), \quad (5)$$

n_0 - равновесная концентрация, c_3 - коэффициент Эйлера.

В области полей, где справедливы (4) и (5), концентрация всегда растет с полем, а подвижность падает. Очевидно, полученные результаты справедливы для узкой области электрического поля $E < E_2$ ($\alpha \ll 1$), где $E_2 = S/\mu_0 \approx 2,2458 \cdot 10^{-2} T^{3/4}$ в/см. При $T = 10^\circ K$ $E_2 \approx 0,71$ в/см.

С помощью (1) и (3) в промежуточном поле ($\alpha \sim 1$) для концентрации умеренно нагретых электронов имеем:

$$n/n_0 = \left[1 + \Gamma(3/2)^{-1} \sum_{n=1}^{\alpha} c_{\alpha}^n \alpha^{-n} \Gamma(n+3/2) \right]^{1/2}, \quad (4a)$$

а подвижность согласно /1/ имеет вид:

$$\mu/\mu_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} \cdot \frac{\Gamma(3) + \sum_{n=1}^{\alpha-1} c_{\alpha-1}^n \alpha^{-n} \Gamma(n+3)}{\Gamma(3/2) + \sum_{n=1}^{\alpha} c_{\alpha}^n \alpha^{-n} \Gamma(n+3/2)}, \quad (5a)$$

0417367330
2085000933

где $\Gamma(x)$ - гамма функции и C_{α}^n - биномиальные коэффициенты.

Следовательно, из полученных результатов можно определить ВАХ как для теплых, так и для умеренно нагретых электронов. Формулами (4) и (5) можно с достаточно хорошей точностью описать изменения n, j , в зависимости от поля в области $0,05 \leq E \leq 0,71$ в/см. Однако, начиная от $E > 0,71$ в/см, результаты, даваемые этими формулами, становятся сомнительными. Так что область промежуточных полей в этом случае определяется так: $0,71 < E < 3$ в/см, ибо условие $\alpha \gg 1$ соответствует сильным (пробивным) полям \mathcal{E} .

Отметим, что здесь трудно точно установить границу между верхним пределом промежуточных и нижним пределом пробивных полей, поскольку последние сильно зависят от степени компенсации. Это означает, что при малых степенях компенсации в области полей $E \sim 3$ в/см наш результат может стать неверным. Таким образом, с помощью выражений (4,4 а) и (5,5 а) строятся кривые зависимости n и j от напряженности электрического поля, соответственно, в области полей $0,05 \leq E \leq 0,71$ в/см и $1,2 < E < 3$ в/см (рис. 1, 2).

В области же полей $0,71 < E < 1,2$ в/см делается экстраполяция кривых. При вычислениях учтено, что в указанных условиях $\delta_0/\gamma \ll 1$.

С использованием полученных результатов определяется ВАХ в соответствующих областях полей (рис. 3). На экспериментальной кривой приводятся теоретически полученные точки. Как видно из этих кривых, зависимость n, j, j от напря-



ряженности электрического поля полностью можно пренебречь при $E = 0,05$ в/см (соответственно имеем: n_0, j_0, j_0). На рис.3 сплошная (от начала координат) и пунктирная кривые описывают закон Ома.

Максимальное отклонение точек от этого закона в области полей $0,05 \leq E \leq 0,41$ в/см соответствует $\approx 2,5\%$ -му изменению (уменьшению). Начиная от $E \geq 1,2$ в/см, плотность тока все время возрастает. Из рис.3 видно, что наш результат хорошо совпадает с результатом эксперимента [6]. Согласно нашим вычислениям, при изменении электрического поля в интервале $0,05 \leq E < 3$ в/см, n и j приблизительно изменяются в 2,75 и 1,8 раз, соответственно, тогда как в эксперименте эти же величины изменяются примерно в 2,8 и 1,25 раза ($n - Ge - N \approx 45 - 2a$).

Если учесть, что наши вычисления проведены при $10^\circ K$, то совпадение с экспериментом можно считать удовлетворительным.

Поступила 1.VI.1988

Кафедра

физики твердого тела

литература

1. З.С.Качлишвили. ФТП, 1, 649, 1967.
2. M.Lax. Phys. Rev., 119, 1502 (1960).
3. В.Н.Абакумов, И.Н.Яссывия. ЖЭТФ, 71, 657, 1976.
4. Т.О.Гегечкори, В.Г.Джакели, З.С.Качлишвили. О вычислениях дифференциального сечения захвата носителей тока в полупроводниках. Сообщ. АН ГССР, 1981, т.103, №3, с.5-5-567.



- 5. A.Zylbersztein, Phys. Rev., 127, 744 (1962).
- 6. S.H.Koenig, R.D.Brown, W.Schillinger, Phys. Rev., 126, 1668 (1962).
- 7. З.С.Качлишвили. ФТП, 2, 580, 1968.
- 8. Б.И.Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937.

ა. ჯაბაძე, ზ. კაჩლიშვილი

მოდერ და მკითხვარა ცანხელეჯანი ელექტრონების

ვოლტაჟური მახასიათებელი

რეზიუმე

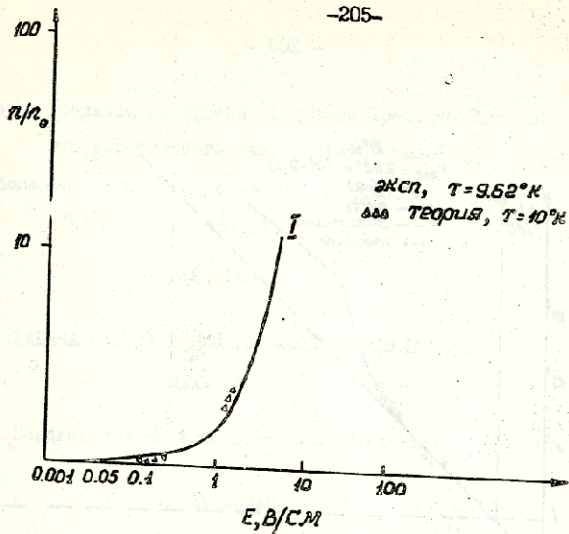
თეორეტიკა ცანხელეჯანი მოდერ და მკითხვარა ცანხელეჯანი ელექტრონების ვოლტაჟური მახასიათებელი ელემენტი განხილულია კასკადური ჩაჭერის თეორიის გამოყენებით. მიღებული შედეგი შედარებულია ექსპერიმენტთან, რომელიცაა დამაკმაყოფილებელია,

A.Jaba, Z.Kachlishvili

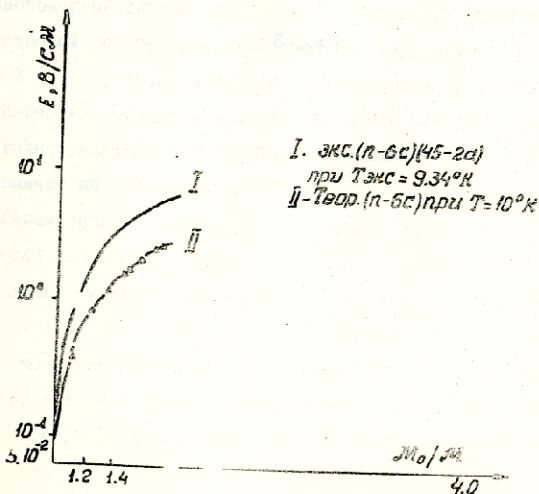
CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC OF WARM AND MODERATELY HEATED ELECTRONS

Summary

Theoretical calculation of the current-voltage characteristic of warm and moderately heated electrons was carried out using the corrected Lax cascade capture theory. The results were compared with the experiment. Satisfactory coincidence with experiment was obtained.



ՐԻՑ. I



ՐԻՑ. 2

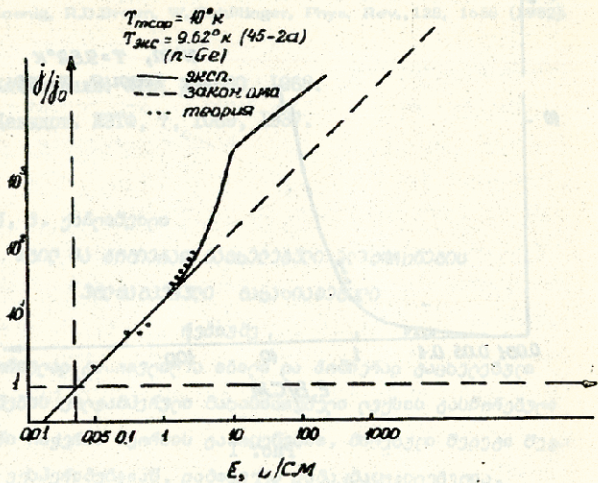


Рис. 3



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საბჭოთაო ბუნების მეცნიერებათა აკადემიის
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ტრუდი

282, 1988

ЗАДАЧА КУЛОНА В СУПЕРКОНФОРМНОЙ КВАНТОВОЙ
МЕХАНИКЕ

М.Д. Вардиашвили, В.А. Матвеев, Л.А. Слепченко

1. Введение

В работе Виттена /1/ была предложена модель суперсимметричной квантовой механики (ССКМ), описывающей движение частицы со спином $1/2$ в одномерном пространстве. Обобщения на многомерный случай проводились в различных работах /2-5/. В настоящей работе предложен один из вариантов ССКИ для $d = 2$ (d - число пространственных степеней свободы).

Известно, что динамическая симметрия контролирует спектры точно решаемых задач квантовой механики (атом водорода гармонический осциллятор /6,7/).

Динамической симметрией d -мерной кулоновской задачи является конформная группа $SO(d+1,2)$ гармонического осциллятора, симплектическая группа $Sp(2d)$, содержащая для $d = 4$ подалгебру $SO(4,2)$. Группа $SO(4,2)$ содержится в качестве подгрупп $SO(4)$ и $SO(2,1)$, а группа $Sp(3)$ содержит прямое произведение $Sp(3) \otimes SO(4)$. Т.к. алгебры $SO(2,1)$ и $Sp(2)$ изоморфны друг другу.



две квантовомеханические системы осциллятор/Кулон имеет в основе общую симметрию. Заметим также, что потенциал $1/r^2$ конформно-инвариантной квантовой механики обладает алгеброй, генерирующей спектр $SO(2, 1)$, т.е. симметрией бесспиновой частицы в присутствии магнитного монополя /8/. Кроме того, $SO(4, 2)$ является группой динамической симметрии системы с электрическим и магнитным зарядами (двона) /9/.

Особый интерес представляет рассмотрение динамической суперсимметрии известных квантово-механических систем с потенциалами Кулона и гармонического осциллятора. Суперсимметрия объединяет кулоновскую задачу двона, обобщенного гармонического осциллятора с потенциалом $1/r^2$ в семейство ортосимплектических супералгебр $osp(1/1)$, $osp(1/2)$, $osp(2/2)$ /5, 10-11/.

В настоящей работе рассмотрена двумерная задача Кулона в ССКМ и показано, что алгеброй суперсимметрии радиального уравнения Шредингера для частицы со спином $1/2$ является $O(2) \otimes \mathcal{P}^l(1/1)$, а реализацией супералгебры, генерирующей спектр задачи осциллятор/Кулон - $O(2) \otimes osp(2/2)$.

В следующем разделе, в рамках суперполевого формализма получены гамильтонианы ССКМ в $d = 1$ и $d = 2$. Для двумерного случая перечислены задачи Кулона и осциллятора. В третьей части работы найдена алгебра суперсимметрии квантово-механической кулоновской задачи и продемонстрирована суперконформная инвариантность задачи с потенциалами осциллятор/Кулон



2. Суперсимметричная квантовая механика

Рассмотрим суперпространство с переменными $\{x, \theta, \theta^*\}$, где x - пространственно-временная координата, θ - антикоммутирующий спинор $\{\theta^*, \theta\} = \{\theta, \theta\} = \{\theta^*, \theta^*\}$, $[\theta, t] = 0$. Преобразования суперсимметрии определяются следующим образом:

$$t' = t - i(\theta^* \epsilon - \epsilon^* \theta), \quad (1)$$

$$\theta' = \theta + \epsilon,$$

$$\theta^{*'} = \theta^* + \epsilon^*,$$

ϵ - численный грасманов параметр.

Определим скалярное суперполе как функцию по θ и θ^* :

$$\Psi(t) = x(t) + i\theta\psi(t) - i\psi^*(t)\theta^* + \theta^*\theta F(t).$$

Здесь ψ - генератор алгебры Грасмана, представляющий спиновые степени свободы. Преобразования суперсимметрии компонент скалярного поля:

$$\begin{aligned} \delta x &= -i(\epsilon^* \psi^* - \psi \epsilon), \\ \delta \psi &= \epsilon^* \dot{x} - i\epsilon^* F, \\ \delta \psi^* &= \dot{x} \epsilon + i\epsilon F, \\ \delta F &= \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \psi + \psi^* \epsilon^*). \end{aligned} \quad (2)$$



Наиболее общий вид инвариантного действия, после грас-
смановых интегрирований и исключения компонент всеомогатель-
ного поля ($F = -\frac{\partial}{\partial x} W$):

$$S = \frac{1}{2} \int dt \left(\dot{x}^2 + i [\psi^* \dot{\psi} - \dot{\psi}^* \psi] - \right. \\ \left. - W'^2 + \frac{1}{2} W'' [\psi, \psi] \right). \quad (3)$$

Преобразованиям суперсимметрии (1), (2) отвечают сле-
дующие сохраняющиеся нетеровские заряды:

$$Q = -2 \frac{\delta L}{\delta \dot{\epsilon}} = \psi (-i\dot{x} + W'), \quad (4)$$

$$Q^{\dagger} = -2 \frac{\delta L}{\delta \dot{\epsilon}^*} = \psi^* (i\dot{x} + W'),$$

которые после квантования $\dot{x} \rightarrow p$, $[x, p] = i$, $\{\psi^*, \psi\} = 1$
принимают вид

$$Q = (ip + W') \psi, \quad (5)$$

$$Q^{\dagger} = (-ip + W') \psi^{\dagger}$$

и, таким образом, гамильтониан ССКМ для $d=1$ определяется
следующим образом:



$$H_{WIT} = \frac{1}{2} \{Q^+, Q\} = \frac{1}{2} (P^2 + W'^2 - \epsilon_3 W''),$$

$$\epsilon_3 = [\psi^+, \psi]. \quad (6)$$

Остановимся подробнее на двумерной ($d=2$) ССМ. Нам будет удобнее пользоваться комплексными переменными

$$x + iy = \sqrt{2} q,$$

$$x - iy = \sqrt{2} q^+,$$

$$p_x + ip_y = \sqrt{2} p,$$

$$p_x - ip_y = \sqrt{2} p^+,$$

причем

$$[q, p^+] = [q^+, p] = i, \quad t = i(qp^+ - q^+p),$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = 2qq^+, \quad W' = \partial_r w.$$

Генераторы суперзаряда примут вид:

$$Q^- = \left(ip + \frac{q}{r} W' \right) \psi^-, \quad (8)$$

$$Q^+ = \left(-ip^+ + \frac{q^+}{r} W' \right) \psi^+.$$

Они приводят к следующему виду для двумерного гамильтониана:

$$\begin{aligned}
 H &= H_{WIT}^x + H_{WIT}^y - \left(l + \frac{\xi_3}{\lambda} \right) \frac{W'}{\eta} = \\
 &= \frac{1}{2} \left(P^2 + W^2 - \left(W'' + \frac{W'}{\eta} \right) \xi_3 - \frac{2\ell W'}{\eta} \right). \quad (9)
 \end{aligned}$$

Рассмотрим сейчас некоторые реализации СКМ (6), (9) в зависимости от конкретного выбора суперпотенциала W' , определяющего вид взаимодействия /5, II/.

$$W = -\kappa \ell \eta \eta. \quad (10)$$

Гамильтониан (компактный оператор R^*) СКМ строится из двух операторов H, K :

$$H = \frac{1}{2} \{Q^+, Q^-\}, \quad K = \frac{1}{2} \{S^+, S^-\}, \quad (11)$$

$$H = \frac{1}{2} \left(P^2 + \frac{\kappa^2 - \kappa \xi_3}{x^2} \right), \quad K = \frac{1}{2} x^2,$$

$$R = \alpha H + \frac{1}{\alpha} K, \quad [a] = b,$$

и соответствующее уравнение Шредингера принимает вид:

$$\begin{aligned}
 R u(x) &= 4 u(x), \quad \frac{1}{\alpha} = \sqrt{-8E}, \\
 \left[\frac{d^2}{dx^2} - \frac{\kappa^2 - \kappa \xi_3}{x^2} + 8(Ex + 1) \right] u(x) &= 0. \quad (12)
 \end{aligned}$$



Отметим, что уравнение (12) принимает в бозонном секторе вид уравнения Шредингера для обобщенного радиального гармонического осциллятора.

3. Динамическая симметрия задачи осциллятор/Кулон

Рассматривая проблему вырождения уровней системы осциллятор/Кулон в двумерной квантовой механике Нух и Хилл [12] пришли к выводу о том, что единая симметрия $SU(2)$ ($SU(1,1)$ для связанных состояний) управляет спектрами обеих задач.

В ССМ кулоновская задача определяется следующими генераторами:

$$Q^- = \left(-ip + \frac{\alpha}{k} \cdot \frac{q}{r}\right) \psi^- = b^- \psi^-, \quad W' = \frac{\alpha}{k}, \quad (13)$$

$$Q^+ = \left(-ip^* + \frac{\alpha}{k} \cdot \frac{q^*}{r}\right) \psi^+ = b^+ \psi^+,$$

образующими $N=2$ супералгебру $sqm(2)$.

$$\{Q^+, Q^-\} = H, \quad \{Q^+, Q^+\} = \{Q^-, Q^-\} = 0,$$

(14)

$$[H, Q^+] = [H, Q^-] = 0.$$

Инвариантность задачи относительно двумерных вращений приводит к

$$[H, L] = 0, \quad [Q^+, L] = Q^+, \quad [Q^-, L] = Q^-$$



и к супералгебре $O(2) \otimes \rho\ell(1/1)$, где $\rho\ell(1/1)$ есть общая линейная супералгебра классификации /13/.

Расширим $sqm(2)$ введением двух спинорных генераторов S^\pm и трех четных генераторов D, K, Y .

$$S^- = iq\psi^-, \quad S^+ = -iq^+\psi^+, \quad K = \{S^+, S^-\} = \frac{\gamma^2}{2}, \quad (15)$$

$$\{S^-, S^-\} = \{S^+, S^+\} = 0, \quad [K, S^+] = [K, S^-] = 0,$$

$$Y = \frac{1}{2}(\rho + \rho_3 - \gamma^1 \gamma^1) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \rho - \gamma^1 \gamma^1 + 1 & 0 \\ 0 & \rho - \gamma^1 \gamma^1 - 1 \end{pmatrix},$$

$$D = \frac{1}{2}(q\rho^+ + q^+\rho - i)$$

Отметим, что бозонные заряды L, K, D, Y - блок-диагональны и, следовательно, преобразуют друг в друга состояния одинакового спина. С другой стороны, суперзаряды Q^\pm, S^\pm являются антидиагональными операторами и преобразуют состояния со спином 0 в состояния со спином 1/2 и наоборот.

Впишем коммутационные (антикоммутационные) соотношения генераторов (14), (15)

$$\{Q^-, S^+\} + \{Q^+, S^-\} = cD, \quad (16)$$

$$\{Q^-, S^+\} - \{Q^+, S^-\} = 2iY,$$



$$[Y, S^\pm] = \pm \frac{1}{2} S^\pm, \quad [Y, Q^\pm] = \pm \frac{1}{2} Q^\pm,$$

$$[K, Q^\pm] = i S^\pm, \quad [S^\pm, D] = \frac{i}{2} S^\pm, \quad [D, Q^\pm] = \frac{i}{2} Q^\pm,$$

$$[K, H] = 2iD, \quad [K, D] = iK$$

Рассмотрим коммутаторы гамильтониана с генератором дилатации и введенным опорным генератором

$$[D, H] = iH + iH_0, \quad H_0 = \frac{1}{2} \left(\vec{p}^2 - \frac{\alpha^2}{k^2} \right) \quad (17)$$

$$[S^\pm, H] = iQ_0^\pm, \quad Q_0^+ = -ip^+ \psi^+, \quad Q_0^- = ip^- \psi^-,$$

$$[q, H] = L^-, \quad [q^+, H] = L^+, \quad Q^\pm = k^\pm \psi^\pm.$$

Коммутаторы (17) являются аномальными в том смысле, что выводят нас из подалгебры $S'O(2,1)$, образованной зарядами H, K, D , и 8-мерной супералгебры с образующими H, K, D, Y, Q^\pm, S . Заметим также, что операторы H_0 и Q_0^\pm представляют свободный гамильтониан и суперзаряд, соответственно. Коммутационные соотношения последней строки (17) означают явное нарушение суперсимметрии.

Перейде сейчас к задаче суперконформной квантовой ме-



жана $\{5, II\}$ и свяжем с ней взаимодействие осциллятора/Ку-
лон. Рассмотрим следующие суперзаряды:

$$Q^- = (iP - \frac{K}{x})\psi^-, \quad Q^+ = -(iP + \frac{K}{x})\psi^+, \quad (18)$$

$$S^- = iX\psi^-, \quad S^+ = -iX\psi^+.$$

Соответствующие антикоммутаторы имеют вид (11) и уравнение Шредингера задачи осциллятор/Кулон запишется в виде (12).

Рассмотрим связь задач с потенциалами гармонического осциллятора и Кулона. В бозонном секторе $\mathcal{G}_3 \mathcal{U} = \mathcal{U}$ имеем $\ell^2 - K = 4\ell^2 - 1/4$, $K = 2i + 1/2$. Тогда уравнение (12) в бозонном секторе представляет уравнение Шредингера для радиального двумерного гармонического осциллятора:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} - \frac{4\ell^2 - 1/4}{x^2} + 8(Ex^2 + 1) \right] \mathcal{U} = 0. \quad (19)$$

Соответствующие собственные функции и собственные значения 2-осциллятора имеет следующий вид:

$$u_{N, |l|} = \sqrt{\frac{2(N-1)!}{\Gamma(N+1)^3}} x^{|l|} e^{-\frac{x^2}{2}} L_N^{|l|}(x^2),$$

$$\Gamma - 1 - |l| = 2N, \quad (20)$$



где $L_{\nu}^{|\ell|}(x^2)$ - обобщенные полиномы Лагерра /14/.

Следующая замена переменных

$$x^2 = \eta, \quad U(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} R(\eta)$$

переводит уравнение осциллятора в кулоновское.

Действительно:

$$\frac{dR}{d\eta} = \frac{U(x)}{4x^{3/2}} + \frac{1}{2\sqrt{x}} \frac{dU}{dx},$$

$$\frac{d^2\eta}{d\eta^2} = 4x^{3/2} \frac{d^2R}{d\eta^2} + \frac{3}{4x^{5/2}} R$$

и т.о. мы получаем уравнение Шредингера двумерной кулоновской задачи

$$\left(\frac{d^2}{d\eta^2} - \frac{\ell^2 - 1/4}{\eta^2} + \frac{2}{\eta} + 2E \right) \bar{\pi}(\eta) = 0 \quad (21)$$

со спектром $m + l + \frac{1}{2} = \frac{1}{\sqrt{-2E}}$, $m = 0, 1, 2, \dots$

Заметим, что соответствующие значения параметра K в обоих случаях: $K_{\text{осц.}} = 2l + 1/2$, $K_{\text{кул.}} = l + 1/2$,



Соответствующие (21) собственные функции имеют вид:

$$R_{n,l\ell}(\rho) = \sqrt{\frac{2(n-2l\ell)!}{(n-l\ell+\frac{1}{2})^3 \Gamma(n+1)^3}} \rho^{l\ell} e^{-\rho/2} L_n^{2l\ell}(\rho), \quad (22)$$

где $\rho = \sqrt{-8E} r$, $\frac{1}{\sqrt{-2E}} = n + l + \frac{1}{2}$.

Сохраняются четные заряды (17) H, K и D, Y

$$D = \frac{1}{4}(x\rho + \rho x),$$

$$Y = \frac{1}{2}\left(K + \frac{B_3}{2}\right) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} K + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & K - \frac{1}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} l + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & l \end{pmatrix}$$

и операторы генераторы Q^\pm, S^\pm (18) удовлетворяют следующей супералгебре [2, 13]:

$$\{Q^+, Q^-\} = 2H, \quad \{S^+, S^-\} = 2K, \quad (23)$$

$$\{Q^+, Q^+\} = \{Q^-, Q^-\} = 0, \quad \{S^+, S^+\} = \{S^-, S^-\} = 0,$$

$$[H, Q^+] = [H, Q^-] = 0, \quad [K, S^+] = [K, S^-] = 0,$$

$$\{Q^+, S^-\} = 2D + 2iY, \quad \{Q^-, S^+\} = 2D - 2iY,$$



$$[D, Q^\pm] = \frac{i}{2} Q^\pm, \quad [S^\pm, D] = \frac{i}{2} S^\pm,$$

$$[Y, Q^\pm] = \pm \frac{1}{2} Q^\pm, \quad [Y, S^\pm] = \pm \frac{1}{2} S^\pm$$

с подалгеброй, генерирующей спектр $SO(2,1)$

$$[D, H] = iH, \quad [H, K] = -2iD, \tag{24}$$

$$[K, D] = iK$$

$$[Y, H] = [Y, D] = [Y, K] = 0,$$

$$[S^\pm, H] = iQ^\pm, \quad [K, Q^\pm] = iS^\pm.$$

Таким образом, коммутационные (антикоммутирующие) соотношения (23), (24), образуют конформную ортосимплектическую супералгебру $osp(2/2) \sim su(1, 1/1)$.

Инвариантность системы относительно плоских (P, W') вращений

$$[H, \ell] = 0, \quad [K, \ell] = [D, \ell] = [Y, \ell] = 0, \tag{25}$$

$$[\ell, Q^\pm] = \mp Q^\pm, \quad [\ell, S^\pm] = \mp S^\pm$$

дает, окончательно, супералгебру инвариантности

$$o(2) \otimes osp(2/2) \subset o(2) \otimes so(2,1) \otimes u(1)$$

о операторах Казимира, определяющими эту цепочку

$$C = \frac{1}{2} \{H, K\} - D^2 = \frac{1}{4} (K^2 - K \epsilon_3) = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} K^2 - K & 0 \\ 0 & K^2 + K \end{pmatrix}$$

Поскольку $osp(2/2)$ является супералгеброй второго ранга, она имеет два оператора Казимира: квадратичный

$$c_2 = c - \gamma^2 + \frac{1}{4} ([Q^+, S^-] + [Q^-, S^+]) = \frac{3}{16}$$

и кубичный

$$c_3 = \gamma \left\{ c_2 + \frac{i}{8} [Q^+, S^-] + \frac{i}{8} [Q^-, S^+] - \frac{5}{16} \right\} - \\ - \frac{1}{8} [Q^-, S^+] D + \frac{1}{8} [Q^+, S^-] D - \frac{1}{8} [Q^+, Q^-] K - \\ - \frac{1}{8} [S^+, S^-] H = \frac{3}{16} K.$$

При этом мы воспользовались следующими коммутаторами:

$$[Q^+, S^-] + [Q^-, S^+] = -4i \gamma \epsilon_3,$$

$$[Q^+, S^-] - [Q^-, S^+] = 4 D \epsilon_3,$$

$$[Q^+, Q^-] = H \epsilon_3, \quad [S^+, S^-] = K \epsilon_3.$$



4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках ССКМ показано существование динамики кой $N=2$ суперсимметрии квантовомеханической системы с потенциалами осциллятор/Кулон. При фиксированном орбитальном моменте вся динамика содержится в неприводимом представлении $osp(2/2)$. Открытым вопросом остается величина значений орбитального момента ℓ , которая не определяется алгеброй $osp(2/2)$ и будет рассмотрена отдельно.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и поддержку, Е.А.Иванову, Р.И.Мир-Касимову, В.Г.Кадышевскому, И.В.Савельеву, А.Н.Сисоянгу за весьма полезные обсуждения.

Поступила 3.У1.1988

Институт физики
высоких энергий ИИЭ

Литература

1. E.Witten, Nucl. Phys., 1981, B185, N3, 513-554.
2. M. de Crombrugghe, V.Rittenberg, Annals of Phys., 1983, 151, N1, 99-120; A.B.Balantekin, Annals of Phys., 1985, 164, N2, 277-287.
3. A.A.Andrianov, N.V. Borisov, M.V.Ioffe, M.I.Eides, Theoretical and Mathematical Physics, 1984, vol 61, N1, 17-28.
4. L.A.Stepchenko, Dynamical Supersymmetry of Hydrogen Atom, JINR P2-86-148, Dubna, 1986.
5. Fubini, E.Rabinovici, Nucl. Phys., 1984, B245, N1, 17-44.
6. V.Z.Fock, Phys., 1935, 98, 145-150; V.Z.Bargmann, Phys., 1936, 99, 576-580.



7. B.Wybourne, Classical Groups for Physicists, New York, 1974;
 M.J.Englefield, Group Theory and Coulomb Problem, New York, 1972;
 A.O.Barut, Dynamical Groups and Generalized Symmetries in Quantum
 theory, New Zealand, 1972; E.B.Aronson, L.A. Alkin, J.Marfko,
 Particles and Nuclei, 1974, vol. 5, part 1, 122-171.

8. R.Jackiw, Annals of Phys., 1980, 129, N1, 193-200;
 V.de Alfaro, S.Fubini, G.Furlan, Nuovo Cim., 1976, 34A, N4, 569-613.

9. J.Schwinger, Phys. Rev., 1966, 144, N4, 1087-1093; 1968, 173, N5,
 1536-1546; A.O.Barut, J.L.Bornzin, Journ. Math. Phys., 1971, 12,
 N5, 841-846.

10. E.D.Hoker, I.Vinet, Nucl. Phys., 1985, B260, N1, 76-102.

11. V.P.Akulov, A.I.Pashnev, Theoretical and Mathematical Physics,
 1983, vol. 56, N3, 344-349.

12. J.M.Jauch, L.Hill, Phys. Rev., 1940, 57, N7, 641-645.

13. V.Rittenberg, Lecture Notes in Physics N 9, New York, 1978;
 Lecture Notes in Mathematics N716, New York, 1979.

14. M.Abramowitz, I.A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions,
 Applied Mathematics series 55, 1964.

მ. ჯაფარიანი, ვ. ბაგვაძე, ე. სერაფინოვი

ქართული საბჭოთავო სსრკ-ის მეცნიერებათა აკადემიის მიხედვით

რეზიუმე

სუპერსიმეტრიული კვანძური ექვინიუსი ლაგრანჟის განხილვისას
კლონის ამოცანა, მიღებულია კონიფორმული სუპერალგებრა კლონის
და მსგავსი ფორმის ამოცანის სახეში.



M. Vardiasvili, V. Matveev, L. Stepchenko

THE COULOMB PROBLEM IN SUPERCONFORMAL QUANTUM MECHANICS

Summary

The two-dimensional Coulomb problem in supersymmetric quantum mechanics is considered. The supersymmetry algebra of the radial Schrödinger equation and spectrum generating superalgebra for the oscillator/Coulomb problem are obtained.

**Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета**

**მბიღის სისტემის წიგნიანი რეჟიმის ირეგულარული მართვის
უნივერსიტეტის მრეწველობის მიხედვით**

282, 1988

სტატიის ავტორი - გენერალ-ლეიტენანტი გიორგი შალვაშვილი

მ. კობახიძე, ს. ნაგაძე, ბ. მჭედუცაძე

II რიგის პარამონური რხვევის დინამიკის ირეგულარული მართვის საკითხის შესახებ:

$$\ddot{x} + x = \mu f(x, \dot{x}), \quad (1)$$

სადაც x - სისტემის წარმომადგენელი პარამონი t -ის ფუნქციაა, μ - სისტემის ირეგულარული მართვის პარამონი, $f(x, \dot{x})$ - განსაზღვრული არაწრფელი ფუნქცია.

სტატიაში ნაჩვენებია რხვის რეჟიმის

$$f(x, \dot{x}) = Q\dot{x} - x^2\dot{x}; \quad Q = 1 - \frac{6}{\mu}, \quad \mu = \omega_0 MS_0, \quad (2)$$

სადაც x - ანარქოტიკული რეჟიმის ამონაწერია, Q - სისტემის ირეგულარული მართვის პარამონი, ω_0 - რხვის პარამონი, M - რხვის ამონაწერის ამონაწერია, S_0 - ანარქოტიკული რეჟიმის მახასიათებელი პარამონი და $S_0 = S_{max}$.



სტაციონარული რეჟიმის მეთოდ /3/ გვაძლევს შემდეგ გან-
თლებებს:

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta &= \frac{f}{f(1-\Omega^2)} \int_0^\theta f(A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) d\alpha; \\ 1 - \cos \theta &= \frac{f}{1-\Omega^2} \int_0^\theta f'_2(A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) \sin \alpha d\alpha + \\ &+ \frac{f\Omega}{1-\Omega^2} \int_0^\theta f'_3(A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) \cos \alpha d\alpha, \end{aligned} \right\} (3)$$

სადაც

$$\alpha = \Omega \tau, \quad 0 \leq \alpha \leq \theta, \quad (4)$$

ხოლო f და Ω შესაბამისად რხევის უკანონოობები ამჟღავნებს და
უკანონოობები სიბრძნავა. (2)-ის ჩასმა (3)-ში გვაძლევს ასეთ სი-
სტემას:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= -\frac{f\theta\Omega}{1-\Omega^2} f_2(\theta) + \frac{f\Omega f^2}{1-\Omega^2} f_3(\theta), \\ f_2(\theta) &= \frac{f\Omega f^2}{1-\Omega^2} [2f_4(\theta) - f(\theta)] + \frac{f\Omega\Omega}{1-\Omega^2} f_1(\theta), \end{aligned} \right\} (5)$$

სადაც

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= \sin \theta; \quad f_2(\theta) = 1 - \cos \theta; \quad f_3(\theta) = \frac{1}{3}(1 - \cos^3 \theta), \\ f_4(\theta) &= \frac{1}{3} \sin^3 \theta; \quad f_5(\theta) = (1 - \frac{1}{3} \sin^2 \theta) \sin \theta. \end{aligned} \right\} (6)$$

გავყოთ (5) სისტემის I განტოლება ამავე სისტემის II განტოლება-
ზე და მივიღებთ გამოსახველებიდან განუსაზღვრეთ რხევის ამჟღავნება:

$$f = \sqrt{Q} \sqrt{\varphi(\theta)}; \quad f_0 = \frac{f}{\sqrt{Q}} = \sqrt{\varphi(\theta)}, \quad (7)$$

სადაც (6)-ის სახაზბაპ

$$\varphi(\theta) = \frac{24(1 - \cos \theta)}{7(1 - \cos \theta) + 2 \cos 2\theta - \cos 3\theta - \cos 4\theta} \quad (8)$$

აქ ვიხილავთ უკსტრემუმის პირობას:

$$\left. \frac{d\varphi}{d\theta} \right|_{\theta = \theta_{opt}} = 0. \quad (9)$$

(8)-ს (9)-ში ჩასმა რა მესაბამისი ანალოგი იქვდა შევად:

$$\theta_{opt} = \varphi(2n+1) \frac{\pi}{2}, \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

(10)-ის სახაზბაპ

$$\varphi(\theta_{opt}) = \varphi\left[(2n+1) \frac{\pi}{2}\right] = 6. \quad (11)$$

(7)-ის მიხედვით ავტრება

$$f_{max} = \sqrt{\varphi(\theta_{opt})} \sqrt{Q} \approx 2,449 \sqrt{Q}. \quad (12)$$

(7)-ის ტრადიონსინტრბით (5)-ს 1 ტრადიონიპარ ავტრებს:

$$\frac{fQ\Omega}{1 - \Omega^2} = \frac{f_1(\theta)}{\varphi(\theta)f_2(\theta) - f_2(\theta)} = \psi(\theta) \quad (13)$$

(13) სი შიჩის ტრადიონაა. (10)-პარ ჩანს, იმი რბვეს ათავრ-
ლო პეროპის ტრადიონბაში $\psi(\theta)$ ფრტუსა იტრბს რი მნიშვნულ-
ბას, რბილვბს მუმივეტ მუჩრბვბიარ. ამიტომ π -ს ტრბს სავტრბსთა
ავტრბს რი მნიშვნულბა:

ი/ე. $n=0$, $\theta_{opt} = \frac{\pi}{2}$ რა (13) ს სახაზბაპ $\psi\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1$.

(2)-ს სახაზბაპ $fQ = \gamma - \delta$ რა ამ ტრბსბვებაში (13)-პარ
მიტრბვბს $\Omega^2 + (\gamma - \delta)\Omega - 1 = 0$,

სადაპრბა

$$\Omega = -\frac{1}{2}(\gamma - \delta) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\gamma - \delta)^2 + 1} \quad (14)$$

(1) -ში ფტრბს ნიჩ ურბა ავტრბს "+" ნიშანი. რაპტარ Ω სიხბი-
რბა.



2. $\pi=1$, $\theta_{opt} = \frac{3R}{2}$ და (13)-ს მანახივად $\varphi(\frac{3}{2}R)=1$.

ამ შემთხვევაში (13) გადავსვამ:

$$\Omega^2 - (\pi - \delta)\Omega - 1 = 0,$$

საიდანაც

$$\Omega = \frac{1}{2}(\pi - \delta) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\pi - \delta)^2 + 1}. \quad (15)$$

იქვე მიღების გამო (15)-შიც ვსვტის ნიშნ აიღება "+" ნიშანი.

ამგვარად (14)-ს (15)-ს მანახივად ჩვენს სიხშირე

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{4}(\pi - \delta)^2 + 1} + \frac{1}{2}(\pi - \delta). \quad (16)$$

ახლა განვიხილოთ LC -ტუნინგის ხისტი რეჟიმი $1/2$. ამ რეჟიმში:

$$\left. \begin{aligned} f(x, \dot{x}) &= ax + a x^2 \dot{x} - b x^4 \dot{x}, \\ a &= \frac{2V_K^2}{V_S^2 - 2V_K^2}, \\ b &= \frac{V_S^2}{V_S^2 - 2V_K^2}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

სადაც $\pm V_K$ მანახისაღებებზე $S' = S_{max}$ ნორტირების მრია-
ბანისი პოტენციურება მმარჯვლი ვაქტორისა, ხოლო $\pm V_S$ -
იქვე ვაქტორის ის პოტენციურება, რომელიც შეესაბამებობა
არაწრფილი ვაქტორების ნაქტრობი რეჟიმისა და ჩაკვტვას. სხვადა
შორის ირრვე რეჟიმში $x = \frac{V}{V_S}$, სადაც V - მმარჯვლი ვაქტორ-
ის ცვლირი პოტენციურია. რთორეც ვესი, $V_S^2 > 2V_K^2$ და ამიტომ
 $b > a > 0$.

(17)-ს (3)-ში ჩანსისა და იწვევრების შემდეგ მიიღება ასეთ
სისტემა:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= \frac{\mu\Omega}{1-\Omega^2} [bA^4 f_6(\theta) - aA^2 f_3(\theta) - Qf_2(\theta)], \\ f_2(\theta) &= \frac{\mu\Omega}{1-\Omega^2} \{ bA^4 [4f_7(\theta) - f_8(\theta)] + \\ &\quad + aA^2 [f_5(\theta) - 2f_4(\theta)] + Qf_1(\theta) \}, \end{aligned} \right\} (18)$$

ևսայն

$$\left. \begin{aligned} f_6(\theta) &= \frac{1}{3}(1 - \cos^5 \theta), \quad f_7(\theta) = \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{5} \sin^2 \theta\right) \sin^3 \theta, \\ f_8(\theta) &= \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2 \theta + \frac{1}{5} \sin^4 \theta\right) \sin \theta, \end{aligned} \right\} (19)$$

եղև ըստարձանի f_1, f_2, f_3, f_4, f_5 զտրվելով (6) տեսչ-
ման ըստարձանը:

(18) տեսչան II ժանտղանի ամպ տեսչանի I ժանտ-
ղանի ժանտղան ժանտղանը Ω տեսչանը: Մոլորիկի ժանտղան
և ժանտղան ժանտղանի ժանտղան ժանտղանը A ամպի ժանտղան
մոլորիկի ժանտղանը ժանտղանը: ըս ժանտղանը ժանտղանը ամպ-
ղանի ժանտղանը / ժանտղանի ժանտղանը ժանտղանը ժանտղանը ժանտղանը:

$$A_1 = \sqrt{\frac{\sigma}{6}} \sqrt{\varphi_1(\theta)} \quad A_2 = \sqrt{\frac{\sigma}{6}} \sqrt{\varphi_2(\theta)}, \quad (20)$$

ևսայն

$$\varphi_1(\theta) = \frac{1}{2} [f_2 f_6 - f_1 (4f_7 - f_8)]^{-1} \cdot \left\{ f_1 (f_5 - f_4) + f_2 f_3 - \right. \quad (21)$$

$$\left. - \sqrt{[f_1 (f_5 - 2f_4) + f_2 f_3]^2 + 4 \frac{\rho}{\alpha^2} Q (f_1^2 + f_2^2) [f_2 f_6 - f_1 (4f_7 - f_8)]} \right\},$$



$$\varphi_2(\theta) = \frac{1}{2} [f_2 f_6 - f_4 (4f_7 - f_8)]^{-1} \left\{ f_1 (f_5 - 2f_4) + f_2 f_3 + \sqrt{[f_1 (f_5 - 2f_4) + f_2 f_3]^2 + 4 \frac{b}{a^2} Q (f_1^2 + f_2^2) [f_2 f_6 - f_4 (4f_7 - f_8)]} \right\} \quad (22)$$

(18)-և 1 ժանտեղանկան ժողովրդական բանաձև, որն

$$\frac{\mu \Omega}{1 - \Omega^2} = \frac{f_1(\theta)}{b \mu^4 f_6(\theta) - a \mu^2 f_3(\theta) - Q f_2(\theta)} \quad (23)$$

ժողովրդական (23)-ի (22)-ից μ -ը f_1 -ն, երբևէ ժողովրդական f_2 -ն մեծագույնը, մեծագույն ժանտեղանկան Q -ից ժողովրդական մեծագույնը հեշտը ստեղծող ժողովրդական ժանտեղանկան:

$$\frac{\mu Q \Omega_1}{1 - \Omega_1^2} = \frac{\frac{b}{a^2} Q f_1(\theta)}{[\varphi_1(\theta)]^2 f_6(\theta) - \varphi_1(\theta) f_3(\theta) - \frac{b}{a^2} Q f_2(\theta)} = \psi_1(\theta), \quad (24)$$

$$\frac{\mu Q \Omega_2^2}{1 - \Omega_2^2} = \frac{\frac{b}{a^2} Q f_1(\theta)}{[\varphi_2(\theta)]^2 f_6(\theta) - \varphi_2(\theta) f_3(\theta) - \frac{b}{a^2} Q f_2(\theta)} = \psi_2(\theta). \quad (25)$$

Ենթանա, որ Ω_1 ստեղծող ժողովրդական f_1 մեծագույնը, երբ $\Omega_2 - f_2$ մեծագույնը.

հարթ $\mu Q = \mu - \delta$, անտեղ (24)-ից թա (25)-ից մեծագույնը μ ժողովրդական ժանտեղանկան:

$$\psi_1 \Omega_1^2 + (\mu - \delta) \Omega_1 - \psi_1 = 0,$$

$$\psi_2 \Omega_2^2 + (\mu - \delta) \Omega_2 - \psi_2 = 0,$$

որոնցից μ ժողովրդական ժանտեղանկան ստեղծող:

$$\Omega_1 = \frac{\delta - \mu \pm \sqrt{(\mu - \delta)^2 + 4\psi_1}}{2\psi_1}, \quad (26)$$



$$\Omega_2 = \frac{\delta - \mu \pm \sqrt{(\mu - \delta)^2 + 4\psi_2}}{2\psi_2} \quad (27)$$

հոտորքի շղթաձամիսոս սնվողից շրջանը (ոն, միաժամկետ, /2/)
 f_1 ամբողջությամբ անարմատական, երկր f_2 արմատական. Գ.Ո. Յրայ-
 ցույցով ուղեգրության համարաբանը հնչյուն f_2 ամբողջությամբ բա միսո
 շղթաձամիսոս Ω_2 սոստոր. շրթա սոստորից, հոմ LC -ընդհա-
 թարհիս ցան-ըր-ձորիս միաժամկետ ժամկետը /2/ արմատ հնչյունի ար
 ուղեց սոստորիս սնվող ժամկետանը /ոյ մոտոր, հոմ շր-
 թարթ $\Omega_1 = 1$ ուղեց հնչյունի, Գ.Ո. $\omega = \omega_0$, հոմ ժամկետ
 շրթա մոտորան/.

(6) և (9) հոմաբանիս մոտորանը շրթա ժամկետանը

f_1, f_2, \dots, f_8 հնչյունի. շրթա (8) և (7) հոմաբանից ժ-
 մոտորանի ամբողջությամբ, երկր (16) հոմաբանից սոստորից ժամկետանի
 հոմ հնչյունի /սնվողանը $Q = 1$ շրթաբան/.

(21), (22), (24), (25) ժամկետանից մոտորանը շրթա
 ժամկետանը $\psi_1, \psi_2, \psi_1, \psi_2$ հնչյունի սնվողանը և $Q = 1$
 շրթաբան. (20), (26) և (27) հոմաբանից ժամկետանի ամ-
 րոտորանը և ժամկետանի սոստորից. Յրայցույցիս հոմ
 ժամկետանի մոտորանի: $\delta = 0,01; a = 1; b = 2; \frac{a^2}{b} = 0,5;$

$$\mu = \delta, 2\delta, 3\delta, \dots, 10\delta; \theta = 30^\circ, 60^\circ, \dots, 330^\circ;$$

$$Q = -\frac{a^2}{8b}; -\frac{a^2}{9b}; -\frac{a^2}{10b}; -\frac{a^2}{100b}; 0; \frac{a^2}{100b}; \frac{a^2}{10b}; \frac{a^2}{2b}; \frac{a^2}{b};$$

$$\frac{2a^2}{b}; \frac{4a^2}{b}; \frac{8a^2}{b}.$$

ժամկետանից շրթանը, հոմ f_1 /հոմ հնչյունի/ և f_2 /հոմ
 հնչյունի/ ամբողջությամբ մոտորանը, ժամկետանից սոստորանը
 հնչյունից մեծ, հոմ, շրթա սնվող արմատ ժամկետանից մոտորանից
 մոտորան, շրթա մեծ մոտորանի, հոմաբանից ցան-ըր-ձորիս մեծ-
 րոտան ժամկետան. ժամկետանի, սոստորանը հնչյունից մեծ
 մոտորանի սոստորից շրթա մեծ մոտորանի, շրթա ցան-ըր-
 ձորիս մեծ.

000000000



1. А.А.Андронов, С.Э.Хайкин. Теория колебаний. Гос.изд-во физико-математической литературы, 1959.
2. И.М.Калпчинский. Методы теории колебаний в радиотехнике, Госэнергоиздат, 1954.
3. М.Ш.Кобахидзе. Труды ТГУ. Физика, 1988 (в печати).

М.Ш.Кобахидзе, С.И.Иаганашвили, И.Д.Жгенти

ИССЛЕДОВАНИЕ LC - ГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ
СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Резюме

Методом стационарного режима исследована схема лампового LC - генератора в мягком и жестком режимах. Выведены уточненные формулы для стационарных значений амплитуды и частоты гармонических колебаний. Произведен соответствующий расчет этих величин. Сделано сравнение полученных результатов с аналогичными результатами, полученными методом ММА.

Показано преимущество метода стационарного режима.

M.Kobakhidze, S.Iaganashvili, I.Zhgenti

INVESTIGATION OF LC -OSCILLATOR BY THE STATIONARY
MODE TECHNIQUE

Summary

The LC -oscillator circuit based on a such-and-such tube, was investigated in dropping and severe regimes by the stationary mode technique. Revised equations for stationary values of amplitude and frequency of harmonic oscillations are derived, and the values of these magnitudes



are calculated,

A comparison between these results and those received by SVA technique was carried out. The advantage of the stationary mode technique is shown,



С о д е р ж а н и е

М.Я.Гогберашвили. Струноподобное калибровочное поле трансляций	5
Х.А.Морад. Потеря электрона атомами гелия при прохождении через H_2 и N_2	27
З.А.Кереселидзе, А.Г.Хантадзе. К вопросу моделирования МГД течения плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли	31
Т.В.Гвалия. Некоторые особенности сигнала распада свободной индукции и его фурье-преобразования в ЯМР многодоменных ферромагнетиков	44
Ч.Г.Богданов, Г.Ш.Кевалашвили, З.И.Сикмашвили. Ближнее поле дифракции плоской волны на решётке из круглых диэлектрических брусьев	68
З.В.Хведелидзе, Т.Л.Гвелесиани, Г.Я.Джинджикашвили, С.Л.Галегова, Б.З.Кобаидзе. Влияние характера движения некоторых типов оползней на амплитуды волн, генерируемых в водохранилище	76
Р.Р.Канкия, О.В.Назарова, Н.Л.Фокина, К.О.Хуцишвили. Распределение электрического поля в преобразователе Керра с диэлектриком, обладающим отличной от нуля проводимостью	89
Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Квагалдзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.М.Литаури, М.Д.Мосидзе, Т.У.Ментешашвили, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе. Система обработки и анализа данных эксперимента БИС-2 в ИФЭЗ ТГУ	100
О.А.Чилашвили, З.Г.Вачнадзе, Д.П.Купарашвили, Г.Г.Каралашвили, О.Г.Таборидзе. Трёхмерный сквид-магнитометр	114



О.О.Гачечиладзе, Ю.А.Григорьев, В.Б.Освенский, Д.И.Сторпста, А.А.Мирзулава, М.С.Квернадзе. Поведение примесей и дефектов в полудиолирующем арсениде гелля при лазерном возбуждении	123
П.Г.Белтадзе, В.П.Колобхов, С.П.Луныкин, И.Н.Морозова, Г.Г.Мшвелидзе, А.Н.Чиковский. Исследование электронно-колебательных спектров ионов европия и тербия в стеклообразных мат- рицах со смешанными стеклообразователями	133
И.Ш.Вашакидзе. О размерной редукции $D=10, N=1$ теории	145
М.Ш.Кобахидзе, Г.З.Магалашвили. К теории м-мерсионной цилиндрической электронной линзы	173
Т.А.Патарая. Излучение магнитосферы пульсара вызванное распространением ленгмювского соли- тона в электронно-позитронной неоднородной плазме	179
А.М.Джабер, Э.С.Качишвили. Вольтамперная характеристика тёплых и умеренно нагретых электронов	198
М.Д.Варшавский, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. Задача Кулона в суперконформной квантовой механике	204
К.Ш.Кобахидзе, С.С.Магалашвили, И.Д.Дзенти. Исследование $\mathcal{L}\mathcal{C}$ -генератора методом стаци- онарного режима	231



Ե Ր Ն Վ Ա Ր Ս Օ

Թ. Երեմյանի միջոցով, սուրբ Երեմյանի օրհանգիստի մասին հարցերի
 շարք 16

Թ. Երեմյան, Երեմյանի օրհանգիստի մասին հարցերի մասին
 H, Ee և H₂ զանազան հարցերի 27

Թ. Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 լուրերի մասին հարցերի մասին և Երեմյանի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 42

Թ. Երեմյան, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 և Երեմյանի մասին հարցերի մասին հարցերի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 60

Թ. Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 և Երեմյանի մասին հարցերի մասին հարցերի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 71

Թ. Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 և Երեմյանի մասին հարցերի մասին հարցերի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 65

Թ. Երեմյան, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 և Երեմյանի մասին հարցերի մասին հարցերի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 98

Թ. Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին, Երեմյանի մասին
 և Երեմյանի մասին հարցերի մասին հարցերի մասին հարցերի
 մասին հարցերի 109



მ. ფილაშვილი, მ. ვარნაძე, პ. უშვარიაშვილი, გ. ფარალაშვილი,
 ზ. მადრიძე, სამკანონო-სამართლებრივი საკითხების განმარტება . . . 120

მ. შარვაშიანი, ი. მინდიაშვილი, ვ. მსხვილიძე, ი. სურგულაძე, ა. მინ-
 ცხელიძე, შ. კვიციანი, ბინარევიძის და მუხრანის მხარეთ-
 ცენტრის დახვეწის მიზნით შედგენილი *GAHS*-ში აღწერილი ადგილების
 რეკონსტრუქციის 128

პ. ბერიძე, ვ. ალექსიანი, ს. ლომიძე, ი. მინდიაშვილი, გ. მუხრანელი,
 ა. მსხვილიძე, ევროპისა და აზიის მხარეთ-
 ცენტრის დახვეწის მიზნით შედგენილი სახელმძღვანელო ტექსტის
 ნაწილის მიხედვით შედგენილი ტექსტის რედაქცია 140

შ. ვაშლიანი, $D = 10$, $N = 1$ მუხრანის განმარტების მიზნით
 შედგენილი 171

მ. კობახიძე, გ. მარალიაშვილი, ი. მინდიაშვილი, ი. მინდიაშვილი, ევროპის
 ცენტრის დახვეწის მიზნით 177

მ. შარვაშიანი, პუბლიკის განმარტების მიზნით შედგენილი ევროპის-
 ცენტრის დახვეწის მიზნით შედგენილი სახელმძღვანელო ტექსტის
 რედაქცია 194

ა. მთავარი, გ. ფარალაშვილი, ზ. მადრიძე და ბინარევიძის დახვეწის
 მიზნით შედგენილი სახელმძღვანელო ტექსტის რედაქცია 204

მ. ვარნაძე, ვ. მსხვილიძე, ი. სურგულაძე, კლარის ადგილის
 სახელმძღვანელო ტექსტის რედაქცია 222

მ. კობახიძე, ს. მარალიაშვილი, ი. მინდიაშვილი, *LC*-ს განმარტების
 მიზნით შედგენილი სახელმძღვანელო ტექსტის რედაქცია 224



C O N T E N T S

M.Gogberashvili, String kind translation gauge field. 16

N.A.Mourad, Electron loss by helium atoms passing through H_2 , Be
and H_2 17

Z.Kereselidze, A.Khantadze, On the modelling of MHD flow of solar
wind plasma near the earth's magnetosphere. 43

T.Gvalia, Some features of the free induction decay signal and its
Fourier transform in the NMR of multidomain ferromagnets. . . . 60

F.Bogdamov, G.Kevanishvili, Z.Sikunashvili, A near field of diffraction
of plane wave at the grating of circular dielectric bars. . . 72

Z.Khvedelidze, T.Gvelesiani, G.Jinjikhashvili, S.Calegova, B.Kobaidze
The influence of the mode of movement of some types of
landslides on the peak values of the waves generated
in reservoirs 86

R.Kankia, O.Nazarova, N.Fokina, K.Khutsishvili, The electric field
distribution in Kerr cell with a dielectric of nonzero
conductivity 98

L.Abashidze, L.Abesalashvili, N.Amagtobeli, V.Jorjadze, N.Kadagidze,
R.Kvaladze, V.Kekelidze, N.Iomidze, G.Melitaury, M.Mosidze,
T.Menteshashvili, G.Nikobadze, T.Pitskheiauri, G.Talishvili,
M.Chargeishvili, R.Shanidze, A system for analysing the
data of the BIS-2 experiment at the High Energy Physics
institute of Tbilisi State University 109

O.Chilashvili, Z.Vochnadze, D.Kuparashvili, G.Karalashvili, O.Taboridze
Three-dimensional squid-magnetometer 120

O.Gachechiladze, I.U.Grignoriev, M.Kvernadze, A.Mirtskhulava, V.Osvenski
Yu.Storpsta, The impurity and defect behaviour in semi
insulating GaAs under laser excitation 29



P.Beltadze, V.Kolobkov, S.Lunkin, L.Morozova, G.Mahvelidze, A.Chikvashvili, Vibronic spectra studies of europium and terbium ions in vitreous matrices with different network formers 140

Sh.Vashakidze, On dimensional reduction of the D=10, N=1 theory. . 172

M.Kobakhidze, G.Magalashvili, Towards the theory of an immersion cylindrical electron lens 178

T.Pataraya, The radiation caused by the propagation of Langmuir soliton in the inhomogeneous electron - positron plasma of the pulsar magnetosphere. 194

A.Jabor, Z.Kachilashvili, Current - voltage characteristic of warm and moderately heated electrons 202

M.Vardlashvili, V.Molisev, I.Slepchenko, The Coulomb problem in superconformal quantum mechanics 223

M.Kobakhidze, S.Iaganashvili, L.Tghenti, Investigation of LC-oscillator by the stationary mode technique 228



Редактор издательства Л. Абуашвили

Подписано в печать 29.12.88

УЗ 01796 Бумага 60 x 84

Усл. печ. л. 15 Уч.-изд. л. 9,00.

Тираж 300 Заказ 163 Цена 70 коп.

Издательство Тбилисского университета,

380028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 14

საბჭოთავი უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
თბილისი, 380028, ი. ჭავჭავაძის ქუჩა 14.

Типография Тбилисского университета,

380028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 1.

საბჭოთავი უნივერსიტეტის ბეჭდვა, 380.28.

თბილისი, ი. ჭავჭავაძის ქუჩა 1.