

290 /  
1988 / 3



თბილისის უნივერსიტეტის უროვები

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

277

ISSN 0376—2637

**ფიზიკა**  
**Ф И З И К А**  
**PHYSICS**

25

(104) 277.



საქართველოს ენციკლოპედია  
საქართველოს ენციკლოპედია

საქართველოს ენციკლოპედია

საქართველოს ენციკლოპედია

საქართველოს ენციკლოპედია

**Издательство Тбилисского университета**

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა

Tbilisi University Press

საქართველოს ენციკლოპედია

საქართველოს ენციკლოპედია





თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

Proceedings of Tbilisi University

277

ფიზიკა

PHYSICS

თბილისი 1988 Tbilisi



ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

277

---

ФИЗИКА

Тбилиси 1988



Редакционная коллегия

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

სარედაქციო კოლეგია

თ.აბესაძე (სეკრეტარი), ნ.ამაგლობელი, ი.ვაშაკიძე,  
ზ.კაპალეიშვილი (რედაქტორი), თ.სანაძე, მ.ჯაჩიანი,  
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 ორდენის მფლობელი სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

277, 1988

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ ГРУППЫ ПУАНКАРЕ В ФОРМАЛИЗМЕ РАС-  
СЛОЕНИЯ КАК "ДЕФЕКТЫ" ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО  
МНОГООБРАЗИЯ

М.Я. Гогберашвили

Неудача применения калибровочных моделей группы Пуанкаре в формализме расслоения при описании гравитации поставила вопрос о физическом смысле калибровочных полей этой группы. Оказывается, что эти поля описывают особую негравитационную структуру - своего рода "дефекты" пространственно-временного многообразия, источником которых являются тензоры энергии-импульса и спина материи. Эти поля могут вызывать также отталкивающие "хэвского" типа в законе Ньютона, обсуждаемое в последнее время, и поправки к эйнштейновским эффектам отклонения фотонов в поле Солнца.

В теории калибровочных полей в формализме расслоения рассматривают два рода калибровочных преобразований /1,2/: 1. Пассивные калибровочные преобразования, при которых материальные и калибровочные поля  $\varphi$ ,  $A$  остаются постоянными, но

თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მფლობელი სახელმწიფო უნივერსიტეტი



меняется атлас расслоения. 2. Активные калибровочные преобразования, преобразования самих полей  $\varphi$ ,  $A$ . Принцип локальной инвариантности формулируется для калибровочных преобразований именно первого рода. Однако в случае внутренних симметрий калибровочным преобразованиям первого рода соответствуют всегда имеющие тот же матричный вид калибровочные преобразования второго рода, и поэтому в янг-миллсовской формулировке калибровочной теории калибровочные преобразования обычно не дифференцируются.

Сложнее обстоит дело с пространственно-временными преобразованиями, которые действуют на операторы частных производных так же, как и на векторы касательного пространства  $T(\mathcal{I}^4)$  над многообразием  $\mathcal{I}^4$ . Здесь имеется два типа калибровочных преобразований первого рода /1,2/:

а) Преобразования атласа только касательного расслоения

$$\varphi \rightarrow \varphi,$$

$$\partial_\mu \rightarrow \frac{\partial x^\nu}{\partial x^\mu} (\partial_\nu - \Gamma_\nu),$$

что соответствует переходу от одной пространственно-временной точки в другую. Принцип относительности формулируется как требование симметрии атласа  $T(\mathcal{I}^4)$  относительно группы

$GL^+(4, R)$ . Принцип эквивалентности редуцирует эту группу до калибровочной группы теории - группы Лоренца  $L_6$ .

Инвариантность теории, кроме калибровочного поля - лоренцевской связности  $\Gamma_\nu$ , обеспечивается введением явно метрического поля  $g_{\mu\nu}$ , или изоморфного ему тетрадного поля





$h_{\mu}^{\#}$ . Калибровочные преобразования этого типа действуют на  $g_{\mu\nu}$  слева, на  $h_{\mu}^{\#}$ , преобразуя индекс  $\mu$ , отвечающий атласу касательного расслоения, на связность  $\Gamma_{\nu}$ , действующую на  $g_{\mu\nu}$ , и на индексы операторов ковариантных производных. Инвариантность действий ведет к закону сохранения тензора энергии-импульса. Этот тип преобразований можно связать с калибровочной теорией гравитации, но остается открытым вопрос о калибровочном статусе гравитационного поля  $h_{\mu}^{\#}$ . Некоторые авторы (напр., /3,4,5/) расширяют калибровочную группу теории до группы Пуанкаре  $P_{10}$ , чтобы трактовать  $h_{\mu}^{\#}$  как калибровочное поле трансляций, но уязвимость этого подхода заключается в том, что стандартная техника калибровочной теории может быть применена к  $P_{10}$ , если рассматривать ее действие в точке, а это - следующий тип калибровочных преобразований первого рода.

б) Преобразования атласа только материальных полей

$$\varphi \longrightarrow \varphi^{\#} h_{\mu} = \varphi,$$

$$\partial_{\mu} \longrightarrow \partial_{\mu} - \Gamma_{\mu}^{\nu},$$

как в случае внутренних симметрий действующее в одной пространственно-временной точке. Инвариантность теории обеспечивается введением только калибровочных полей. Расслоение материальных полей ассоциировано с касательным расслоением  $T(\mathcal{I}^4)$ , поэтому принцип эквивалентности сужает и его структурную группу  $GL$ . Но в отличие от  $T(\mathcal{I}^4)$ , где вводится  $g_{\mu\nu}$ , для корреляции симметрий обеих расслоений структурная группа





материального расслоения редуцируется сразу к группе Пуанкаре  $P_{10}$ . Таким образом, кроме калибровочного поля группы Лоренца  $\Gamma_3$ , в теорию входят калибровочные поля трансляций  $\theta_{\mu}^{\nu}$ . Отметим, что калибровочное поле трансляций и тетрадное гравитационное поле  $h_{\mu}^{\alpha}$  не могут быть отождествлены /1/. Различие, грубо говоря, состоит в том, что у  $\theta_{\mu}^{\nu}$  оба индекса координатные, а у  $h_{\mu}^{\alpha}$  один координатный, а другой - тетрадный. Это различие ведет к разным законам их преобразования при изменении системы отсчета. Кроме того,  $\theta_{\mu}^{\nu}$  может обращаться в нуль, а  $h_{\mu}^{\alpha}$  - нет;  $\theta_{\mu}^{\nu}$  определен однозначно, а  $h_{\mu}^{\alpha}$  - с точностью до лоренцевских преобразований. Калибровочные преобразования этого типа действуют на полевые функции  $\varphi$ , на связность  $\Gamma_{\mu}^{\alpha}$ , действующую на  $\varphi$  и справа на тетрадные функции  $h_{\mu}^{\alpha}$ . Преобразуя индекс  $\mu$ , отвечающий атласу, в котором записаны  $\varphi$ . Они ведут к обычным для калибровочных теорий законам сохранения. Встает вопрос о физическом смысле калибровочных полей для этого типа калибровочных симметрий.

Для полноты изложения отметим, что калибровочные преобразования второго рода пространственно-временных групп распадается на три типа /1,2/. Но из них существует только один тип, индуцируемый диффеоморфизмами многообразия  $X^4$  в виде

$$\begin{aligned} x &\longrightarrow x', \\ \partial_{\mu} &\longrightarrow \frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\mu}} \partial_{\nu}, \\ t_{\mu}(x) &\longrightarrow t_{\mu}(x'). \end{aligned}$$



где  $t_{\#}^{\#} = h_{\#}^{\#} \partial_{\#}$  - векторы касательного пространства.

Вопрос о физическом смысле калибровочных полей, соответствующих  $\omega$ -поворотам и  $Z$ -трансляциям, вставал в калибровочной теории дислокаций и дисклинаций в упругой среде /6/. Напомним кратко основные положения этой теории. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций /6/ исходит из того, что диффеоморфизм  $x^i = u^i + \delta_j^i x^j$ , характеризующий смещение  $u^i$  точки  $x^j$  упругой среды при деформации, определен с точностью до калибровочных преобразований локального поворота  $a^i(x)$  и локального сдвига  $b^i(x)$

$$x^i \rightarrow x^i + \epsilon_{kl}^i x^k a^l(x) + b^i(x).$$

Соответствующие калибровочные поля  $Z$ -поворота  $\omega_j^i$  и  $Z$ -трансляции  $\theta_j^i$  составляет пластическую часть  $\beta_j^i$  полной дисторсии /7,12/

$$\beta_j^i = \partial_j x^i = \beta_j^i + \beta_j^i.$$

Тогда "ковариантная" производная

$$D_j x^i = \beta_j^i - \beta_j^i = \partial_j x^i - \epsilon_{kl}^i x^k \omega_j^l - \theta_j^i$$

совпадает с упругой дисторсией  $\beta_j^i$ , а напряжениями калибровочных полей



$$F_{kl}^i = \partial_k W_l^i - \partial_l W_k^i + \epsilon_{mnp}^i W_k^m W_l^n,$$

$$\alpha_{kl}^i = \partial_k \theta_l^i - \partial_l \theta_k^i + \epsilon_{mnp}^i (W_k^m \theta_l^n - W_l^m \theta_k^n + F_{kl}^m \chi^n)$$

являются плотность дисклинаций и плотность дислокаций соответственно. При этом  $\beta_j^i$ ,  $F_{kl}^i$ ,  $\alpha_{kl}^i$  оказываются калибровочно инвариантными величинами. Уравнения калибровочной теории дислокаций и дисклинаций получаются из зависящего от трех полей  $\chi^i$ ,  $\theta_j^i$ ,  $W_j^i$  лагранжиана

$$L = \frac{1}{4} (2\mu e_i^j e_j^i + \lambda e_i^j e_j^j) -$$

$$- \frac{a}{2} \alpha_{kl}^i \alpha_i^{kl} - \frac{b}{2} F_{kl}^i F_i^{kl},$$

(1)

где  $e_{ij} = D_i \chi^k D_j \chi_k - \delta_{ij}$  - нелинейный тензор деформаций, и имеет следующую общую структуру

$$\left( \delta_m^i \partial_j - \epsilon_{kmt}^i W_j^k \right) \frac{\partial L}{\partial (D_j \chi^t)} = \epsilon_{kmt}^i F_{jl}^k \frac{\partial L}{\partial \alpha_{je}^t}, \quad (2)$$

$$\left( \delta_m^i \partial_j - \epsilon_{kmt}^i W_j^k \right) \frac{\partial L}{\partial \alpha_{je}^t} = - \frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial (D_e \chi^m)}, \quad (3)$$





$$\left( \delta_{m}^i \partial_j - C_{km}^i W_j^k \right) \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_{jl}^i} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial W_l^m} \Big|_{F_{jl}^i} \quad (4)$$

В линейном приближении и когда  $W_j^i = 0$ , из первого уравнения получаем известное уравнение равновесия упругой среды /7,12/

$$\partial_j \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (D_j x^i)} = \partial_j \bar{\sigma}_i^j = 0,$$

где тензор напряженности  $\bar{\sigma}_i^j$  выражается через упругую деформацию в линейном приближении  $\bar{e}_{ij} = D_i u_j + D_j u_i$  согласно закону Гука для изотропной среды /7,12/

$$\bar{\sigma}_i^j = \mu \bar{e}_i^j + \frac{\lambda}{2} \delta_i^j \bar{e}_k^k.$$

Константы Ламе  $\mu$ ,  $\lambda$  положительны, обеспечивают положительную определенность упругой энергии. Уравнения (3), (4) - это уравнения дислокаций и дисклинаций соответственно. Источником дислокаций  $\theta_j^i$  является нелинейный тензор напряженности  $\bar{\sigma}_j^i = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (D_j x^i)}$ . Источником дисклинаций  $W_j^i$ , кроме  $\bar{\sigma}_j^i$ , является еще кручение среды.

Успех калибровочной теории дислокаций и дисклинаций позволяет



интерпретировать калибровочные поля нединамической группы Пуанкаре  $P_{10}$  как своего рода "дефекты" пространственно-временного многообразия /8/. Построим стандартную янг-милловскую калибровочную теорию группы  $P_{10}$  как группы координатных преобразований в точке /8,9/. Для этого представим  $P_{10}$  в виде  $(5 \times 5)$  матриц, как подгруппу группы

$$P_{10} = \begin{pmatrix} L_6 & T_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $L_6$  - матрицы преобразования для группы Лоренца, а  $T_4$  - матрицы для группы трансляций. Матрицы (5) индуцируют диффеоморфизмы пятимерного пространства - калибровочные преобразования второго рода в виде

$$x \longrightarrow P_{10} x = \begin{Bmatrix} L_6 x + T_4 \\ 1 \end{Bmatrix}.$$

Пусть  $I_M, e_M$  ( $M = 0, \dots, 5, \quad \mu = 0, \dots, 3$ ) - базис для алгебры Ли группы  $L_6$  и генераторы группы  $T_4$  соответственно. Тогда стандартная янг-милловская связность для  $P_{10}$  имеет вид:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} W^M I_M & \theta^\mu e_\mu \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где  $W^M, \theta^\mu$  - калибровочные поля группы  $L_6$  и  $T_4$





соответственно. Тогда ковариантные производные и дифференциалы имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{\partial}_\mu &= (h^{-1})^\alpha_\mu \partial_\alpha, \\ \tilde{d}x^\mu &= h^\mu_\nu dx^\nu, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$h^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu + I^\mu_{\alpha\beta} x^\alpha x^\beta W^\mu_\nu + \theta^\mu_\nu \quad (8)$$

- дисторсия для группы Пуанкаре, а  $(h^{-1})^\alpha_\mu$  - его обратная матрица. Для того, чтобы учесть эти поля в теории поля, нужно рассматривать материальные и другие поля на "деформированном" с помощью (7) многообразии. Тогда калибровочные поля  $W^\mu_\nu$ ,  $\theta^\mu_\nu$  меняют элемент длины и объема пространства Минковского  $M^4$  в виде

$$ds^2 \rightarrow \tilde{d}s^2 = \gamma_{\mu\nu} h^\mu_\alpha h^\nu_\beta dx^\alpha dx^\beta = \tilde{g}_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (9)$$

$$dV \rightarrow \tilde{d}V = h dV,$$

где  $h = \det(h^\mu_\nu)$ . Произвольный 4-вектор  $B^\mu$  в этом случае преобразуется аналогично вектору 4-скорости /10/

$$\tilde{U}^\mu = \frac{dx^\mu}{\tilde{d}s} = h^\mu_\nu U^\nu,$$





$$\tilde{U}_\mu = (h^{-1})^\nu_\mu U_\nu,$$

т.е. принимает вид

$$\tilde{B}^\mu = h^\mu_\nu B^\nu,$$

$$\tilde{B}_\mu = (h^{-1})^\nu_\mu B_\nu.$$

С помощью полученной связности (6) построим янг-миллсовскую кривизну для калибровочных полей группы Пуанкаре

$$R = d\Gamma + \Gamma \wedge \Gamma. \quad (10)$$

Для кривизны, соответствующей группе  $L_6$ , имеем

$$F^A = dW^A + \frac{1}{2} C^A_{BC} W^B \wedge W^C, \quad (11)$$

а для  $T_4$  - кривизны

$$\alpha^A = d\theta^A + C^A_{BC} \omega^B \wedge \theta^C. \quad (12)$$

Здесь мы использовали свойства структурных констант группы  $P_{10}$

$$C_{AB}^M = C_{\alpha\beta}^M = C_{\alpha\beta}^A = 0$$

$$(A, B, \dots = 0, \dots, 5, \quad M, \alpha, \beta, \dots = 0, \dots, 3)$$

Выражая кривизну (10) через дисторсию (8) в обычном виде  $R^M = D h^M$ , можно получить выражение для тензора кручения /9/

$$S^M = \alpha^M + F^{\alpha\beta} I_{\alpha\beta}^M \tau^{\gamma} \quad (13)$$

Таким образом, локализация группы Пуанкаре в точке поднимает пространство Минковского  $M^4$  в неголономное пространство  $U^4$  и у нас в каждой точке два пространства, как в симметрических теориях гравитации /11/. Но эффективная метрика

$\tilde{g}_{\mu\nu} = \eta_{\alpha\beta} h_{\mu}^{\alpha} h_{\nu}^{\beta}$  не является гравитационным полем,

поскольку она строится не с помощью тетрадного поля  $h_{\mu}^{\alpha}$ , а с помощью дисторсии (8), оба индекса которой координатные. Кроме того, в отличие от доминирующих калибровочных моделей группы Пуанкаре /3,4,5/, в нашей теории дисторсия  $h_{\mu}^{\alpha}$  и кручение  $S_{\alpha\beta}^M$  зависят как от калибровочных полей трансляций  $\theta_{\mu}^{\alpha}$ , так и от калибровочных полей группы Лоренца  $\omega_{\mu}^{\alpha\beta}$ .

При наличии гравитационного поля  $g_{\mu\nu}$  фоновое пространство Минковского  $M^4$  становится пространством Римана  $R^4$ . Тогда эффективный метрический тензор и эффективная связность примут вид:





$$\tilde{g}_{\mu\nu} = g_{\alpha\beta} h_{\mu}^{\alpha} h_{\nu}^{\beta} = \eta_{AB} H_{\mu}^A H_{\nu}^B, \quad (14)$$

$$\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\alpha} = h_{\mu}^{\gamma} h_{\nu}^{\delta} (h^{-1})^{\alpha}_{\beta} \Gamma_{\gamma\delta}^{\beta} + (h^{-1})^{\alpha}_{\beta} \partial_{\mu} h_{\nu}^{\beta}$$

Как видим, калибровочное поле группы Пуанкаре  $h_{\mu}^{\nu}$ , наравне с гравитационным полем  $h_{\mu}^{\lambda}$ , является частью обобщенной тетрады

$$H_{\mu}^A = h_{\mu}^{\lambda} h_{\lambda}^{\alpha} e_{\alpha}^A, \quad (15)$$

в духе идей Кренера /12/.

Перейдем теперь к динамике теории. Допустим, что полный лагранжиан  $L_{\text{TOT}}$  материальных полей  $\varphi^a$  и калибровочных полей  $\theta_{\nu}^{\mu}, W_{\nu}^{\lambda}$  имеет стандартную янг-миллсовскую структуру

$$L_{\text{TOT}} = h L_m(\varphi^a, \tilde{\partial}_{\mu} \varphi^a) + h L_{\theta, W}(\theta_{\nu}^{\mu}, W_{\nu}^{\lambda}, S_{\alpha\beta}^{\mu}, F_{\alpha\beta}^{\lambda}), \quad (16)$$

где лагранжиан калибровочных полей  $L_{\theta, W}$  вместо  $\alpha_{\alpha\beta}^{\mu}$  для удобства зависит от кручения  $S_{\alpha\beta}^{\mu}$ , выражающегося через  $\alpha_{\alpha\beta}^{\mu}$  и  $F_{\alpha\beta}^{\lambda}$  в виде (13). В лагранжиан материальных полей  $L_m$  поле  $h_{\mu}^{\nu}$  входит только в составе



ковариантных производных (7). Варьируя (16) по  $\varphi^a$ ,  $\theta^{\mu}_{\nu}$ ,  $W^{\mu}_{\nu}$ , получаем уравнения поля

$$\left(\delta^b_a \partial_{\mu} - W^{\mu}_{\nu} M^b_{\mu a}\right) h(h^{-1})^{\mu}_{\nu} \frac{\partial \mathcal{L}_{\theta, w}}{\partial (\partial_{\nu} \varphi^a)} = h \frac{\partial \mathcal{L}_{\theta, w}}{\partial \varphi^a}, \quad (17)$$

$$2 \left(\delta^{\beta}_{\alpha} \partial_{\mu} - W^{\mu}_{\nu} C^{\beta}_{\mu \alpha}\right) \frac{\partial (h \mathcal{L}_{\theta, w})}{\partial S^{\beta}_{\mu \nu}} = -h(h^{-1})^{\nu}_{\beta} T^{\beta}_{\alpha} + \left. \frac{\partial (h \mathcal{L}_{\theta, w})}{\partial \theta^{\alpha}_{\nu}} \right|_{S, F}, \quad (18)$$

$$2 \left(\delta^b_a \partial_{\mu} - W^{\mu}_{\nu} C^b_{\mu a}\right) \frac{\partial (h \mathcal{L}_{\theta, w})}{\partial F^{\beta}_{\mu \nu}} = h(h^{-1})^{\nu}_{\mu} M^a_{\mu \beta} \frac{\partial \mathcal{L}_{\theta, w}}{\partial (\partial_{\mu} \varphi^a)} - h^{\alpha}_{\beta} I^{\mu}_{\mu \alpha} \frac{\partial (h \mathcal{L}_{\theta, w})}{\partial S^{\mu}_{\beta \nu}}, \quad (19)$$

где  $M^b_{\mu a}$  - матрицы представления полей  $\varphi^a$ , индуцируемые инфинитезимальными преобразованиями группы Пуанкаре, а

$T^{\alpha}_{\mu}$  - канонический тензор энергии-импульса материальных полей  $\varphi^a$ . Из (18) видим, что источником калибровочного поля трансляций  $\theta^{\mu}_{\nu}$  являются тензоры энергии-импульса материи (первый член) и самого поля  $h^{\mu}_{\nu}$  (второй член), а из (19) - что источником калибровочного поля  $W^{\mu}_{\nu}$  являются тензоры спина материи (первый член) и поля  $h^{\mu}_{\nu}$  (второй член).

Для упрощения дальнейших вычислений будем считать, что

$$W^{\mu}_{\nu} = 0.$$

გვ. სსრ კ. მატერიალ.  
სახ. სახ. რეგისტრ.



Оставшийся лагранжиан калибровочного поля трансляций, зависящий только от дилатации и кручения, имеющих сейчас вид

$$h_{\beta}^{\alpha} = \delta_{\beta}^{\alpha} + \theta_{\beta}^{\alpha},$$

$$S_{\mu\nu}^{\alpha} = \alpha_{\mu\nu}^{\alpha} = \tilde{\partial}_{\mu}^{\alpha} \theta_{\nu}^{\alpha} - \tilde{\partial}_{\nu}^{\alpha} \theta_{\mu}^{\alpha},$$

выбирается по аналогии с лагранжианом дислокаций (I) в виде

$$L_{\theta} = h \left\{ \frac{1}{2} \left( h_{\mu}^{\alpha} h_{\nu\alpha} - \eta_{\mu\nu} \right) \left( h^{\alpha\mu} h_{\alpha}^{\nu} - \eta^{\mu\nu} \right) + \right.$$

$$+ \frac{1}{4} \left( h_{\beta}^{\alpha} h_{\alpha}^{\beta} - 4 \right)^2 - \frac{1}{4a} S_{\mu}^{\nu} S_{\alpha}^{\nu\alpha} -$$

$$\left. - \frac{1}{4b} S_{\mu\nu\alpha} S^{\nu\mu\alpha} - \frac{1}{4c} S_{\mu\nu\alpha} - d \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} S_{\mu}^{\nu} S_{\alpha}^{\beta} S_{\nu\alpha\beta} \right\}. \quad (20)$$

В (20), в отличие от (I), входят все независимые квадратичные по  $S_{\alpha\beta}^{\mu}$  инварианты [13]. Для того, чтобы взятые дивергенция от уравнения (18) в линейном приближении по  $\theta_{\nu}^{\mu}$  получили закон сохранения энергии-импульса материи  $\partial_{\nu} T^{\mu\nu} = 0$ , мы должны наложить ограничения на константы в лагранжиане (20)



$$d=0, \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{2}{c} = 0$$

и на поле

$$e_{\mu\nu} = \theta_{\mu\nu} + \theta_{\nu\mu}$$

в виде

$$\partial_\alpha (2\mu e_\rho^\alpha + \lambda \delta_\rho^\alpha e_\nu^\nu) = 0. \quad (21)$$

Уравнение (21), имеющее вид калибровочного условия, является аналогом уравнения равновесия упругой среды (2). Это уравнение можно получить и вариацией лагранжиана (20) по полю смещения  $u^\mu$ , что является большим плюсом по сравнению с теориями, где аналогичные калибровочные условия не получаются из вариационного принципа [13]. С учетом ограничений (21) из лагранжиана (20) для симметрической части  $e_{\mu\nu} = \theta_{\mu\nu} + \theta_{\nu\mu}$  калибровочного поля тренольций можно получить уравнения в линейном приближении

$$(\square + m^2) \left( e_\rho^\alpha - \frac{1}{2} \delta_\rho^\alpha e_\nu^\nu \right) = 0, \quad (22)$$

$$\partial_\alpha \left( e_\rho^\alpha - \frac{1}{2} \delta_\rho^\alpha e_\nu^\nu \right) = 0,$$

описывающие массивные поля спина 2 и 0 с массой





$$m^2 = \frac{\alpha \lambda}{2} = -\frac{\alpha \mu}{2},$$

как и в теории для массивного гравитона /14/.

Рассмотрим теперь совместное действие калибровочного поля трансляций  $\theta_\mu^\nu$  и гравитационного поля  $g_{\mu\nu}$  с эффективной кривизной  $h_\mu^\nu (h^{-1})^\alpha_\delta R^\delta_{\rho\sigma}$  /15/. Образова скаляр из этой кривизны, получаем обобщенный лагранжиан Гильберта —  $h\sqrt{-g}R$ . В линейном приближении по  $\theta_\mu^\nu$  и по гравитационному полю  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \Phi_{\mu\nu}$  уравнения имеют вид:

$$\square \Phi_\rho^\alpha - \partial_\rho \partial_\nu \Phi^{\nu\alpha} - \partial^\alpha \partial_\nu \Phi_\rho^\nu + \partial^\alpha \partial_\rho \Phi_\nu^\nu - \quad (23)$$

$$- \delta_\rho^\alpha \square \Phi_\nu^\nu + \delta_\rho^\alpha \partial_\nu \partial_\mu \Phi^{\nu\mu} = -8\pi G T_\rho^\alpha,$$

$$\square e_\rho^\alpha - \partial_\rho \partial_\nu e^{\nu\alpha} - \partial^\alpha \partial_\nu e_\rho^\nu + \partial^\alpha \partial_\rho e_\nu^\nu - \delta_\rho^\alpha \square e_\nu^\nu + \delta_\rho^\alpha \partial_\nu \partial_\mu e^{\nu\mu} + m^2 (e_\rho^\alpha - \frac{1}{2} \delta_\rho^\alpha e_\nu^\nu) = \quad (24)$$

$$= -\frac{q}{2} (T_\rho^\alpha - \frac{1}{2} \delta_\rho^\alpha T_\nu^\nu).$$

Решая нулевые компоненты уравнений (23), (24),

$$\Delta \Phi_0^0 = 4\pi G M \delta(\eta),$$

$$(\Delta - m^2) e_0^0 = \frac{\alpha M}{2} \delta(\eta),$$

для точечного источника  $T = T_0^0 = M \delta(\eta)$  можно найти нулевую ком-

поненту эффективного метрического тензора  $g_{\omega\omega} = 1 + 2(\Phi_0 + e_0)$   
 т.е. потенциал взаимодействия будет иметь следующий вид:

$$\Phi_0 + e_0 = -\frac{GM}{r} \left( 1 + \frac{a}{8\pi G} e^{-mr} \right).$$

Как видим, калибровочное поле трансляций в линейном приближении  $e_0$  дает поправку "юкавского" типа к ньютоновскому потенциалу  $\Phi_0$ . Лабораторные /16/, космические /17/ и планетарные /18/ эксперименты не требуют изменения закона Ньютона и дают значение гравитационной константы  $G \sim 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$ , оставляя, однако, окно  $\{1 \text{ м} - 10 \text{ км}\}$  в расстояниях. Этот пробел восполняют геофизические эксперименты /19, 20/, которые дают поправку "юкавского" типа к ньютоновскому потенциалу (25) и значение гравитационной константы  $G \sim 6,70 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$ . Для объяснения этой разницы требуется введение частиц нового фундаментального взаимодействия /21/ - калибровочного поля трансляций с очень маленькой массой  $10^{-11} \text{ эв} \leq m \leq 2 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$ .

Таким образом, получаем ограничения на константы  $a, m$

$$-0,014 \leq \frac{a}{8\pi G} \leq -0,0075,$$

$$1 \text{ м} \leq \frac{1}{m} \leq 10 \text{ км},$$

т.е. калибровочное поле трансляций является отталкивающим.

Если решать уравнение (24) для шара постоянной плотности

$T = T_0 = \rho$  с радиусом  $R$ , получаем значение потен-



цикла вне



$$\begin{aligned} (\Phi_0^0 + e_c^0)_{r > R} &= -\frac{4}{3} \rho R^3 \frac{G\rho}{r} \left\{ 1 + \right. \\ &+ \left. \frac{3ae^{-m\lambda}}{8\rho G m^2 R^3} \left[ R \operatorname{ch} mR - \frac{1}{m} \operatorname{sh} mR \right] \right\} \end{aligned}$$

и внутри шара

$$\begin{aligned} (\Phi_0^0 + e_o^0)_{r < R} &= -2\rho G\rho \left\{ R^2 - \frac{r^2}{3} + \right. \\ &+ \left. \frac{ae^{-m\lambda}}{4\rho G m^2} \left[ \operatorname{ch} m\lambda - \frac{e^{-m(R-r)}}{r} \operatorname{sh} m\lambda \left( R + \frac{1}{m} \right) + \operatorname{sh} m\lambda \right] \right\}. \end{aligned}$$

Аналогичное выражение потенциала вне сферы имеет вид:

$$(\Phi_0^0 + e_o^0)_{r > R}^c = -4\rho R^2 \frac{G\rho}{r} \left( 1 + \frac{ae^{-m\lambda}}{4\rho G m R} \operatorname{sh} mR \right).$$

Таким образом, в отличие от гравитации, потенциал вне сферы и шара отличается от потенциала точечного источника. Это позволит наблюдать эффект между двумя различными источ-



никами, хотя максимальный результат можно ожидать на расстояниях  $\{1 м — 10 км\}$ , что затрудняет проведение лабораторных экспериментов.

Рассмотрим постньютоновское приближение применительно к нашей задаче. Как известно /22/, для Солнечной системы удельное давление и удельная внутренняя энергия имеет порядок малости  $\epsilon^2 \sim 10^{-6}$ , который используется в качестве параметра разложения ряда в теории возмущений постньютоновского типа. Нам надо найти совместную нелинейную систему уравнений гравитационного поля и калибровочного поля транзляций, решить ее и только потом разложить решения в ряд. Это оложный путь. Можно поступить иначе, учитывая тот факт, что безразмерный ньютоновский потенциал взаимодействия  $V = \frac{MG}{r}$  в Солнечной системе по порядку малости не превышает постньютоновский параметр  $\epsilon^2 \sim 10^{-6}$  и его можно использовать в качестве параметра разложения. Как известно /22/, в расчетах по отклонению света и задержке радиосигналов в поле Солнца ограничиваются первым порядком по  $V$ , что соответствует линейному приближению уравнений Эйнштейна. Тогда в расчетах, постньютоновского приближения для этих эффектов можно ограничиться в линейризованными уравнениями калибровочного поля транзляций. Линейное уравнение (24) уже рассматривалось для расчета поправки к закону Ньютона. В отличие от этого случая нам нужно рассмотреть все, а не только нулевые компоненты уравнения (24). нас будет интересовать сферически симметричный олучай, когда  $\phi_{\nu}^{\mu}$  и  $T_{\nu}^{\mu}$  зависят только от радиус-вектора  $\vec{r}$ . Выразить уравнение (24) в сферических координатах, не воспользовав его





нелинейный вид, - довольно сложная задача, поэтому поступим иначе. Сначала получим два вспомогательных тождества, не зависящих от системы координат

$$\square \left[ m^2 \left( e_\nu^\mu - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu e_\alpha^\alpha \right) + \frac{a}{2} \left( T_\nu^\mu - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu T_\alpha^\alpha \right) \right] = 0, \quad (26)$$

$$\square e_\nu^\nu - \partial_\alpha \partial^\alpha e_\beta^\beta + \frac{m^2}{2} e_\nu^\nu = -\frac{a}{4} T_\nu^\nu.$$

С помощью (26) и закона сохранения энергии-импульса

$\partial_\mu T_\nu^\mu = 0$  можно получить два эквивалентных вида уравнения (24):

$$(\square + m^2) \left( e_\nu^\mu - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu e_\alpha^\alpha \right) = -\frac{a}{2} \left( T_\nu^\mu - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu T_\alpha^\alpha \right) + \quad (27)$$

$$+ \frac{a}{2m^2} \left( \partial^\mu \partial_\nu - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu \square \right) T_\alpha^\alpha,$$

$$\square e_\nu^\mu + \partial^\mu \partial_\nu e_\alpha^\alpha - \partial^\mu \partial_\alpha e_\nu^\alpha - \quad (28)$$

$$- \partial_\nu \partial^\alpha e_\alpha^\mu + m^2 e_\nu^\mu = -\frac{a}{2} T_\nu^\mu.$$

Из уравнений (26)-(28) видно, что в сферически симметричном случае недиагональные компоненты поля  $e_\nu^\mu$  равняются нулю. Как видно из (28), нулю равняются также компоненты  $e_\theta^\theta$ ,  $e_\varphi^\varphi$ . Действительно, в этом случае уравнение (25) сводится к тождествам (26).



Используя единственные ненулевые компоненты  $e_t^\alpha, e_r^\alpha$ , получаем

$$e_\alpha^\alpha = e_t^\alpha + e_r^\alpha,$$

$$e_t^\alpha - \frac{1}{2} e_\alpha^\alpha = \frac{1}{2} (e_t^\alpha - e_r^\alpha), \quad (29)$$

$$e_r^\alpha - \frac{1}{2} e_\alpha^\alpha = -\frac{1}{2} (e_t^\alpha - e_r^\alpha).$$

Тогда нулевые компоненты уравнений (27), (28), не зависящие от системы координат, имеют вид:

$$(-\Delta + m^2)(e_t^\alpha - e_r^\alpha) = -\frac{\alpha M}{2m^2} (-\Delta + m^2) \delta(r), \quad (30)$$

$$(-\Delta + m^2) e_t^\alpha = -\frac{\alpha M}{2} \delta(r). \quad (31)$$

Из (30) получаем

$$e_t^\alpha - e_r^\alpha = -\frac{\alpha M}{8\pi m^2} \delta(r),$$

что можно было сразу получить из (26), используя (29), а из (31)

$$e_t^\alpha = -\frac{\alpha M}{8\pi} \frac{e^{-mr}}{r}.$$





Окончательно решения уравнений калибровочного поля трансляций в линейном приближении (24) в сферических координатах имеют вид:

$$\begin{aligned}
 e_t^t &= -\frac{aM}{8\pi} \frac{e^{-m\chi}}{\chi}, \\
 e_r^r &= \frac{aM}{8\pi} \left[ \frac{\delta(\chi)}{m^2} - \frac{e^{-m\chi}}{\chi} \right], \\
 e_\theta^\theta &= e_\varphi^\varphi = 0, \\
 e_j^\mu &= 0 \quad (\mu \neq \nu)
 \end{aligned}
 \tag{32}$$

Для уверенности в правильности решения (32) отметим, что оно удовлетворяет уравнению (24) и всем полученным из него вспомогательным уравнениям (25)-(28).

С помощью решения (32) и решения уравнения Эйнштейна в линейном приближении (23)

$$\begin{aligned}
 \Phi_t^t &= -V = -\frac{GM}{\chi}, \\
 \Phi_r^r &= V = \frac{MG}{\chi}, \\
 \Phi_\theta^\theta &= \Phi_\varphi^\varphi = 0, \\
 \Phi_j^\mu &= 0 \quad (\mu \neq \nu).
 \end{aligned}$$

можно найти эффективный метрический тензор (13) в линейном

приближении  $\tilde{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + 2(e_{\mu\nu} + \Phi_{\mu\nu})$  в виде

$$\tilde{g}_{tt} = 1 - 2V \left( 1 + \frac{a}{8\pi G} e^{-mx} \right),$$

$$\tilde{g}_{rx} = -1 - 2V \left( 1 - \frac{a}{8\pi G} e^{-mx} \right).$$

(33)

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

$$\tilde{g}_{\varphi\varphi} = -r^2 \sin^2 \theta.$$

Используя (33) и уравнения движения фотонных по геодезической

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \tilde{\Gamma}^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0,$$

где  $\tilde{\Gamma}^\mu_{\alpha\beta}$  — эффективные символы Кристоффеля, построенные из (33), можно получить угол отклонения световых лучей и время задержки радиолокационных сигналов в поле Солнца

$$\varphi = \int_{r_1}^{\infty} \left( -\tilde{g}_{rx} \right)^{1/2} \left( \frac{\tilde{g}'_{tt}}{r'^2 \tilde{g}_{tt}} - \frac{1}{r^2} \right)^{-1/2} \frac{dx}{r^2},$$

$$t = \int_{r_1}^{r_2} \left( -\tilde{g}_{rx} \tilde{g}'_{tt} \right)^{1/2} \left( \frac{\tilde{g}'_{tt}}{r'^2 \tilde{g}_{tt}} - \frac{1}{r^2} \right)^{-1/2} \frac{dx}{r \tilde{g}_{tt}}.$$

Разлагая подынтегральные выражения по  $V$  и беря интегралы, получаем

$$\varphi = \varphi_{Эйн} + \varphi_{\theta} = \left( \frac{g}{2} + 2 \frac{MG}{r'} \right)_{Эйн} + \frac{aM}{8\pi} \left\{ \frac{g}{2} - \int_0^{mx'} K_0(mx') d(mx') \right\},$$





$$t = t_{\text{Эйн}} + t_{\theta} = \left( \sqrt{\nu_2^2 - \nu_1^2} + MG \sqrt{\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_2 + \nu_1}} + 2MG \ln \left| \frac{\nu_2 + \sqrt{\nu_2^2 - \nu_1^2}}{\nu_1} \right| \right)_{\text{Эйн}} -$$

$$- \frac{\alpha M \nu_1^2}{8\mathcal{H}} \left\{ \frac{e^{-m\nu_1}}{\sqrt{\nu_2^2 - \nu_1^2}} + m [K_0(m\nu_2) - K_0(m\nu_1)] \right\},$$

где  $K_0(x) = \lim_{\nu \rightarrow 0} K_\nu(x)$  - функция Макдональда нулевого порядка.

Из экспериментов  $\varphi_{\text{Эйн}} = (1,75 \pm 0,2)''$ ,  $t_{\text{Эйн}} = (28 \pm 2) \text{ мкс}$  вытекают ограничения на значения полученных поправок к эйнштейновским значениям  $\varphi_{\theta}$  и  $t_{\theta}$ .

Кроме гравитационных экспериментов калибровочные поля не-динамической группы Пуанкаре могут вызывать эффекты и в теории элементарных частиц. Из-за чрезвычайной малости массы частиц калибровочного поля группы Пуанкаре во время распадов может родиться одна или несколько таких незамеченных нейтральных частиц. Если допустить, что они обладают гиперзарядом, то можно объяснить ненаблюдаемость распадов протона и  $K^{\pm} = \mathcal{P}^{\pm} + \dots$ . В этих эффектах уже в первом порядке теории возмущения могут родиться частицы калибровочного поля группы Пуанкаре /23/.

Поступила 13.1.1987

ЗакНИИ, Отдел КИС



1. Г.А.Сарданашвили. Известия ВУЗ-ов, № 12, 52, 1984.
2. Д.Д.Иваненко, Л.И.Пронин, Г.А.Сарданашвили. Калибровочная теория гравитации, М., 1985.
3. Т.Киббл. В кн.: Элементарные частицы и компенсирующие поля, М., 1964.
4. В.Н.Мономарев, А.Д.Барвинский, Ю.Н.Обухов. Геометродинамические методы и калибровочный подход в теории гравитационных взаимодействий, М., 1984.
5. K.Kikkawa, N.Nakanishi, H.Nariai. Gauge theory of gravitation, Berlin, 1983.
6. A.Kadič, D.Edelen, Gauge theory of dislocations and disclinations, Berlin, 1983.
7. Р. де Вит. Континуальная теория дислокаций, М., 1977.
8. G.A.Sardanashvili, M.Gogberashvili. Abstracts of 11-th Int. grav. conf., Stockholm, 1986.
9. D.Edelen, Int. J. Theor. Phys. 24, 659, 1985.
10. В.И.Родичев. Теория тяготения в ортогональном репере, М., 1974.
11. N.Rosen. Found. Phys. 15, 997, 1985.
12. Э.Кренер. Общая континуальная теория дислокаций. М., 1965.
13. Г.Ю.Традер. Теория гравитации и принцип эквивалентн., М., 1975.







M. Gogberashvili

# POINCARÉ GAUGE FIELDS AS "DEFECTS" OF SPACE-TIME MANIFOLD

## Summary

The gauge theory of non-dynamic Poincaré group fails to succeed in providing a gravitational field. Therefore, the question of the physical meaning of their potentials arises. These fields are shown define the fifth fundamental interaction, particular non-gravitational structure over space-time, which can be treated as sui generis space-time "defects". Their sources are the canonical energy-moment and spin tensors of matter. These fields can introduce the observable "Yukawa" type correction to the Newtonian gravitation potential, to photon deflection by the Sun field effect, and can explain the non-observation of proton or  $\pi^1$ - $\beta^1$  decay.



277, 1988

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ СВОЙСТВ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ  
МАТЕРИАЛОВ, ВЫЗВАННЫХ ВЛИЯНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ И  
ВЛАЖНОСТИ

Л.С. Чоторлишвили

I. Состояние вопроса

При решении практических задач часто возникает необходимость исследования климатической стабильности неметаллических материалов (НМ); когда на них одновременно действуют температура и влажность. Проблема прогнозирования изменений свойств НМ в таком случае значительно усложняется. В этом случае в материале одновременно протекают два взаимосвязанных механизма старения: термическая деструкция и гидролитическая деструкция. Оба эти "механизма" старения протекают с определенными весовыми соотношениями, внося свой вклад в изменение свойств материалов.

Эту проблему можно изучить по результатам испытаний в естественных или в искусственных условиях /1/. Но проведение испытаний в естественных условиях связано с большими финансо-



выми затратами и может дать ответ с большим запозданием (годы). А проведение искусственных испытаний не дает возможности моделировать любые условия эксплуатации /2/.

Изучение взаимосвязанных процессов термической и гидродлитической деструкции, протекающих в материале, и расчет по этим данным срока службы материалов практически невозможны. Несмотря на то, что термической деструкции НМ посвящено большое число исследований и достигнуты значительные успехи, на сегодняшний день они недостаточны для оценки весовой доли термической деструкции. Еще сложнее обстоит дело для установления весовой доли влияния влаги на изменение свойств НМ /3/.

Во всех физических процессах, протекающих в различных физических системах, всегда имеет место необратимость, так как в каждом из них всегда существует процесс тепло- и массообмена с окружающей средой, сопровождающийся необратимыми физическими и химическими изменениями /5/.

Поэтому ясно, что в реальных условиях старения НМ для необратимых процессов будут более благоприятные условия, чем для обратимых. Необратимые процессы в НМ будут сопровождаться изменением их свойств, определяющих срок службы НМ.

Предложенный в данной работе метод прогнозирования изменений свойств НМ основан на ускоренных климатических испытаниях, которые проводятся в более жестких условиях, чем хранение и эксплуатация НМ. При ускоренных испытаниях процессы, ускоряющие старение НМ, протекают необратимо и поэтому поддаются описанию функцией прогноза, построенной нижеприведенным путем.



## 2. Построение функции прогноза

По данным ускоренных температурно-влажностных испытаний, проведенных при уровнях влажности  $W_0 > W_1 > W_2 > \dots > W_x$  при каждом фиксированном уровне температуры  $T_0 > T_1 > T_2 > \dots > T_v$ , установим зависимости показателя свойств  $y$  от времени в виде полиномов /4/:

$$y(T_0, W_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{0n} t^n$$

$$y(T_0, W_1, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{1n} t^n$$

$$y(T_0, W_x, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{xn} t^n$$

$$y(T_1, W_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_{0n} t^n$$

$$y(T_1, W_1, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_{1n} t^n$$

$$y(T_1, W_x, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_{xn} t^n$$

$$y(T_v, W_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k g_{0n} t^n$$

$$y(T_v, W_1, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k g_{1n} t^n$$

$$y(T_v, W_x, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k g_{xn} t^n$$

(2.1)



где  $y_0$  - начальное значение показателя свойства  $y$ .

Ясно, что коэффициенты полиномов  $a_{in}, b_{in}, \dots, g_{in}$  являются функциями температуры и влажности. Запишем (1) в общем виде при фиксированных значениях

$$y(T_0, w, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K a_n(T_0, w) t^n \quad (2.2)$$

$$y(T_1, w, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K b_n(T_1, w) t^n$$

-----  
-----

$$y(T_v, w, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K g_n(T_v, w) t^n$$

Представим  $a_n(T_0, w)$  в виде

$$a_n(T_0, w) = a_n^1 \exp \left[ -\frac{nU(T_0, w)}{R} \left( \frac{1}{w'} - \frac{1}{w} \right) \right]. \quad (2.3)$$

При  $w = w'$  имеем  $a_n(T_0, w') = a_n^1$ , т.е.  $a_n^1$  является коэффициентом полинома  $y(T_0, w, t)$  при  $w = w'$ .

$\frac{U(T_0, w)}{R}$  - параметр вариации, подлежащий определению.

С учетом (2.3) первый полином в (2.2) запишется в виде:

$$y(T_0, w, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K a_n^1 t^n \exp \left[ -\frac{nU(T_0, w)}{R} \left( \frac{1}{w'} - \frac{1}{w} \right) \right]. \quad (2.4)$$



Запишем выражение (4) для двух значений  $W_0$  и  $W_1$

$$y(T_0, W_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K a_n' t^n \exp\left[-\frac{nU(T_0, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_0}\right)\right], \quad (2.5)$$

$$y(T_0, W_1, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K a_n' t^n \exp\left[-\frac{nU(T_0, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_1}\right)\right].$$

Выберем моменты времени  $\tau_{0i}$  для  $y(T_0, W_0, t)$  и  $t_{0i}$  для  $y(T_0, W_1, t)$ , при которых выполняется равенство:

$$y(T_0, W_0, \tau_{0i}) = y(T_0, W_1, t_{0i}). \quad (2.6)$$

Подставляя в (2.6) выражения (2.5), будем иметь:

$$\sum_{n=1}^K a_n' \tau_{0i}^n \exp\left[-\frac{nU(T, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_0}\right)\right] - t_{0i}^n \exp\left[-\frac{nU(T, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_1}\right)\right] = 0.$$

Так как  $a_n' \neq 0$ , ясно, что

$$\tau_{0i}^n \exp\left[-\frac{nU(T, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_0}\right)\right] - t_{0i}^n \exp\left[-\frac{nU(T, W)}{R} \left(\frac{1}{W'} - \frac{1}{W_1}\right)\right] = 0$$



При  $n=1$  отсюда находим:

$$\frac{U(T, W)}{R} = \frac{W_0 \cdot W_1}{W_0 - W_1} \ln \frac{t_{01}}{\tau_{01}} \quad (2.7)$$

Выражение (2.7) будем называть параметром вариации при температуре  $T_0$  и влажности  $W_1$ . Будем писать:

$$\frac{U(T_0, W)}{R} = \frac{W_0 \cdot W_1}{W_0 - W_1} \ln \frac{t_{01}}{\tau_{01}} \quad (2.8)$$

Аналогично для пар  $(T_0, W_0) - (T_0, W_2)$ ,  $(T_0, W_0) - (T_0, W_3)$ , ...

...  $(T_0, W_0) - (T_0, W_x)$  получим последовательность параметра вариации:

$$\begin{aligned} \frac{U(T_0, W_2)}{R} &= \frac{W_0 \cdot W_2}{W_0 - W_2} \ln \frac{t_{02}}{\tau_{02}} \\ \frac{U(T_0, W_3)}{R} &= \frac{W_0 \cdot W_3}{W_0 - W_3} \ln \frac{t_{03}}{\tau_{03}} \\ &\dots \\ \frac{U(T_0, W_x)}{R} &= \frac{W_0 \cdot W_x}{W_0 - W_x} \ln \frac{t_{0x}}{\tau_{0x}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Проведем аналогичные расчеты для пар:  $(T_0, W_0) - (T_1, W_1)$ ,



$$(T_0, W_0) - (T_1, W_2), (T_0, W_0) - (T_1, W_3), \dots (T_0, W_0) - (T_1, W_x)$$


---

$$(T_0, W_0) - (T_v, W_1), (T_0, W_0) - (T_v, W_2), \dots (T_0, W_0) - (T_v, W_x)$$

получим следующую последовательность параметров вариации:

$$\frac{u(T_v, W_1)}{R} = \frac{W_0 \cdot W_1}{W_0 - W_1} \ln \frac{t_{v1}}{\tau_{v1}}$$

$$\frac{u(T_v, W_2)}{R} = \frac{W_0 \cdot W_2}{W_0 - W_2} \ln \frac{t_{v2}}{\tau_{v2}} \quad (2.10)$$


---

$$\frac{u(T_v, W_x)}{R} = \frac{W_0 \cdot W_x}{W_0 - W_x} \ln \frac{t_{vx}}{\tau_{vx}}$$

Используя интерполяционную формулу Ньютона /4/, из (2.8), (2.9), (2.10) найдем параметр вариации как функцию температуры  $T$  и влажности  $W$ .

$$\frac{u(T, W)}{R} = \frac{u(T_0, W_1)}{R} + \frac{\Delta^{+0} \cdot u(T_0, W_1)}{hR} (T - T_0) + \quad (2.11)$$

$$+ \frac{\Delta^{0+1} u(T_0, W_1)}{lR} (W - W_1) + \frac{1}{2} \frac{\Delta^{2+0} u(T_0, W_1)}{h^2 R} (T - T_0)(T - T_1) +$$

$$+ 2 \frac{\Delta^{1+1} u(T_0, W_1)}{hlR} (T - T_0)(W - W_1) + \frac{\Delta^{0+1} u(T_0, W_1)}{l^2 R} (W - W_1)(W - W_2)$$

где  $h$  и  $l$  - шаги интерполяции по  $T$  и по  $W$  соответственно.



Из (2.3) определим

$$a'_n(T_0, W_0) = a_n(T_0, W_0) \exp \left[ -\frac{nU(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W'} - \frac{1}{W_0} \right) \right] \quad (2.12)$$

и подставим в (2.4) выражение (2.11), (2.12), получим функцию прогноза;

$$y(T, W, t) = y_0 + \sum_{n=1}^K a_n(T_0, W_0) t^n \exp \left\{ -\left[ \frac{U(T_0, W_1)}{R} + \frac{\Delta^{1+0} U(T_0, W_1)}{hR} (T-T_0) + \frac{\Delta^{0+1} U(T_0, W_1)}{lR} (W-W_1) + \frac{1}{2} \frac{\Delta^{2+0} U(T_0, W_1)}{h^2 R} (T-T_0)(T-T_1) + 2 \frac{\Delta^{1+1} U(T_0, W_1)}{hlR} (T-T_0)(W-W_1) + \frac{\Delta^{0+2} U(T_0, W_1)}{l^2 R} (W-W_1)(W-W_2) + \dots \right] \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{W_0} \right) \right\} \quad (2.13)$$

Формула (2.13) удобна для практических расчетов при проведении прогнозов изменения свойств НМ.

### 3. Прогнозирование изменений ползучести полиэфирной смолы

В работах /6,7,8/ проведены исследования влияния темпе-



ратурно-влажностных уровней на ползучесть полиэфирной смолы Ш-3 при растяжении, сдвиге и совместных воздействиях этих нагрузок.

По результатам, полученным при одномерном растяжении, построим функцию прогноза податливости при ползучести, при влажности  $W = 2,0\%$  и температуре  $T = 323$  К, будем иметь:

$$\begin{aligned} \epsilon(W, T, t) = & 10,1950t \exp \left[ -\frac{u(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2,00} \right) \right] - \\ & - 6,7958t^2 \exp \left[ -\frac{2u(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2,00} \right) \right] + \\ & + 2,2333t^3 \exp \left[ -\frac{3u(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2,00} \right) \right] - \\ & - 0,3542t^4 \exp \left[ -\frac{4u(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2,00} \right) \right] + \\ & + 2,1666 \cdot 10^{-2} t^5 \exp \left[ -\frac{5u(T, W)}{R} \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2,00} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.1)$$

где параметр вариации выражается соотношением:

$$\begin{aligned} \frac{u(T, W)}{R} = & \frac{2,00 \cdot W}{2,00 - W} \left\{ 5,2983 - 6,2935 \cdot 10^{-2} (T - 293) - \right. \\ & - 0,9747 (W - 0,70) + 0,50 \left[ 1,2340 \cdot 10^{-3} (T - 293)(T - 313) - \right. \\ & \left. \left. - 1,3310 \cdot 10^{-2} (T - 293)(W - 0,70) + 1,0575 (W - 0,70)(W - 1,25) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

В таблице приведены результаты прогнозируемых  $\epsilon_p$  и

Податливость при ползучести полиэфирной смолы ПН-3

№	E	TK	W%	$\frac{1}{R}(T, W)$	Продолжительность испытания, годы					
					0	I	2	3	4	5
1.	$E_u$	293	0,50	3,7150	0,00	0,05	0,07	0,12	0,15	0,18
	$E_p$				0,00	0,06	0,08	0,12	0,16	0,20
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	20	14	0	6	11
2.	$E_u$	313	0,50	2,9113	0,00	0,20	0,30	0,40	0,50	0,55
	$E_p$				0,00	0,12	0,25	0,38	0,50	0,62
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	35	16	5	0	12
3.	$E_u$	293	0,70	5,7059	0,00	0,05	0,10	0,15	0,20	0,22
	$E_p$				0,00	0,05	0,10	0,15	0,20	0,26
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	0	0	0	0	13
4.	$E_u$	313	0,70	4,3503	0,00	0,30	0,45	0,50	0,55	0,60
	$E_p$				0,00	0,15	0,37	0,54	0,70	0,80
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	36	17	8	27	33
5.	$E_u$	293	1,25	15,8040	0,00	0,10	0,20	0,25	0,36	0,32
	$E_p$				0,00	0,08	0,17	0,24	0,32	0,40
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	20	15	4	6	25
6.	$E_u$	313	1,25	11,1903	0,00	0,60	0,80	1,00	1,14	1,25
	$E_p$				0,00	0,35	0,62	0,95	1,29	1,41
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	41	15	1	13	13
7.	$E_u$	293	1,50	27,7452	0,00	0,15	0,23	0,25	0,30	0,35
	$E_p$				0,00	0,10	0,20	0,25	0,30	0,40
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	33	13	16	30	31
8.	$E_u$	313	1,50	19,5498	0,00	0,85	1,15	1,35	1,45	1,65
	$E_p$				0,00	0,58	0,75	1,08	1,40	1,72
	$\frac{\Delta E}{E_u} \%$				0	31	35	20	4	4





измеренных  $\epsilon_u$  значений податливости при ползучести полиэфирной смолы ПН-3 в интервале времени 5 часов. Как видно из таблицы, расхождение между  $\epsilon_p$  и  $\epsilon_u$  максимален, в начале интервала  $t = 1$  час, а потом уменьшается.

Среднее арифметическое расхождение равно 15%.

Поступила 30.IV.1987

ГОССТАНДАРТ, НПО "ИСАРИ"

### Литература

1. В.Э.Зоткин. Стандарты и качество, № 9, 62, 1977.
2. О.И.Карпужин. Успехи химии, т.Х, 1Х, 1980.
3. Химические реакции полимеров. Под редакцией В.Феттеса. Перевод с английского, "МИР", М., 1967.
4. Б.П.Демидова, И.А.Марон. Основы вычислительной математики, Госиздат физ.мат.лит., М., 1969.
5. Г.М.Бартенев, Ю.В.Зеленев. Физика и механика полимеров. М., "Высшая школа", 1983.
6. Р.Д.Максимов, Е.А.Соколов, В.П.Мочалов. Механика полимеров, №3, 393, 1975.
7. В.П.Уржумцев. Механика полимеров, №1, 66, 1975.
8. Р.Д.Максимов, Е.А.Соколов, В.П.Мочалов. Механика полимеров, № 6, 976, 1975.
9. В.Р.Регель, А.И.Слущер, Э.в.Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел, "Наука", М., 1974.
10. Ю.А.Тобольский. Свойства и структура полимеров, "Высшая школа", М., 1966.
11. В.А.Каргин, Г.Д.Слонимский. Краткие очерки по физико-химии полимеров, "Московский университет", М., 1960.



ე. ქოჭორლიშვილი

არალითონური მასალების მკვლევარების თეორიული და  
თარგმნებითი მუშაობების და მათზე დაფუძნებული  
პროგნოზების

შეჯამება

რეზიუმე

ნაშრომში მოცემულია არალითონური მასალების მკვლევარების პროგნოზების პროგნოზების მეთოდი, როდესაც მასალების მკვლევარების პროგნოზების გამოწვევას უწვევებს და ადინამიკის ურთიერთობის გამოყენებით. მეთოდი დაფუძნებულია ჩვენს მათზე დაფუძნებული გამოცდებით, რომელიც აჩვენებს უფრო მეტად პროგნოზების, ვიდრე მასალების ექსპლუატაციის პირობებს.


L. Chotorlishvili

ON THE PREDICATION OF THE CHANGE OF THE PROPERTIES OF  
NONMETALLIC MATERIALS CAUSED BY THERMAL AND HUMIDITY  
EFFECTS

Summary

The paper proposes a method for predicting the change of the properties of nonmetallic materials, when the change is due to simultaneous thermal and humidity effects. The method is based on speedup climatic tests carried out in more rigorous conditions than are the working conditions of the given materials.



  
საქართველოს  
საბჭოთავო  
საგარეო ურთიერთობების  
მინისტროს  
საგარეო ურთიერთობების  
საბჭოთავო უნივერსიტეტი

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета  
თბილისის შრომის წითელი გზის ორდენის საბჭოთავო  
უნივერსიტეტის შრომები

277, 1988

МЕТОД ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ  
НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

И.С. Чоторлишвили

1. Состояние проблемы

Широкое использование неметаллических (НМ) материалов во всех областях деятельности человека вызвало бурное развитие их промышленного производства. Получено множество НМ и продолжается успешная их разработка с заранее заданными свойствами с целью удовлетворения требований, поставленных современной техникой.

Но как показала практика, НМ обладает определенным комплексом свойств в исходном состоянии, которые изменяются во времени, в процессе старения. Старение НМ – это совокупность его химических и физических превращений при переработке, хранении и эксплуатации. При этом НМ подвергаются действию разнообразных химических и физических процессов: тепла, влаги, света, проникающей радиации, механических нагрузок и т.д. Воздействие этих факторов создает условия для инициирования и развития химических и физических превращений, обуславливая



ющих старение НМ.

На сегодняшний день существует два направления определения сроков службы НМ:

1. Моделирование условий эксплуатации и хранения НМ в лаборатории, в более жестких условиях, тождественных условиям эксплуатации и хранения.

2. Изучение всех процессов, протекающих в НМ, в определенных условиях и расчет по этим данным срока службы материала в любых условиях.

В данной работе предлагается метод прогнозирования изменений свойств НМ, вызванных влиянием тепла. Метод основан на ускоренных испытаниях, которые проводятся в более жестких условиях, чем условия эксплуатации или хранения НМ.

## 2. Метод прогнозирования изменений свойств неметаллических материалов

По данным ускоренных испытаний неметаллических материалов, проведенных в более жестких условиях при температурах  $T$  установим зависимость показателя свойств  $y$  от времени для каждого уровня температуры в виде полиномов:

$$y(T_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{0n} t^n$$

$$y(T_1, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{1n} t^n \quad (2.1)$$

---

$$y(T_v, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_{vn} t^n$$





где  $y_0$  - начальное значение показателя свойств, коэффициенты, которые можно определить методами Ньютона, Гаусса, Лагранжа /3,4/.

Ясно, что коэффициенты  $a_{in}$  являются функциями температуры. Поэтому, запишем (2.1) для произвольного уровня температуры:

$$y(T, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k a_n t^n, \quad (2.2)$$

индекс  $i$  опущен.

Ввиду того, что процессы старения протекают по закону экспоненты, представим  $a_n(T)$  в виде

$$a_n(T) = b_n \exp \left[ -\frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T'} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (2.3)$$

где  $\frac{U}{R}$  - величина, подлежащая определению,  $R$  - универсальная газовая постоянная.

Из (2.3) ясно, что при  $T=T'$  имеем  $a_n = b_n$ , т.е.  $b_n$  является коэффициентом полинома, соответствующего температуре  $T'$ .

Подставляя выражение (2.3) в (2.2), будем иметь

$$y(T, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_n t^n \exp \left[ -\frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T'} - \frac{1}{T} \right) \right]. \quad (2.4)$$



Запишем выражение (2.4) для двух различных уровней температуры  $T_v$ ,  $T_0$ :

$$y(T_v, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_n t^n \exp \left[ -\frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_1} \right) \right], \quad (2.5)$$

$$y(T_0, t) = y_0 + \sum_{n=1}^k b_n t^n \exp \left[ -\frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right) \right].$$

Выберем моменты времени  $t_{20}$  для  $y(T_0, t)$  и  $t_{1v}$  для  $y(T_v, t)$ , при которых выполняется равенство

$$y(T_v, t_{1v}) = y(T_0, t_{20}). \quad (2.6)$$

Подставляя в (2.6) выражения из (2.5), будем иметь

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^k b_n t_{1v}^n \exp \left[ \frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_1} \right) \right] = \\ = \sum_{n=1}^k b_n t_{20}^n \exp \left[ \frac{nU}{R} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Ограничимся первыми членами рядов, будем иметь

$$b_1 \left\{ t_{1v} \exp \left[ \frac{U}{R} \left( \frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_1} \right) \right] - t_{20} \exp \left[ \frac{U}{R} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) \right] \right\} = 0 \quad (2.7)$$



Так как  $b_1 \neq 0$ , ясно

$$t_{1V} \exp\left[\frac{U}{R} \left(\frac{1}{T_V} - \frac{1}{T_1}\right)\right] - \quad (2.8)$$

$$- t_{20} \exp\left[\frac{U}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1}\right)\right] = 0.$$

Отсюда находим

$$\frac{U(T_0)}{R} = \frac{T_V T_0}{T_V - T_0} \ln \frac{t_{20}}{t_{1V}}. \quad (2.9)$$

Величину (2.9) будем называть параметром вариации термической деструкции исследуемого неметаллического материала, определенной для температуры  $T_0$ .

Проводя аналогичные расчеты при температурах  $(T_V, T_1)$ ,  $(T_V, T_2)$ , .....,  $(T_V, T_{V-1})$ , для параметра вариации получим следующие значения:

$$\frac{U(T_1)}{R} = \frac{T_V T_1}{T_V - T_1} \ln \frac{t_{21}}{t_{11}} \quad (2.9)$$

$$\frac{U(T_2)}{R} = \frac{T_V T_2}{T_V - T_2} \ln \frac{t_{22}}{t_{1V}}$$

$$\frac{U(T_{V-1})}{R} = \frac{T_V T_{V-1}}{T_V - T_{V-1}} \ln \frac{t_{2V-1}}{t_{1V}}$$

Используя интерполяционную формулу Ньютона /3/, из (8)



найдем параметр вариации как функцию температуры

$$\begin{aligned} \frac{u(T)}{R} = & \frac{u(T_0)}{R} + \frac{\Delta u(T_0)}{1! h R} (T - T_0) + \\ & + \frac{\Delta^2 u(T_0)}{2! h^2 R} (T - T_0)(T - T_1) + \\ & + \frac{\Delta^3 u(T_0)}{3! h^3 R} (T - T_0)(T - T_1)(T - T_2) + \dots \end{aligned} \quad (2.10)$$

где  $h$  - шаг интерполяции по  $T$ .

Из (2.3) определим  $b_n$  через  $a_n(T_v)$

$$b_n = a_n(T_v) \exp \frac{n u(T)}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_v} \right) \quad (2.11)$$

и подставим в (2.4) выражения (2.10) и (2.11), получим функцию прогноза

$$\begin{aligned} y(T, t) = & y_0 + \sum_{n=1}^k a_n(T_v) t^n \exp \left\{ - \left[ \frac{u(T_0)}{R} + \right. \right. \\ & + \frac{\Delta u(T_0)}{1! h R} (T - T_0) + \frac{\Delta^2 u(T_0)}{2! h^2 R} (T - T_0)(T - T_1) + \\ & + \left. \left. \frac{\Delta^3 u(T_0)}{3! h^3 R} (T - T_0)(T - T_1)(T - T_2) + \dots \right] \times \right. \\ & \left. \times \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_v} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (2.12)$$





### 3. Прогнозирование изменений предела текучести при сжатии

Проведем прогнозирование изменений предела текучести при сжатии "Полимера" по данным ускоренных испытаний, приведенных в таблице № 1.

Таблица № 1

№	Предел текучести при сжатии $\sigma$ $\frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$						
	ТК	Продолжительность испытания, сутки					
		0	10	20	30	40	50
1	383	753,9	799,5	816,0	825,3	814,7	811,2
2	393	753,9	811,9	832,7	846,7	847,7	845,1
3	403	753,9	842,0	852,7	863,6	867,6	871,9
4	413	753,9	857,0	883,9	895,1	895,1	870,0

Найдем функцию прогноза по данным предела текучести, проведенным при  $T=413$  К. Используя данные ускоренных испытаний за 40 суток, получим следующую функцию прогноза:

$$\sigma(T, t) = 758.9 - 17.89333t \exp\left[-\frac{U(T)}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{413}\right)\right] - 0.98383t^2 \exp\left[-\frac{2U(T)}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{413}\right)\right];$$

(3.1)



$$+ 2,6766610^{-2} t^3 \exp \left[ - \frac{3U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{413} \right) \right] -$$

$$- 2,7166610^{-4} t^4 \exp \left[ - \frac{4U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{413} \right) \right].$$

Для параметра вариации будем иметь следующее выражение:

$$\frac{U(T)}{R} = 26,9276T. \quad (3.2)$$

В таблице №2 приведены измеренные значения предела текучести  $\sigma_{и}$  "Полимера", хранящегося на закрытых стендах в течение 1 года, 3 лет и 5 лет, по двум испытательным станциям, расположенным в различных климатических районах СССР. Приведены также прогнозируемые значения предела текучести  $\sigma_{р}$ , рассчитанные по формуле (3.2).

Таблица № 2

№	Б	ТК	$\frac{U(T)}{R}$	Продолжительность испытания, сутки				
				0	360	1080	1800	3600
1.	$\sigma_{и}$	286,2	7706	753,9	770,1	758,6	819,7	
	$\sigma_{р}$			753,9	755,4	758,6	766,7	769
	$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_{и}} \%$			0	2	0		
2.	$\sigma_{и}$	289	7782	753,9	789,4	811,8	822,2	
	$\sigma_{р}$			753,9	756,1	760,4	764,6	783
	$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_{и}} \%$			0	4	6	6	





Сопоставление рассчитанных значений  $\epsilon_p$  с измеренными значениями  $\epsilon_u$  предела текучести показывает хорошее совпадение друг с другом. Рассчитанные значения  $\epsilon_p$  от их измеренных значений  $\epsilon_u$  расходятся не более, чем на 7%.

#### 4. Прогнозирование изменений удельного электрического сопротивления

В работе /5/ исследованы электрические и механические характеристики композиций ЭД - 6 + каолин + графит, в зависимости от термической обработки при различных уровнях температуры и длительности воздействия. Исследование показало, что электрические и механические характеристики композиции зависят от уровня температуры и длительности воздействия, т.е. от режима воздействия. Так как реализация всех режимов для получения композиции с заранее заданными свойствами, практически невозможна, построим функцию прогноза по данным единичных измерений, проведенных в работе /5/ и приведенных в таблице № I. Построенная таким образом функция прогноза дает возможность подобрать режим для получения композиции с заранее заданными свойствами.

Таблица № I.

№	ТК	Относительное удельное сопротивление $P_t / P_0$									
		Продолжительность испытания, часы									
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	398	1,00	0,95	0,93	0,92	0,91	0,90	0,90	0,90	0,90	
2	423	1,00	0,92	0,90	0,88	0,83	0,83	0,83	0,83	0,83	



№	TK	0	1	2	3	4	5	6	7	8
3.	448	1,00	0,85	0,80	0,78	0,76	0,73	0,71	0,70	0,70
4.	473	1,00	0,80	0,70	0,65	0,63	0,60	0,57	0,56	0,55
5.	498	1,00	0,72	0,62	0,55	0,52	0,48	0,45	0,44	0,43
6.	523	1,00	0,65	0,55	0,45	0,42	0,38	0,34	0,32	0,30
7.	548	1,00	0,60	0,48	0,41	0,36	0,29	0,25	0,22	0,20

По данным, приведенным в последней строке таблицы № 1, получим следующую функцию прогноза для удельного электрического сопротивления:

$$\begin{aligned}
 \frac{P_t}{P_0} = & 1,00 - 0,46497t \exp \left[ -\frac{U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{548} \right) \right] + \\
 & + 0,13727t^2 \exp \left[ -\frac{2U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{548} \right) \right] - \\
 & - 1,936810^{-2}t^3 \exp \left[ -\frac{3U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{548} \right) \right] + \\
 & + 9,890010^{-4}t^4 \exp \left[ -\frac{4U(T)}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{548} \right) \right],
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

в которой

$$\frac{U(T)}{R} = 11,6448T.$$

В таблице №2 приведены измеренные и рассчитанные по формуле (4.1) значения удельного электрического сопротивления композиции ЭД-6+каолин+графит. Сравнение рассчитанных значений удельного электрического сопротивления  $\frac{P_t}{P_0} \rho$  с соответствующими измеренными значениями  $\frac{P_t}{P_0} \rho$  показывает



хорошую согласованность. Относительная погрешность не превышает 15%.

Таблица № 2

№	$\frac{P_t}{P_0}$	ТК	$\frac{U(T)}{R}$	Относительное удельное электрическое сопротивление									
				Продолжительность испытания, часы									
				0	1	2	3	4	5	6	7		
1	$\frac{P_t}{P_0} U$	448	5216	1,00	0,85	0,80	0,78	0,76	0,73	0,71	0,70	0,68	
	$\frac{P_t}{P_0} P$			1,00	0,94	0,88	0,83	0,79	0,75	0,71	0,68		
	$\frac{\Delta P}{P} \%$			0	10	9	6	4	3	0	3		
2	$\frac{P_t}{P_0} U$	473	5400	1,00	0,80	0,70	0,65	0,63	0,60	0,57	0,56	0,54	
	$\frac{P_t}{P_0} P$			1,00	0,89	0,81	0,72	0,67	0,62	0,57	0,54		
	$\frac{\Delta P}{P} \%$			0	11	11	10	6	3	0	5		
3	$\frac{P_t}{P_0} U$	498	5700	1,00	0,72	0,62	0,55	0,52	0,48	0,45	0,44	0,42	
	$\frac{P_t}{P_0} P$			1,00	0,83	0,71	0,62	0,55	0,49	0,45	0,42		
	$\frac{\Delta P}{P} \%$			0	15	14	13	6	2	0	4		
4	$\frac{P_t}{P_0} U$	523	6540	1,00	0,65	0,55	0,45	0,42	0,38	0,34	0,32	0,30	
	$\frac{P_t}{P_0} P$			1,00	0,75	0,60	0,49	0,43	0,39	0,35	0,33		
	$\frac{\Delta P}{P} \%$			0	15	9	8	2	3	3	3		

Поступила 30.IV.1987

ГОССТАНДАРТ, НИО "ИСАРИ"

## Литература

1. И.М.Эмануэль. Успехи химии, 48, 2113, 1979.
2. О.И.Карлухина. Успехи химии, 49, 1523, 1980.
3. Б.П.Демядович, И.А.Марон. Основы вычислительной математики, Госиздат физ-мат. лит-ры, М., 1960.



4. Е.С.Вентцель. Теория вероятностей. "Наука", М., 1969.
5. В.В.Гуль, В.А.Соколова, Г.А.Клейн. Пластические мاسон, № 10, 47, 1972.
6. Г.М.Бартенев, Ю.В.Зеленев. Физика и механика полимеров, М., "Высшая школа", 1983.
7. В.Р.Регель, А.Н.Слущкер, Э.К.Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел, М., "Наука", 1974.
8. В.А.Каргин, Г.Л.Словимский. Краткие очерки по физико-химии полимеров, М., 1967.
9. В.Н.Воробьев. Пластические массы, № 8, 15, 1983.

რ. შოთორიშვილი

არაღრმობის მასალების მახასიათებლის ცვლილების  
პროგნოზირება  
ჩვენი მიზნით

ნაშრომში მოცემულია არაღრმობის მასალების მახასიათებლის შეცვლის პროგნოზის მეთოდი, რომელიც დაფუძნებულია სტრუქტურული ცვლილების ანტიკორმირების მეთოდზე, მეთოდი დაფუძნებულია სტრუქტურული აღმასრულებელი გამოცდებზე, რომელიც უზრუნველყოფს მეთოდი დაფუძნებულია, უზრუნველყოფს მასალების უსაფრთხოების პროგნოზირებას.

L. Chotorlishvili

ON THE PREDICTION OF THE CHANGE OF THE PROPERTIES OF  
NONMETALLIC MATERIALS

Summary

A method is proposed for predicting the change of the properties of nonmetallic materials due to temperature. The method is based on speedup climatic tests carried out in more rigorous conditions than the working conditions of the given materials.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შრომის ბრძოლის ორდენის მტკიცებლად სახელმწიფო  
უნივერსიტეტის შრომები

277, 1988

МАГНИТНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ДИПОЛЬНОГО РЕЗЕРВУ-  
АРА СПИНОВ ПРИ НЕРЕЗОНАНСНОМ НАСЫЩЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕ-  
ХОДОВ В ТВЕРДЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ

Т.А.Буяшвили, Н.П.Фокина

В работе /1/ был теоретически оценен сдвиг температуры диполь-дипольного ( $dd$ ) резервуара (ДДР) парамагнитных ионов или ядер при нерезонансном насыщении оптических переходов, однородное уширение (ОУ) которых обусловлено  $dd$  взаимодействием электронных (ядерных) спинов. Если образец помещен в постоянное магнитное поле и ОУ оптического перехода определяется электронным взаимодействием, то в случае сильной связи между электронным ДДР и ядерной зеемановской подсистемой сдвиг ДДР может быть обнаружен по увеличению ядерной поляризации /1/. В данной работе предлагается способ наблюдения охлаждения ДДР в нулевом постоянном поле с помощью переменного магнитного детектирующего поля, пригодный, если в кристалле имеются квадрупольные спиновые уровни, однородно уширенные тем же  $dd$  взаимодействием, что и оптические уровни. Это взаимодействие может быть как электронным (если



квадрупольные уровни электронные), так и ядрами (если квадрупольные уровни ядерные). Примером последнего случая могут служить квадрупольные уровни ядер  $H^{27}$  в рубине, однородно уширенные тем же  $dd$  взаимодействием, что и оптические уровни ионов  $Cr^{3+}$ .

Допустим, что энергетические уровни примесных парамагнитных ионов и ядер основной решетки кристалла описываются таким же гамильтонианом, как в работе /1/, однако с тем отличием, что вместо зеемановской энергии будет фигурировать квадрупольная энергия:

$$\mathcal{H}_Q = D \sum_i \left\{ (S_i^z)^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right\},$$

которой при  $S = 3/2$  соответствует частота перехода  $\omega_Q = 2|D|$  ( $Z$  - главная магнитная ось парамагнитных ионов либо ось симметрии тензора градиента электрического поля на ядерных спицах). Допустим, что в результате насыщения оптического перехода (ОП) установилось равновесие между подсистемой, связанной с ОП ( $\mathcal{H}_R$ )<sup>1</sup> и ДПР ( $\mathcal{H}_d'$ ). Квадрупольная подсистема при этом остается в равновесии с решеткой ( $\beta_Q = \beta_b$ , где  $\beta_b$  - обратная температура решетки). Предположим, что на образец действует слабое про-

<sup>1</sup> Здесь и далее обозначения работы /1/; температуры и частоты даны в энергетических единицах.





дольное ( $\parallel_z$ ) переменное магнитное поле низкой частоты ( $\omega \sim \omega_d$ , где  $\omega_d$  - средний квант ДДР). Вычислим сигнал поглощения от этого поля в приближении линейного отклика при двухтемпературном квазиравновесии аналогично тому, как это было сделано в работе /2/ в случае воздействия поперечного поля на зеемановскую подсистему и ДДР. Для этого используем статистический оператор

$$\rho = \exp[\beta_b \mathcal{H}_Q - \beta (\mathcal{H}_R + \mathcal{H}'_d)] .$$

$$\cdot \{ S \rho \exp[-\beta_b \mathcal{H}_Q - \beta (\mathcal{H}_R + \mathcal{H}'_d)] \}^{-1} ,$$

где  $\beta^{-1}$  - общая температура оптической подсистемы и ДДР. В отличие от ситуации работы /2/ в данном случае, вследствие того, что  $\mathcal{H}_Q$  коммутирует как с  $\mathcal{H}_R$  и  $\mathcal{H}'_d$ , так и с  $S^z$ , флуктуационно-диссипационное соотношение имеет более простой вид:

$$\chi'' = 2\pi\gamma^2 \langle (\delta S^z)^2 \rangle_b + \hbar \frac{\omega\beta}{2} \Phi_b^{zz}(\omega), \quad (1)$$

где  $\chi''$  - мнимая часть комплексной восприимчивости,

$$\Phi_b^{zz}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \delta S^z(t) \delta S^z \rangle}{\langle (\delta S^z)^2 \rangle},$$

$$\delta S^z = S^z - \langle S^z \rangle_b; \quad \langle S^z \rangle_b = 0;$$

$$S^z(t) = \exp(i\mathcal{H}'_d t) S^z \exp(-i\mathcal{H}'_d t);$$

$$\langle \dots \rangle_b = \text{Sp} \{ \exp(-\beta \mathcal{H}_d) \dots \}.$$

$$\cdot \{ \text{Sp} \exp(-\beta \mathcal{H}_d) \}^{-1}.$$

Для  $S = 3/2$  имеем:

$$\langle (S^z)^2 \rangle_b = \frac{Nq}{2} \frac{g \exp(-D\beta_b) + \exp(D\beta_b)}{\exp(-D\beta_b) + \exp(D\beta_b)},$$

второй момент функции  $\Phi_b^{zz}(\omega)$  приведен в /3/. При равновесии  $\mathcal{H}_R$  и  $\mathcal{H}'_d$  с решеткой ( $\beta = \beta_b$ ) величина  $\chi''$  мала, однако она усиливается в случае увеличения  $\beta$  (охлаждения ДДР) при перезонансном насыщении ОП (аналог эффекта Азаркина в магнитном резонансе /4/). При воздействии лазерного излучения частоты  $\Omega$  на оптический переход с центральной частотой  $\omega_0$  во вращающейся с частотой  $\omega_0$  системе координат (оператор перехода  $\exp(i\omega_0 R_x t)$ )



устанавливается единая обратная температура  $\beta$  равная  
 $1/T$

$$\beta = \frac{2f(\omega_0 - \Omega)}{(\omega_0 - \Omega)^2 + f\omega_d^2} \frac{\Delta}{\Delta^*}, \quad (2)$$

где  $\Delta$  и  $\Delta^*$  — однородная и неоднородная ширина ОП,  
 $f = N/N_Q$  в случае, когда ОУ оптических и квадрупольных  
 уровней обусловлено ядерным  $dd$  взаимодействием, и  
 $f = 1$ , если ОУ электронное,  $N$  — число парамагнитных ио-  
 нов,  $N_Q$  — число магнитных ядер. Усиленная восприимчи-  
 вость получается подстановкой (2) в (1), значения же  $\langle (S^z)^2 \rangle_L$   
 и  $\Phi_L^{zz}(\omega)$  при насыщении ОП не изменятся, в отличие  
 от ситуации работы /3/, где предполагалось, что охлаждение  
 ДФР достигается нерезонансным насыщением квадрупольных уров-  
 ней. Поэтому коэффициент усиления низкочастотной восприимчи-  
 вости в данном случае равен просто  $E = |\beta/\beta_L|$ , что  
 при  $(\omega_0 - \Omega)^2 \sim f\omega_d^2$  приводит к оценке:

$$E \sim \frac{\sqrt{f} \Delta}{\Delta^*} \frac{1}{\omega_d \beta_L}$$

в случае не слишком малого  $f$  и  $\Delta \leq \Delta^*$  и благодаря  
 всегда справедливому для парамагнетиков неравенству  $\omega_d \beta \ll 1$





გრაფიკით ნაჩვენებია მუდმივი უკუღმართი. მუდმივი გამოსაჯერება, აქვეყნისფარ-  
ში არსებობს კვარტუპლური სპინური რეზერვუარი, რომელიც გატანისერებას  
ინერვის იცევე რიპლ-რიპლური ურთიერებებია, რაც სპინურიას.

T. Buishvili, N. Fokina

MAGNETIC DETECTION OF THE SPIN DIPOLE RESERVOIR COOLING  
AT THE NON-RESONANT SATURATION OF OPTICAL TRANSITIONS  
IN SOLID PARAMAGNETS

Summary

A technique is suggested for observing spin dipole-dipole reservoir  
(average quantum  $\omega_d$ ) cooling which takes place at non-resonant satu-  
ration of optical transition. It consists in the registration of the enhancement  
of the imaginary part of complex susceptibility to a low-frequency magnetic  
field ( $\omega \sim \omega_d$ ) in zero constant field. This method is suitable if there are  
quadrupolar spin levels in the crystal, homogeneously broadened by the  
same dipole-dipole interaction as is the case with optical levels.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета



მატიკის ბრძანის წიგნი რჩების რეკონსტრუქციის საბეჭდო  
უნარიანობის ბრძანები

277, 1988

მატიკის ბრძანის განვითარებით სავსეობის მკვლევარი  
სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტი განვითარების  
დაცემისათვის

მ. კობახიძე

მეორე რიგის პარამეტრიული რეკონსტრუქციის საბეჭდო  
რეკონსტრუქციის განვითარება ასე განვიხილავთ /1/:

$$\dot{x} + x = f(x, \dot{x}), \quad (1)$$

სადა  $x$  - სისტემის კოორდინატია / $\mathbb{R}^n$ . უმ-ურთ ცვლადი სივრცე  
სისტემისა/,  $f(x, \dot{x})$  - განსაზღვრული არაწრფივი ფუნქციაა,  $f$   
ნარჩენად უმ-ურთ რიგის მცირე პარამეტრს. საერთო ამ განვითარებაში  
ყველა სივრცე ნორმირებულია,  $\mathbb{R}^n$ . უმ-ურთ რიგის  $\mathbb{R}^n$ . ფიზიკური  
ცვლადი, რომ  $f$  პარამეტრი ახასიათებს სისტემის დინამიკას,  
 $\mathbb{R}^n$ . სისტემის უმ-ურთ რიგის მცირეობის ხარისხს. ეს  $f \ll 1$   
/ $\mathbb{R}^n$ . დინამიკის უმ-ურთ რიგისა/, მაშინ (1) განვითარებით აღწერილი  
სისტემა თავისი მთავარი მახასიათებელი მახასიათებლის წრფივი  
კონსტრუქციის სისტემისა. ასეთ სისტემების რეკონსტრუქციის გან-  
ვითარებას ახარმონიურ ვა-რე-პოლის მეთოდით /წვლადი ცვლადი  
ამ-ურთ რიგის მეთოდით/ ან კვანძოვით, ან მცირე პარამეტრის მეთოდით  
/2/. როცა  $f$  პარამეტრი არაა მცირე / $\mathbb{R}^n$ . დინამიკის ანა-  
ლოგიური/, მაშინ ეს მეთოდები აღარ გამოიყენება.





ჩვენ შევავსებთ (1) განტოლებით აღწერილ სისტემების რამდენიმე დამოკიდება ნებისმიერი სასრულო- $\mu$  პარამეტრის ერთს. გავაწარმოოთ (1) განტოლება უტანხმობილზე  $\tau$  ერთით:

$$\ddot{x} + \dot{x} = \mu \frac{\partial f}{\partial x} \dot{x} + \mu \frac{\partial f}{\partial \dot{x}} \ddot{x}. \quad (2)$$

სტაციონარული რეჟიმში  $1/\omega$ .  $\mu$  ამპლიტუდის და  $\Omega$  სიხშირის დამყარების შემდეგ შეგვიძლია დაჭერით:

$$x = A \cos \Omega \tau. \quad (3)$$

ეს იმართსებება, რომ ამჟღინს ნომენტი ( $\tau=0$ ) შევაავსებთ სტაციონარული რეჟიმის საწყის მთებნჯთან /რომლის შემდეგ  $A$  და  $\Omega$  უკვე აღარ იცვლებიან/. ჩავსვათ (3) (1) და (2) განტოლებებში:

$$\left. \begin{aligned} (1-\Omega^2) A \cos \Omega \tau &= \mu f(A \cos \Omega \tau, -\Omega A \sin \Omega \tau), \\ (1-\Omega^2) \sin \Omega \tau &= \mu f'_x (A \cos \Omega \tau, -\Omega A \sin \Omega \tau) \sin \Omega \tau + \\ &+ \mu \Omega f'_v (A \cos \Omega \tau, -\Omega A \sin \Omega \tau) \cos \Omega \tau. \end{aligned} \right\} (4)$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$\Omega \tau = \alpha, \quad 0 \leq \alpha \leq \theta \quad (*)$$

და მოვახერხოთ (4) -ის ინტეგრება  $0$ -დან  $\theta$ -მდე:

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta &= \frac{\mu}{A(1-\Omega^2)} \int_0^\theta f(A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) d\alpha = F_1(A, \Omega, \theta); \\ 1 - \cos \theta &= \frac{\mu}{1-\Omega^2} \int_0^\theta f'_x (A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) \sin \alpha d\alpha + \\ &+ \frac{\mu \Omega}{1-\Omega^2} \int_0^\theta f'_v (A \cos \alpha, -\Omega A \sin \alpha) \cos \alpha d\alpha = F_2(A, \Omega, \theta). \end{aligned} \right\} (5)$$



უნიკალური მნიშვნელობის, რომელიც პარამეტრების გამოყვანა (1) განსაზღვრავს მისი სავალდებულო არ არის, რადგან ყველა განსაზღვრული იქნება მინიმალური სავალდებულო. გარდა ამისა  $\tau = \omega_0 t$ , სადა  $t$  - დრო,  $\omega_0$  - ბირთვული სიხშირე, ხოლო  $\omega_0$  - მუდმივი სიხშირე. ამიტომ განსაზღვრული სიხშირე-ების სავალდებულო სიხშირე.

(5) სიხშირის რეგულირება გამოყვანა შეიძლება რეგულირება.

ა/  $F_1$  და  $F_2$  ფუნქციები ისეა, რომ (5) -დან შეიძლება  $\Omega$  -ს გამოკრისა, მაშინ მიიღება განსაზღვრება:

$$F_2(A, \theta) = 0,$$

სადა  $\theta$  შეიძლება გამოყვანა  $A$  ამპლიტუდის მარტივად მნიშვნელობა:

$$F_2(A_{max}, \theta_{opt}) = 0. \tag{6}$$

$\theta = \theta_{opt}$  მნიშვნელობისათვის (6) -დან გამოკრის  $A_{max}$  -ს, ხოლო შეიძლება (5) სიხშირის  $i$  ან  $11$  განსაზღვრული გამოკრის  $\Omega$  სიხშირის.

ბ/  $F_1$  და  $F_2$  ფუნქციები იმდენად რთულია, რომ (5) სიხშირის არ ხერხდება  $\Omega$  -ს გამოკრისა. მაშინ  $\theta$  -ს ვაძლევთ მნიშვნელობებს განსაზღვრული ინტერვალში  $\theta = 2\pi$  მნიშვნელობის გარდა, რადგან ამ მნიშვნელობაში ფუნქციები სავალდებულო ვარაუდის მნიშვნელობა. მაგალითად,  $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ , სადა  $\theta_1 = \frac{\pi}{6}$  და  $\theta_2 = \frac{11}{6}\pi$ , ვ.ი.

$$\theta = \frac{1}{6}\pi, \frac{1}{3}\pi, \frac{1}{2}\pi, \frac{2}{3}\pi, \frac{5}{6}\pi, \frac{7}{6}\pi, \frac{4}{3}\pi, \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{3}\pi, \frac{11}{6}\pi.$$

ამ მნიშვნელობაში  $\theta$  -ს  $11$  მნიშვნელობას შეესაბამება (5) ტიპის  $11$  სიხშირე:





$$\left. \begin{aligned} \sin \frac{\theta}{6} &= F_1(A_1, \Omega_1, \frac{\theta}{6}) \\ 1 - \cos \frac{\theta}{6} &= F_2(A_1, \Omega_1, \frac{\theta}{6}) \end{aligned} \right\}$$

(I)

$$\left. \begin{aligned} \sin \frac{\theta}{3} &= F_1(A_2, \Omega_2, \frac{\theta}{3}) \\ 1 - \cos \frac{\theta}{3} &= F_2(A_2, \Omega_2, \frac{\theta}{3}) \end{aligned} \right\}$$

(II)



$$\left. \begin{aligned} \sin \frac{11\theta}{6} &= F_1(A_{11}, \Omega_{11}, \frac{11}{6}\theta) \\ 1 - \cos \frac{11\theta}{6} &= F_2(A_{11}, \Omega_{11}, \frac{11}{6}\theta) \end{aligned} \right\}$$

(XI)

(I), (II), ..., (XI) სისტემებიდან არაერთი შეესაბამება

$A_1, \Omega_1; A_2, \Omega_2; \dots; A_{11}, \Omega_{11}$  მნიშვნელობებს,

ამ სიძნაცვიდან არსებულ ამპლიტუდისა და სიხშირის იმ მნიშვნე-  
ლობებს, რომელთაც მათგანაღარი ამპლიტუდა შეესაბამება, აქედან  
ჩანს, რომ  $A$ -ს და  $\Omega$ -ს ფუნქციური მნიშვნელობების შესაძლებლად  
საჭიროა (I) - (XI) ტიპის განტოლებათა სისტემების რიცხვის გა-  
მრძა /ვ.ი.  $\theta$ -ს მნიშვნელობათა რიცხვის გაზრდა/. ამასთან  
მხარვედობაში უნდა გვეყრდეს, რომ  $0 < \theta < 2\pi$ , რადგან  $\theta > 2\pi$   
მნიშვნელობებისათვის ყველაფერი განმეორდება.

მატალითს სახით განვიხილოთ  $LC$ -ტრენჭატორის რბილი  
რეჟიმი /2/:

$$f(x, \dot{x}) = Qx - x^2 \dot{x}; \quad f'_x = -2x \dot{x}; \quad f'_{\dot{x}} = Q - x^2, \quad (7)$$



სადაც  $Q = 1 - \frac{\delta}{\omega_0 M S_0}$ ,  $\delta$  - სისხვედრის მიღწევაჟი  
/რხვედრითი კონტრუქციის ვარტისიანობის მუდრუდებულ სიდიდე/,  $\omega_0$  -  
გენერატორის რხვედრითი კონტრუქციის საკუთარი სიხშირე,  $M$  - ურთიერ-  
დობის კოეფიციენტი,  $S_0$  - აჩრდობივი ვლემენტის /ვლის ტან-  
ბისტორი ან ტორიკი/ მახასიათებლის რახრილობა ძემა ძეგტორში  
/ფაქტორიპ  $S_0 = S_{max} \cdot I$ . (\*), (3), (7) და (5) გამოსახულებ-  
ების დანახებარ ვლემენტით ასეე სისხვედა:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= -\frac{\mu Q \Omega}{1 - \Omega^2} f_2(\theta) + \frac{\mu \Omega A^2}{1 - \Omega^2} f_3(\theta), \\ f_2(\theta) &= \frac{\mu \Omega A^2}{1 - \Omega^2} [2f_4(\theta) - f_5(\theta)] + \frac{\mu Q \Omega}{1 - \Omega^2} f_1(\theta), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

სადაც

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= \sin \theta; \quad f_2(\theta) = 1 - \cos \theta; \quad f_3(\theta) = \frac{1}{3}(1 - \cos^3 \theta); \\ f_4(\theta) &= \frac{1}{3} \sin^3 \theta; \quad f_5(\theta) = (1 - \frac{1}{3} \sin^2 \theta) \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

გავსე (8) სისხვედრის I განტორება ამავე სისხვედრის II განტორე-  
ბაზე:

$$\frac{f_1(\theta)}{f_2(\theta)} = \frac{A^2 f_3(\theta) - Q f_2(\theta)}{A^2 [2f_4(\theta) - f_5(\theta)] + Q f_1(\theta)}$$

საიდანაც

$$A^2 = Q \varphi(\theta), \quad A = \sqrt{Q} \sqrt{\varphi(\theta)}, \quad A_0 = \frac{A}{\sqrt{Q}} = \sqrt{\varphi(\theta)}, \quad (10)$$

სადაც

$$\varphi(\theta) = \frac{[f_1(\theta)]^2 + [f_2(\theta)]^2}{f_2(\theta) f_3(\theta) + f_1(\theta) [f_5(\theta) - 2f_4(\theta)]} \quad (11)$$



հայեցած (9) (1) -ով:

$$\varphi(\theta) = \frac{24(1 - \cos\theta)}{7(1 - \cos\theta) + 2\cos 2\theta - \cos 3\theta - \cos 4\theta} \quad (12)$$

(10) և (12) ծածկասխելը ընդունելով խնայող մարմնի  $f_{max}^2$ -ն առցանց բաղադրելով  
 և  $\varphi_{max}$ -ն առցանց, յ.ճ. ընդունելով ընդհանուր շրջանագծի շրջանագծի:

$$\left. \frac{d\varphi}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_{opt}} = 0 \quad (13)$$

(12) -ն (13) -ով հասնելով որ  $\theta_{opt}$  ընդունելով ընդհանուր շրջանագծի:

$$\theta_{opt} = (2n+1) \frac{\pi}{2}, \quad n=0, 1, 2, 3, \dots \quad (14)$$

յ.ճ.

$$\varphi_{max} = \varphi(\theta_{opt}) - \varphi\left[\left(2n+1\right) \frac{\pi}{2}\right] = 6 \quad (15)$$

ստացված, (10) -ն խնայող մարմնի

$$A_{max} = \sqrt{\varphi_{max}} \sqrt{Q} \approx 2,449 \sqrt{Q} \quad (16)$$

(10) -ն խնայող մարմնի ընդունելով (8) -ն 1 խնայող մարմնի ընդունելով:

$$\frac{JQ\Omega}{1-\Omega^2} = \frac{f_1(\theta)}{\varphi(\theta)f_3(\theta) - f_2(\theta)} = \psi(\theta) \quad (17)$$

(17) -ն ստեղծելով խնայող մարմնի, (14) -ով հասնելով, որ  $\psi(\theta)$  խնայող մարմնի  
 ընդունելով խնայող մարմնի  $\psi(\theta)$  խնայող մարմնի ընդունելով խնայող մարմնի  
 ընդունելով խնայող մարմնի  $\psi(\theta)$  խնայող մարմնի ընդունելով խնայող մարմնի:

1/  $n=0$ ,  $\theta_{opt} = \frac{\pi}{2}$  և (17) -ն խնայող մարմնի

$$\psi\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{f_1\left(\frac{\pi}{2}\right)}{\varphi\left(\frac{\pi}{2}\right)f_3\left(\frac{\pi}{2}\right) - f_2\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 1 \quad (18)$$

հայեցած  $J = \omega_0 M S_0$ ,  $\psi = JQ = J - \delta$   
 և (18) -ն խնայող մարմնի ընդունելով (17) -ով խնայող մարմնի



$$\Omega^2 + (\mu - \delta)\Omega - 1 = 0,$$

საიდანაც

$$\Omega = -\frac{1}{2}(\mu - \delta) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\mu - \delta)^2 + 1}. \quad (19)$$

(19) ფორმულაში ფუნქციის წინ უნდა ავიღოთ "+" ნიშანი, რადგან

$\Omega$  სიხშირეა.

2/  $n=1$ ,  $\theta_{opt} = \frac{3}{2}\pi$  და

$$\gamma\psi\left(\frac{3}{2}\pi\right) = \frac{f_1\left(\frac{3}{2}\pi\right)}{\varphi\left(\frac{3}{2}\pi\right)f_3\left(\frac{3}{2}\pi\right) - f_2\left(\frac{3}{2}\pi\right)} = -1 \quad (20)$$

(17) და (20) ვაძიებთ

$$\Omega^2 - (\mu - \delta)\Omega - 1 = 0,$$

საიდანაც

$$\Omega = \frac{1}{2}(\mu - \delta) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\mu - \delta)^2 + 1}. \quad (21)$$

იგივე მიზეზის გამო (21)-შიც ფუნქციის წინ ავიღება "+" ნიშანი.

ამგვარად (19) -ს და (21) -ს შენახვად ვვაქვს:

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{4}(\mu - \delta)^2 + 1} \pm \frac{1}{2}(\mu - \delta). \quad (22)$$

მიღებული  $\#_{max}$  ამპლიტუდის მიგრაციის უაღრესი მნიშვნელობა ანერონი-  
ვისა და ვიჭის ლოკალიზაცია /2/. (1) განსაზღვრება ჩატვირთვით სისიგნის

სახით:

$$\frac{dx}{d\tau} = y = P(x, y); \quad \frac{dy}{d\tau} = -x + \mu f(x, y) = N(x, y). \quad (1')$$

(1') სისიგნის შენახვად

$$\frac{\partial P}{\partial x} \equiv 0; \quad \frac{\partial N}{\partial y} = \mu \frac{\partial f}{\partial y}. \quad (23)$$

ანერონივისა და ვიჭის ლოკალიზაციის შენახვად, აუ სრულდება უტოლობა

$$\mathcal{A} = \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \right)_{\substack{x=\varphi_0(\tau) \\ y=\psi_0(\tau)}} d\tau < 0, \quad (24)$$







$$h = \frac{T_{30} - \tau_0}{8} = \frac{2x - 0}{8} = \frac{x}{4} \approx 0,7854$$

(3) -ს ճանաչմամբ սահմանի շրջանում ընդհանուր (15) -

ժեստիվություն:

$$\tau_0 = 0, \quad x_0 = h_{max} = \sqrt{6Q} = \sqrt{3} \approx 1,732; \quad \dot{x}_0 = 0. \quad (28)$$

(28) -ի  $Q = 0,5$  /հարձակ շահամեծությունների ժեստիվություն  
 ժեստիվություն:  $\delta = 0,01$  և  $\omega_0 M \dot{x}_0 = \mu = 0,02$  / ընդհանուր  
 ժեստիվության ժամկետային 2,5. IV հոդվածի շրջանում /տ. /3/,  
 ԲՅ. 177/. Հարցն ընդհանուր (1) - և (7) - ը ճանաչմամբ

$$\ddot{x} = \mu f(x, \dot{x}) - x = 0,01 \dot{x} (1 - 2x^2) - x. \quad (29)$$

(29) ճանաչմամբ ընդհանուր (28) սահմանի շրջանում ընդհանուր  
 ժեստիվ (3) շրջանում, հոդվածի շրջանում ընդհանուր ժեստիվություն  
 ժեստիվություն  $h_{max}$  - ը ընդհանուր ժեստիվություն. ընդհանուր ժեստիվություն  
 ժեստիվություն հարձակ ժեստիվություն ժեստիվություն (29) - ը ընդհանուր  
 ժեստիվություն  $\frac{h}{2} \approx 0,3927$ . ընդհանուր ժեստիվություն ժեստիվություն  
 ժեստիվություն ժեստիվություն ժեստիվություն 1/15-ը. /տ. /3/, ԲՅ. 168/.  
 ժեստիվություն, հարցն ընդհանուր ժեստիվություն ժեստիվություն  
 ժեստիվություն 0,38.

ժեստիվություն 28.IX.1987. հարձակ ժեստիվություն ժեստիվություն





1. А.А.Андронов, А.А.Витт, С.Э.Хайкин. Теория колебаний, Москва, Гос. изд-во физ-мат. лит-ры, 1959.
2. И.М.Капчиноский. Методы теории колебаний в радиотехнике, Москва-Ленинград, Гос. энерг. изд-во, 1954.
3. Э.Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, Москва, "Наука", 1971.

М.Ш.Кобахидзе

К ТЕОРИИ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРНЫХ СХЕМ II ПОРЯДКА

Резюме

Показан путь нахождения амплитуды и частоты генераторных схем II порядка в стационарном режиме работы. При этом предполагается, что диссипация исследуемых систем практически не ограничена. В качестве примера разобран мягкий режим типичного  $LC$  генератора. Вычисленная амплитуда колебаний проверена на устойчивость с помощью теоремы Андронова и Витта. Достоверность полученных результатов обоснована численным интегрированием исходного уравнения (методом Рунге-Хэйна-Кутты).

M. Kobakhidze



ON THE THEORY OF THE QUANTITATIVE INVESTIGATION OF THE  
GENERATOR SCHEMES OF SECOND ORDER STATIONARY REGIME

Summary

The way is shown for finding the amplitude and frequency of second-order generator schemes under stationary working regime.

It is assumed that the dissipation of the systems under investigation is practically unlimited. The soft regime of a typical LC-generator is considered as an example. The calculated oscillation amplitude was stability checked with the help of the Andronov and Witt's theorem.

The validity of the results obtained was substantiated by integration of the initial equation (method of Runge-Hein-Kull).



277, 1988

О ФУНКЦИЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛЮОНА, ГЛЮОНА И КВАРКА  
В АDRОНЕ

И.С.Авалиани, Д.Т.Гегелия, Г.Ш.Джугардзе

1. Введение

С развитием партонной модели /1/, как универсального метода описания взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях, началось интенсивное исследование (как экспериментальное, так и теоретическое) структурных функций адрон-функций распределения партон-ов. Наряду с сечением взаимодействия партон-ов они являются основными величинами, необходимыми для описания взаимодействия.

На вопрос о сущности партон-ов и механизма их взаимодействия отвечает теория, призванная для описания взаимодействия адрон-ов. В рамках рассматриваемой в настоящей работе суперсимметрической теории ( $\mathcal{N} = 1$  суперсимметрия) /2/ роль партон-ов вместе с кварком ( $q$ ) и глюоном ( $g$ ) играют также их суперсимметрические партнеры - скварк ( $s$ ) и глюино ( $\tilde{g}$ ). Благодаря асимптотической свободе суперсимметрическая теория (СУСИ) является одной из возможных квантополе-



ных реализаций партонной модели - адрон можно рассматривать как конгломерат квазисвободных партонов. Поэтому взаимодействие внешнего источника с адроном представляется в виде взаимодействия с отдельным партоном, пропорциональным функции распределения  $f(x, Q^2)$ , где  $Q^2$  - квадрат 4-импульса, переданного адрону и  $x$  - доля импульса адрона, уносимого этим партоном (поперечным импульсом партона пренебрегается). Следовательно, возникает вопрос об определении функций распределений партонов. Информация об этих функциях необходима, т.к. с пучком новых сверхмощных ускорителей (УНК -  $\sqrt{S} = 6$  Тэв, SSC -  $\sqrt{S} = 40$  Тэв) могут быть обнаружены СУСИ - частицы и реакции в этой области энергии невозможно анализировать без учета всех  $f(x, Q^2)$ .

Теория не фиксирует массы глюино и скварка, они - свободные параметры. Существующие экспериментальные данные свидетельствуют о том, что глюино может быть в легким /3/, а масса скварка  $m > 70$  Тэв /4/. Поэтому мы рассмотрим случай, когда составляющими являются  $q$ ,  $g$  и  $\bar{q}$ , а функцией распределения скварка в адроне пренебрегаем.

В настоящей работе приведены решения в моментах уравнений эволюции /5/ для функций распределения  $q(x, Q^2)$ ,  $g(x, Q^2)$  и  $\bar{q}(x, Q^2)$  в их вид в импульсном пространстве вблизи кинематических границ с учетом вкладов отдельных составляющих. Обсуждается влияние глюино на вид  $q(x, Q^2)$ ,  $g(x, Q^2)$  и доли импульса адрона, уносимых партонами. Вычислены сечения подпроцессов типа  $a + \bar{a} \rightarrow b + c$ , где  $a, b, c$  - кварк и глюон.





2. Уравнения эволюции и их решения

Уравнения эволюции для функций распределения валентных кварков  $V(x,t)$ , всех кварков  $q_T(x,t)$  ( $q_T = q + V$ ), где  $q$  - распределение морских кварков), глюонов  $g(x,t)$  и глюино  $\lambda(x,t)$  имеют вид:

$$\frac{d}{dt} V(x,t) = \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{qq} \left( \frac{x}{z} \right) V(z,t),$$

$$\frac{d}{dt} q_T(x,t) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ P_{qq} \left( \frac{x}{z} \right) q(z,t) + P_{q\gamma} \left( \frac{x}{z} \right) q_T(z,t) \right],$$

(1)

$$\frac{d}{dt} g(x,t) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ P_{gg} \left( \frac{x}{z} \right) g(z,t) + P_{g\lambda} \left( \frac{x}{z} \right) \lambda(z,t) + P_{gq} \left( \frac{x}{z} \right) q_T(z,t) \right],$$

$$\frac{d}{dt} \lambda(x,t) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ P_{\lambda g} \left( \frac{x}{z} \right) g(z,t) + P_{\lambda\lambda} \left( \frac{x}{z} \right) \lambda(z,t) \right],$$

где

$$t = \frac{3}{2\tau - 2n_f} \ln \frac{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{\ln \frac{Q_0^2}{\Lambda^2}} \quad (2)$$

$\Lambda$  - масштабный параметр ( $\sim 100$  Мэв). Здесь  $n_f$  - число ароматов кварков.

Ядра уравнений (1)  $P_{ij}(x)$ , описывающие переход



$j \rightarrow i$  с условием на импульсы  $K_i = \tau K_j$ , приведенны в приложении I. Они удовлетворяют закону сохранения энергии-импульса:

$$\int_0^1 dx \cdot x [P_{gg}(x) + P_{gq}(x) + P_{qq}(x)] =$$

$$= \int_0^1 dx \cdot x [P_{gA}(x) + P_{Aq}(x)] = \int_0^1 dx \cdot x [P_{gg}(x) + P_{qq}(x)] = 0. \quad (3)$$

Начальные условия уравнений (I) -  $V(x, 0)$ ,  $q(x, 0)$ ,  $g(x, 0)$ ,  $A(x, 0)$  при  $Q = Q_0$  должны извлекаться из эксперимента. В дальнейшем мы используем следующую общепринятую параметризацию:

$$V(x) = V(x, 0) = A_V \frac{(1-x)^{\alpha_V}}{\sqrt{x}}, \quad (4)$$

$$\varphi(x) = A_\varphi \frac{(1-x)^{\alpha_\varphi}}{x}; \quad \varphi = q, g, A,$$

где  $A$  и  $\alpha$  - константы.

Интегро-дифференциальные уравнения (I) можно решить аналитически в терминах моментов, если (I) подвергнуть преобразованию Меллина /6/:

$$f(x) \quad f(\xi) = \int_0^1 dx \cdot x^{\xi-1} f(x). \quad (5)$$





Решения уравнений (I) в моментах приведены в приложении II. Для получения функций распределения  $f(x, t)$  необходимо подвергнуть соответствующие выражения в моментах обратному преобразованию Меллина:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_C d\epsilon x^{-\epsilon} f(\epsilon). \quad (6)$$

Аналитические выражения для  $f(x, t)$  во всей области изменения  $x$  невозможно получить из-за сложного вида решений в моментах. Поэтому, мы рассмотрим области вблизи кинематических границ -  $x \ll 1$  (чему соответствует  $\epsilon \simeq 1$ ) и  $1-x \ll 1$  ( $\epsilon \gg 1$ ). Тогда решения в моментах упрощаются и их обращение становится возможным.

а) Функция распределения при  $1-x \ll 1$ .

В этой области  $f_i(x, t)$  представляется в виде суммы вкладов отдельных составляющих:

$$f_i(x, t) = \sum_j K_{ij}(x, t) (1-x)^{\alpha_{ij}(t)}, \quad (7)$$

$$i, j = q, g, A, V,$$

где  $j$ -ое слагаемое отвечает вкладу партона  $j$  в функцию распределения партона  $i$ . Начнем с функции распределения морского кварка  $q(x, t)$ . Отдельные вклады:



$$K_{gq} = \frac{H_g \Gamma(\alpha_g + 1)}{\Gamma(\alpha_g + 1 + \frac{16}{3}t)} e^{\frac{16}{3}Pt}, \quad \alpha_{gq}(t) = \alpha_g + \frac{16}{3}t, \quad (8)$$

где

$$P = \frac{3}{4} - \gamma_E, \quad (9)$$

$\gamma_E$  - постоянная Эйлера, а  $\Gamma$  - гамма функция Эйлера.

$$K_{gq} = \frac{3n_j H_g \Gamma(\alpha_g + 1) e^{\frac{16}{3}Pt}}{10 \Gamma(\alpha_g + 2 + \frac{16}{3}t) \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_g + 2 + \frac{16}{3}t) + \frac{g+n_j}{16} \right]}, \quad (10)$$

$$\alpha_{gq}(t) = \alpha_g + 1 + \frac{16}{3}t,$$

где  $\psi$  - логарифмическая производная  $\Gamma$ - функций [6].

$$K_{gA} = \frac{27n_j H_A \Gamma(\alpha_A + 1) e^{\frac{16}{3}Pt}}{100 \Gamma(\alpha_A + 3 + \frac{16}{3}t) \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_A + 3 + \frac{16}{3}t) + \frac{g+n_j}{10} \right] \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_A + 3 + \frac{16}{3}t) \right]}, \quad (11)$$

$$\alpha_{gA}(t) = \alpha_A + 2 + \frac{16}{3}t;$$

$$K_{gV} = \frac{H_V \Gamma(\alpha_V + 1) e^{\frac{16}{3}Pt}}{\Gamma(\alpha_V + 3 + \frac{16}{3}t) \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_V + 3 + \frac{16}{3}t) \right]}, \quad (12)$$

$$\alpha_{gV}(t) = \alpha_V + 2 + \frac{16}{3}t.$$

Функция распределения глюона  $g(x, t)$ :



$$K_{gq} = \frac{\lambda q \Gamma(\alpha_q + 1)}{\Gamma(\alpha_q + 1 + 12t)} e^{(12p - \frac{2\pi f}{3})t},$$

$$\alpha_{gq}(t) = \alpha_q + 12t;$$

(13)

$$K_{g2} = \frac{9\lambda_1 \Gamma(\alpha_1 + 1) e^{12pt}}{(9 + \pi_f) \Gamma(\alpha_1 + 2 + 12t)} \left( 1 - e^{-\frac{2\pi_f + 18}{3}t} \right),$$

$$\alpha_{g2}(t) = \alpha_1 + 1 + 12t;$$

(14)

$$K_{g7} = \frac{2\lambda_2 \Gamma(\alpha_2 + 1) e^{\frac{16}{3}pt}}{5\Gamma(\alpha_2 + 2 + \frac{16}{3}t) \left[ \ln \frac{1}{1-x} - \rho + \psi(\alpha_2 + 2 + \frac{16}{3}t) + \frac{\pi_f + 9}{16} \right]},$$

$$\alpha_{g7}(t) = \alpha_2 + 1 + \frac{16}{3}t.$$

(15)

$K_{gv}$  и  $\alpha_{gv}$  получаются из  $K_{gq}$  и  $\alpha_{gq}$  заменой  $q \rightarrow v$ .  
 функция распределения глупо  $\lambda(x, t)$ :

$$K_{\lambda\lambda} = \frac{\lambda \Gamma(\alpha_\lambda + 1)}{\Gamma(\alpha_\lambda + 1 + 12t)} e^{12pt},$$

$$\alpha_{\lambda\lambda}(t) = \alpha_\lambda + 12t;$$

(16)

$$K_{\lambda q} = \frac{9\lambda_2 \Gamma(\alpha_2 + 1) e^{12pt}}{(9 + \pi_f) \Gamma(\alpha_2 + 2 + 12t)} \left( 1 - e^{-\frac{2\pi_f + 18}{3}t} \right),$$

$$\alpha_{\lambda q}(t) = \alpha_2 + 1 + 12t;$$

(17)



$$K_{Aq} = \frac{g A_q \Gamma(\alpha_q + 1) e^{\frac{16}{3} P t}}{25 \Gamma(\alpha_q + 3 + \frac{16}{3} t) \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_q + 3 + \frac{16}{3} t) + \frac{\pi_q + 9}{16} \right] \left[ \ln \frac{1}{1-x} - P + \psi(\alpha_q + 3 + \frac{16}{3} t) \right]}$$

$$\alpha_{Aq}(t) = \alpha_q + 2 + \frac{16}{3} t \quad (18)$$

$K_{AV}$  и  $\alpha_{AV}$  получаются из  $K_{Aq}$  и  $\alpha_{Aq}$  заменой  $q \rightarrow V$ .

Функция распределения валентного кварка равна:

$$V(x, t) = \frac{A_V \Gamma(\alpha_V + 1) e^{\frac{2}{3} t}}{\Gamma(\alpha_V + 1 + \frac{16}{3} t)} (1-x)^{\alpha_V + \frac{16}{3} t} \quad (19)$$

б) Функции распределения при  $x \ll 1$ .

В этой области  $x$  функции распределения имеют более компактный вид:

$$x^q(x, t) = \frac{\pi_f}{9} \left( A_g + A_1 + \frac{4}{9} A_q \right) e^{\left( 3 - \frac{2\pi_f}{2t} \right) t} \quad (20)$$

$$\cdot \sqrt{\frac{12t}{\ln 1/x}} I_1 \left( 4 \sqrt{3t \ln 1/x} \right),$$





где  $I_1$  - модифицированная функция Бесселя первого порядка /6/.

$$xq(x,t) = \left( A_0 + A_1 + \frac{4}{9} A_9 \right) e^{\left(3 - \frac{2\pi t}{27}\right)t} I_0 \left( 4\sqrt{3t \ln 1/x} \right), \quad (21)$$

$$x\lambda(x,t) = \frac{3}{n_f} xq(x,t) \quad (22)$$

и

$$xV(x,t) = A_V e^{\left(-\frac{t}{12} + 2\pi n_2\right)t} \sqrt{x}. \quad (23)$$

Для получения решений (8)-(23) использовалось следующее приближение: в случае больших  $x$  в точных решениях (П. I.1)-(П. II.4) удерживались слагаемые вида  $A \ln \epsilon + B$ , а в области малых  $x$  - слагаемые  $\frac{A}{\epsilon-1} + B$ , где  $A, B$  не зависят от  $\epsilon$ .

Чтобы выделять лидирующие вклады в каждом решении (речь идет о случае больших  $x$ ), нам нужны конкретные значения  $\alpha_{i,j}(t)$  - см (7). Выберем, например, значения  $\alpha_{i,j}(t)$ , вытекающие из правил кваркового счета /7/. Тогда для адрона, содержащего  $n$  валентных кварков, будем иметь:

$$\alpha_V = 2n-3, \quad \alpha_9 = 2n-1, \quad \alpha_9 = \alpha_1 = 2n+1. \quad (24)$$

Легко видеть, что во всех трех распределениях доминирует вклад от валентного кварка, что объясняется малым значением  $\alpha_V$ . Вышесказанное справедливо для далекой асимптотики, когда  $t \rightarrow \infty$  параметрически мало и мы интересуемся лишь степенным поведением функций распределения. В действительности, для каждого значения  $t$  мы должны оценить (опираясь на модель) как величину степени  $\alpha_{ij}(t)$ , так и коэффициент  $K_{ij}(t, t)$ .

В случае же малых  $t$ , как ожидалось, вклад валентных кварков в функции распределения отсутствует и  $V(x, t) \xrightarrow{t \rightarrow 0} 0$ .

Аналогичный анализ уравнений (1) в рамках квантовой хромодинамики, т.е. без учета распределения глюонов, был проведен в работе /8/. Сравнивая результаты, можно увидеть, что соответствующие вклады совпадают с точностью до постоянных множителей и определения  $t$ .

Присутствие глюонов в адроне, конечно же, количественно влияет на функции распределения. Для иллюстрации на рисунке приведены вторые моменты функций распределения (средние доли импульса адрона, уносимые партнами). Средние доли импульса (при  $n_f = 6$ ) согласно /8/ равны (при  $t \rightarrow \infty$ ):

$$\langle xq \rangle = 0.53, \quad \langle xV \rangle = 0, \quad \langle xg \rangle = 0.47, \quad (24)$$

в то время как из (1) следует:

$$\langle xq \rangle = 0.47, \quad \langle xV \rangle = 0, \quad \langle xg \rangle = 0.42, \quad \langle xA \rangle = 0.11 \quad (25)$$



В заключение отметим, что та же задача рассматривалась в работе /9/, в которой не приведены решения уравнений эволюции в моментах и, исходя из допущения, что при  $Q = Q_0$  в адроне присутствуют все партоны (как валентные кварки, так и  $q, \bar{q}, l, \bar{l}$ ), авторы /9/ получили лишь диагональные вклады в функции распределения. Это привело к другой (неправильной) асимптотике при  $x \rightarrow 1$ , что легко увидеть из решений (8)-(19): в зависимости от начальных условий ( $A_i$  и  $\alpha_i$  - см. (4)) вклады разных партонов могут существенно отличаться при больших  $x$ . Если, например,  $A(x, 0)$  мало, т.е. при  $Q = Q_0$  примесь глюонов в адроне незначительна, то в  $A(x, t)$  диагональным вкладом можно пренебречь.

### Приложение I

Распадные функции  $P_{ij}(x)$  имеют следующий вид:

$$P_{ll}(x) = 6 \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)_+} - \frac{3}{2} \delta(1-x) \right], \quad P_{g\bar{g}}(x) = 6 \frac{1+(1-x)^2}{\alpha}$$

$$P_{l\bar{g}}(x) = 6 [x^2 + (1-x)^2]$$

$$P_{gg}(x) = 6 \left[ \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{1+(1-x)^2}{x} - x^2 - (1-x)^2 \right] + \left( 3 - \frac{2n_f}{3} \right) \delta(1-x), \quad (\text{III.1})$$

$$P_{\bar{g}g}(x) = \frac{4}{9} P_{ll}(x), \quad P_{gq}(x) = \frac{4}{9} P_{gl}(x), \quad P_{q\bar{q}}(x) = \frac{n_f}{3} P_{l\bar{l}}(x),$$

где  $(1-x)_+^{-1}$  определена согласно правилу /5/

$$\int_0^1 dx \frac{\varphi(x)}{(1-x)_+} \equiv \int_0^1 dx \frac{\varphi(x) - \varphi(1)}{1-x} \quad (\text{III.2})$$



Моменты (см. (5)) функций  $P_{ij}(x)$  равны:

$$P_{11}(\xi) = 6 \left[ \frac{3}{2} - \frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi+1} - 2\psi(\xi) - 2\gamma_E \right],$$

$$P_{y1}(\xi) = 6 \frac{\xi^2 + \xi + 2}{\xi(\xi^2 - 1)}, \quad P_{y2}(\xi) = 6 \frac{\xi^2 + \xi + 2}{\xi(\xi+1)(\xi+2)}, \quad (III.3)$$

$$P_{99}(\xi) = 6 \left[ \frac{2}{\xi+1} - \frac{2}{\xi+2} - \frac{2}{\xi-1} - \frac{2}{\xi} - 2\psi(\xi) - 2\gamma_E \right] + 3 - \frac{2\pi^2}{3}.$$

Поскольку мы не рассматриваем скварк в числе составляющих адрона, вышеприведенные  $P_{ij}$  слегка отличаются от  $P_{ij}$  из работы [9].

### Приложение II

Если применить к (I) преобразование Меллина (5) получим систему дифференциальных уравнений, решение которого имеет следующий вид:

$$q_T(\xi, t) = q_T(\xi, 0) \left[ \frac{\omega_{23}(\xi) e^{y_1(\xi)t}}{y_{12}(\xi) y_{13}(\xi)} - \frac{\omega_{13}(\xi) e^{y_2(\xi)t}}{y_{12}(\xi) y_{23}(\xi)} - \frac{\omega_{12}(\xi) e^{y_3(\xi)t}}{y_{23}(\xi) y_{13}(\xi)} \right] +$$

$$+ q(\xi, 0) \frac{P(\xi)}{99} \left[ - \frac{O_1(\xi) e^{y_1(\xi)t}}{y_{12}(\xi) y_{13}(\xi)} + \frac{O_2(\xi) e^{y_2(\xi)t}}{y_{12}(\xi) y_{23}(\xi)} - \frac{O_3(\xi) e^{y_3(\xi)t}}{y_{13}(\xi) y_{23}(\xi)} \right] + \quad (III.I)$$





$$+ \lambda(\xi, 0) \frac{P(\xi) P(\xi)}{g_1 g_1} \left[ \frac{e^{\nu_1(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi)} - \frac{e^{\nu_2(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi)} - \frac{e^{\nu_3(\xi)t}}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi)} \right];$$

$$g(\xi, t) = g(\xi, 0) \left[ \frac{O_1(\xi) B_1(\xi)}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi)} e^{\nu_1(\xi)t} - \frac{O_2(\xi) B_2(\xi)}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi)} e^{\nu_2(\xi)t} + \frac{O_3(\xi) B_3(\xi)}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi)} e^{\nu_3(\xi)t} \right]$$

$$+ \lambda(\xi, 0) \frac{P(\xi)}{g_1} \left[ - \frac{B_1(\xi) e^{\nu_1(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi)} - \frac{B_2(\xi) e^{\nu_2(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi)} - \frac{B_3(\xi) e^{\nu_3(\xi)t}}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi)} \right] +$$

(III.2)

$$+ \frac{g(\xi, 0) P(\xi)}{g_1} \left[ - \frac{O_1(\xi) \omega_{23}(\xi) e^{\nu_1(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi) F_1(\xi)} + \frac{O_2(\xi) \omega_{13}(\xi) e^{\nu_2(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi) F_2(\xi)} - \frac{O_3(\xi) \omega_{12}(\xi) e^{\nu_3(\xi)t}}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi) F_3(\xi)} \right];$$

$$\lambda(\xi, t) = \lambda(\xi, 0) \left[ - \frac{P_{12}(\xi) P_{13}(\xi) - B_1(\xi) M_1(\xi)}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi)} e^{\nu_1(\xi)t} + \right.$$

$$\left. + \frac{P_{12}(\xi) P_{23}(\xi) - B_2(\xi) M_2(\xi)}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi)} e^{\nu_2(\xi)t} - \frac{P_{13}(\xi) P_{23}(\xi) - B_3(\xi) M_3(\xi)}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi)} e^{\nu_3(\xi)t} \right]$$

(III.3)

$$+ \frac{g(\xi, 0) P(\xi)}{g_1} \left[ - \frac{B_1(\xi) e^{\nu_1(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi)} + \frac{B_2(\xi) e^{\nu_2(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi)} - \frac{B_3(\xi) e^{\nu_3(\xi)t}}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi)} \right] +$$

$$+ \frac{g(\xi, 0) P(\xi) P(\xi)}{g_1 g_1} \left[ \frac{\omega_{23}(\xi) e^{\nu_1(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{13}(\xi) F_1(\xi)} - \frac{\omega_{13}(\xi) e^{\nu_2(\xi)t}}{\nu_{12}(\xi) \nu_{23}(\xi) F_2(\xi)} + \frac{\omega_{12}(\xi) e^{\nu_3(\xi)t}}{\nu_{13}(\xi) \nu_{23}(\xi) F_3(\xi)} \right]$$

$$V(\xi, t) = V(\xi, 0) e^{P_{gg}(\xi)t} \quad (\text{III.4})$$

В (III.1)-(III.4) приняты следующие обозначения:

$$B_1(\xi) \equiv P_{gg}(\xi) - \nu_1(\xi); \quad O_1(\xi) \equiv P_{\lambda g}(\xi) - \nu_1(\xi); \quad (\text{III.5})$$

$$M_1(\xi) \equiv P_{gg}(\xi) - \nu_1(\xi);$$

$$F_1(\xi) \equiv M_1(\xi) O_1(\xi) - P_{\lambda g}(\xi) P_{g\lambda}(\xi); \quad (\text{III.6})$$

$$\omega_{ij}(\xi) \equiv B_i(\xi) B_j(\xi) + P_{gg}(\xi) P_{g\lambda}(\xi);$$

$$\nu_{ij}(\xi) \equiv \nu_i(\xi) - \nu_j(\xi)$$

где  $\nu_i(\xi)$  - корни кубического уравнения

$$B(\xi) O(\xi) M(\xi) = P_{gg}(\xi) P(\xi) O(\xi) + P_{\lambda g}(\xi) P_{g\lambda}(\xi) B(\xi). \quad (\text{III.7})$$

### Приложение III

Если допустить, что глюино является составляющей адрона, для полного описания процессов при высоких энергиях, помимо функций распределения, необходимы сечения процессов  $a + \lambda \rightarrow b + c$ , где  $a, b, c$  - кварк и глюон. Эти сечения, вычисленные нами в Борновском приближении, равны ( $m$  - масса глюино и  $\alpha$  - константа связи):



$$\frac{d}{dt} \epsilon(q\bar{1} \rightarrow q\bar{1}) = - \frac{g g \alpha^2}{4(s-m^2)^2} \left\{ \frac{2(s-m^2)(u-m^2)}{t^2} + \right.$$

$$+ \frac{(s-m^2)(u-m^2) - 2m^2(s+m^2)}{(s-m^2)^2} + \frac{(s-m^2)(u-m^2) + m^2(u-s)}{t(s-m^2)} +$$

$$+ \frac{(u-m^2)(s-m^2) - 2m^2(u+m^2)}{(u-m^2)^2} + \frac{m^2(t-4m^2)}{(u-m^2)(s-m^2)} +$$

$$\left. + \frac{(s-m^2)(u-m^2) + m^2(s-u)}{t(u-m^2)} \right\}, \quad s+t+u=2m^2; \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{d}{dt} \epsilon(q\bar{1} \rightarrow q\bar{1}) = \frac{g \alpha^2}{(s-m^2)^2} \left\{ \frac{(s-m^2)^2 + (u-m^2)^2 + 2tm^2}{t^2} + \right.$$

$$+ \frac{4}{9} \frac{(s-m^2)^2}{(s-m^2)^2} + \frac{4}{9} \frac{(u-m^2)^2}{(u-m^2)^2} + \frac{(s-m^2)^2 + tm^2}{t(s-m^2)} +$$

$$\left. + \frac{tm^2}{9(s-m^2)(u-m^2)} + \frac{(u-m^2)^2 + tm^2}{t(u-m^2)} \right\},$$

$$s+t+u=2m^2,$$

$M$  - масса кварка ;



$$\frac{d}{dt} \sigma(q\bar{1} \rightarrow s\bar{q}) = - \frac{\pi \alpha^2}{(s-m^2)^2} \left\{ \frac{4}{9} \frac{m^2-t}{u} - \frac{8}{9} \frac{M^2(m^2-s)}{(s-M^2)^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{sM^2-tm^2}{(t-m^2)(s-M^2)} + \frac{u(m^2-t)+2m^2(M^2-t)}{(t-m^2)^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{m^2u-(t-M^2)(u-M^2+m^2)}{u(t-m^2)} + \frac{2M^2m^2-sM^2-tm^2}{18u(s-M^2)} \right\}, \quad (\text{III.3})$$

$$s+t+u = m^2 + M^2$$

Сечения процессов  $\Lambda\bar{1} \rightarrow q\bar{q}$  ,  $\Lambda\bar{1} \rightarrow q\bar{q}$  легко получают из  $\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow \Lambda\bar{1})$  ,  $\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow \Lambda\bar{1})$  /10/ кросс-гоном.

Поступила 30.IX.1987

Институт физики высоких энергий ИФЭ

### Литература

1. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами, М., "Мир", 1975.
2. Д.Весс, Дж.Бертгер. Суперсимметрия и супергравитация, М., "Мир", 1986.
3. R.C.Ball, et al. Phys. Rev. Lett., 53, 1314, 1984;  
R.Arnold et al. CERN-EP/86-207, 1986.
4. A.Honne. CERN-EP/86-153, 1986; Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1986.
5. G.Altarelli, G.Parisi. Nucl. Phys., B126, 298, 1977.





6. М.Абрамович, И.Стиган. Справочник по специальным функциям, М., "Наука".

7. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkheldize, Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973.

8. F.Martin. Phys. Rev., D19, 1382, 1979.

9. C.Kounnas, D.Ross, Nucl. Phys., E214, 317, 1983.

10. S.Dawson, E.Eichten, C.Quigg, Phys. Rev., D31, 1581, 1985;  
R.H.Barnett, H.E.Haber, G.L.Kane, Nucl. Phys., B267, 625, 1986.

ი, ავარიანი, დ.გეგელია, გ.ძაპარიძე

გლუონის, გლუონისა და კვარკის განაწილების ფუნქციები

აბრეშვი

რეზიუმე

$N=1$  სუპერსიმეტრიის თეორიაში ამოხსნილია ველისების განვითარების განაწილების ფუნქციების მიმდევრებისათვის,  $x$  - სივრცეში მიღებული ასიმპტოტიკური გლუონის, გლუონისა და კვარკის განაწილებისათვის, რაოდენობა რეკურენტული კვანძები გლუონის განაწილებისა კვარკზე და გლუონზე.

L.Avaliani, D.Gegelia, G. Dzhaparidze

THE DISTRIBUTION FUNCTION OF GLUINO, GLUON AND QUARK IN A HADRON

Summary

The evolution equations for the moments of distribution functions are solved for the case of  $N=1$  supersymmetry. The asymptotics behavior of gluino, gluon, and quark distributions in  $x$ -space is determined. The differential cross-sections for gluino scattering on quark and gluon are calculated.

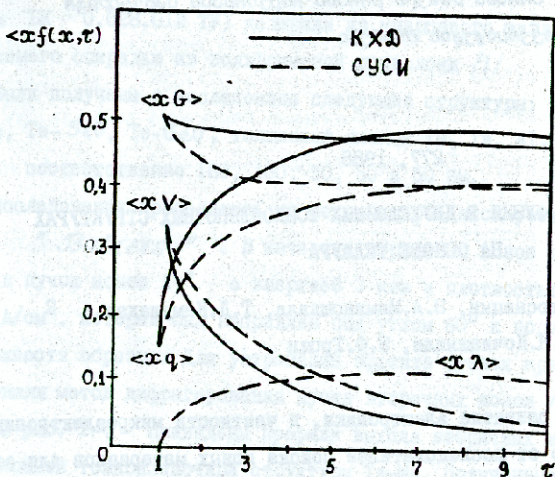


Рис.

Средние доли импульса адрона  $\langle x f(x, \tau) \rangle$ ,  
 уносимые партонами.  $\tau \equiv \frac{\ln Q^2 / \Lambda^2}{\ln Q_0^2 / \Lambda^2}$





277, 1988

ИНТЕРДИФУЗИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ  
НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРА

Б.С.Колосницын, З.А.Миминошвили, Т.Д.Камушадзе,  
Д.Н.Кочишвили, Э.Ф.Троян

Бурное развитие электроники, в частности микроэлектроники, потребовало от исследователей поиска новых материалов для создания новой элементной базы современных интегральных схем. Одним из таких перспективных материалов является тонкопленочный теллур.

Многочисленные исследования тонкопленочных структур на основе теллура, показали, что наряду с другими достоинствами они обладают уникальными свойствами переключения и, следовательно, памяти. Однако эти элементы не нашли практического применения из-за нестабильности их электрических параметров, связанных с происходящими физическими процессами на границах раздела пленок.

Целью настоящей работы являлось изучение процесса переноса масс переходного слоя тонкопленочных структур на основе теллура методом масс-спектрокопии вторичных ионов.



Двухслойную структуру формировали на ситалловой подложке, методом термического осаждения. Теллур (ректификат I-го сорта БК 0.028.012 ТУ) испаряли из кварцевого тигля, обогреваемого спиралью из вольфрамовой проволоки /1/.

Были получены и исследованы следующие структуры: Te-Al, Te-Ta, Te-SiO, Te-GeO, толщинами пленок Te, Ta, Al, SiO, GeO соответственно 160, 180, 50, 50 и 50 нм.

Исследования проводились на модернизированной установке типа "Balzers". В качестве первичных ионов использовали пучок ионов Al<sup>+</sup> с энергией 3 кэВ и плотностью тока 10<sup>-5</sup> А/см<sup>2</sup>, который был направлен под углом 60° к нормали поверхности образца. Для устранения эффекта стенок кратера применяли метод дифрагирования пучка вторичных ионов /2/.

На рис. 1-4 приведены профили выхода вторичных ионов двухслойной тонкопленочной структуры Te-Me. Полученные профили были разделены на пять характерных областей. На рис. 1-I область соответствует окисному слою, образованному взаимодействием металла с атмосферным кислородом или остаточным газом в вакуумной камере, II область - металлическому слою, III - переходному слою Me-Te, IV - слою теллура, V - переходному слою теллур - подложка.

Поверхностный слой структуры Te-Al (III область, рис.1) характеризуется увеличением выхода ионов Al<sup>+</sup> и AlO<sup>+</sup>, несмотря на уменьшение концентрации Al. В IV области видна взаимная диффузия Al и Te (предпочтительнее Al в Te), в результате образуется Al<sub>x</sub>Te<sub>1-x</sub>. Кислород и другие примеси, которые присутствуют здесь в малых количествах, в приведенном соотношении пренебрегаются.





В системе можно описать два теллурида  $Al_5Te$  и  $Al_2Te_3$ . Из работы /3/ известно, что  $Al_5Te$  является продуктом периктических реакций и формируется при  $551^{\circ}C$ . Образование соединения  $Al_2Te_3$  является наиболее правдоподобным ввиду того, что на диаграмме состояния системы  $Te-Al$  имеется одна сингулярная точка, которая соответствует составу  $Al_2Te_3$ , следовательно в образце  $Te-Al$  образуется сложная структура  $Te-Al_2Te_3-Al_2O_3-Al$ .

Система  $Te-Ta$  была проанализирована для сравнения с системой  $Te-Al$ . В отличие от  $Al$ , сильная диффузия  $Ta$  в  $Te$  не обнаружена, а высокий выход  $Te_2^+$  также показывает, что слой содержит больше теллура, чем теллуридов.

Исследование структуры  $Te-SiO$  и  $Te-GeO$  представляет интерес для формирования запоминающих элементов на основе тонких пленок и для создания других полупроводниковых приборов. Тонкие пленки  $SiO$  и  $GeO$  толщиной 100 нм используются в переключающих элементах и элементах памяти для создания активного участка и исключения эффекта края.

Из рис. 3 видно, что  $Te$  диффундирует в слой  $SiO$  до определенной точки. Таким образом, на поверхности верхнего электрода теллур может появиться в области диэлектрического слоя. Указанная область может действовать как микрсэммиттер.

Скорости распыления всех  $Te-X$  слоев приведены в таблице.

Таблица

X	Al	Ta	SiO	GeO
Te (нм/мин)	4,0	6,0	10,7	12,3
x (нм/мин)	3,0	1,0	4,0	2,5



Скорости распыления, наблюдаемые в измерениях МСВИ, характерны для тонкопленочных структур. Низкие скорости распыления, возможно, обусловлены уменьшением пористости и высокой энергией связи, когда пленка теллура покрыта металлическим слоем.

Таким образом, наблюдаемая и исследованная нами интердиффузия в двухслойных тонкопленочных структурах на основе теллура может быть одним из факторов, объясняющих нестабильность их электрических параметров. Однако этот вопрос требует дальнейших экспериментальных исследований.

Поступила 20.10.1987

ТГУ, ИПИ,  
МРТИ АН БССР

### Литература

1. В.П.Бондаренко, И.Я.Козырь, Б.С.Колосницын, Э.А.Миминошвили. "Электронная техника", сер.10, Микроэлектронные устройства, 2, с.42-43, 1983.
2. И.А.Мак-Хью. Методы анализа поверхностей, М., "Мир", 1979.
3. Д.М.Чижиков, В.П.Счастливиый. Теллур и теллуриды. М., "Наука", 1966.





მ. კოლოსნიცინი, ვ. მიმინოშვილი, თ. კამუშაძე, დ. კოჩლავილი,  
ე. ტროიანი

ინტერდიფუზიის შესახებ ორ-საფენო სისტემებში

შენიშნული სტრუქტურები

რეზიუმე

მეორადი მონიტორინგის მასშტაბით შეიქმნა ორ-საფენო სისტემები:  $Te-Ta$ ,  $Te-SiO_2$ ,  $Te-GeO_2$ . დადგინდა, რომ ამ სტრუქტურებში უფრო აქტიურად ურთიერდებიან ურთიერთქმედებენ  $Te$  და  $Al$  მბრუნო ფენები. ამ ფენების შერევა შედეგად წარმოიქმნება რთული სტრუქტურა:  $Te-Al_2Te_3-Al_2O_3-Al$ .

B.Kolosnitsin, Z.Miminoshvili, T.Kamushadze, D.Kochlashvili, E.Troyan

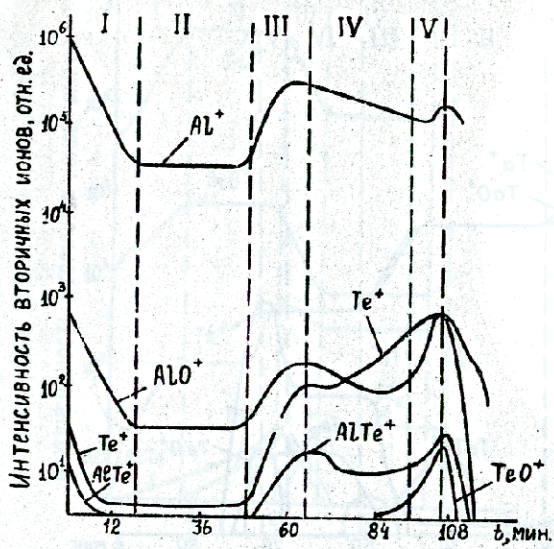
INTERDIFFUSION IN TWO-LAYER THIN FILM STRUCTURES

BASED ON  $Te$

Summary

Two-layer thin-film structures:  $Te-Al$ ,  $Te-Ta$ ,  $Te-SiO_2$ , and  $Te-GeO_2$  obtained by thermal deposition - have been studied by the method of secondary ion mass spectrometry analysis. Of these structures,  $Te$  and  $Al$  thin films were found to interact more actively. A complex structure is formed at the interface of these films:  $Te-Al_2Te_3-Al_2O_3-Al$ .

	5.0	6.5
	0.5	12.
	5.0	2.5



300

Բիս. I. Փրոփիլս Երոսի Երոչիչի Իոնոս Երոսլոյնոյ Եոնոքլե-  
նոչնոյ սրուքուրոյ Եե-Ալ.



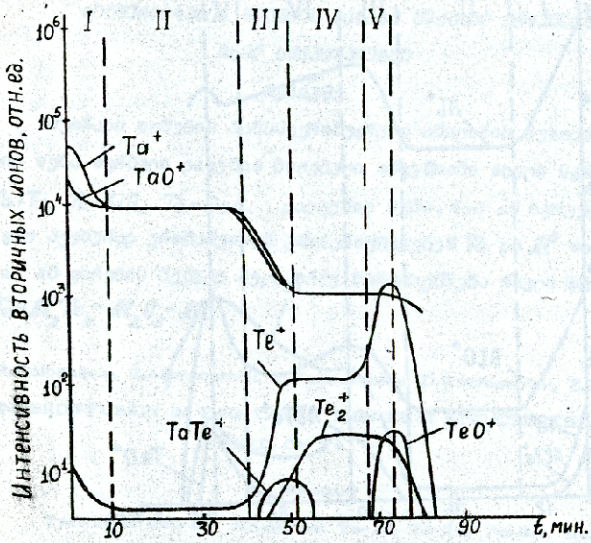


Рис.2. Профили выхода вторичных ионов двухслойной тонкопленочной структуры Те-Та.

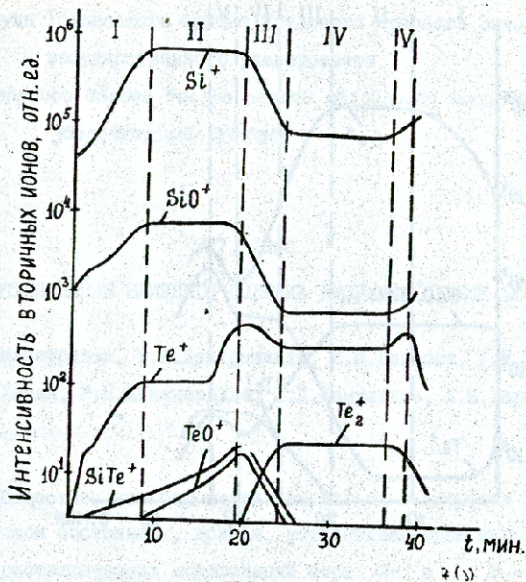


Рис. 3. Профили выхода вторичных ионов двухслойной тонкопленочной структуры  $\text{Te-SiO}$ .



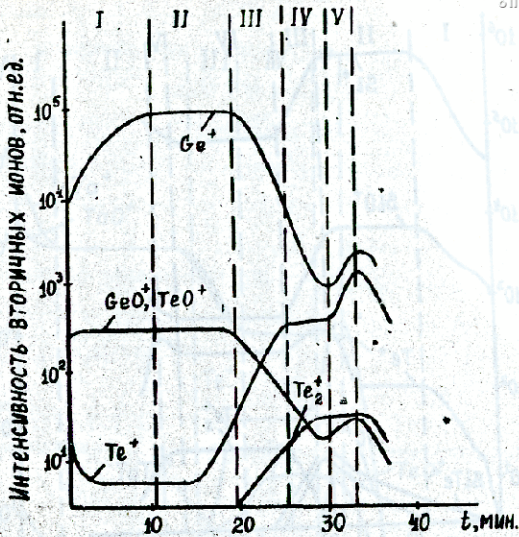


Рис. 4. Профили выхода вторичных ионов двухслойной тонкопленочной структуры Te-GeO.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

ქობულეთის მხარის სახელმწიფო უნივერსიტეტის  
კვლევითი ნაშრომების  
გამომცემი

277, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛИЗНЕГО ПОРЯДКА АМОРФНЫХ ПЛЕНОК БОРА

Н.И.Майсурадзе, Т.А.Дзиграшвили, Н.М.Глазова, Р.Н.Кутелия,  
Н.И.Хасия, Р.Н.Деканосидзе, Т.Д.Камушадзе, Н.Ш.Харшиладзе

Известно, что бор может находиться в аморфном и кристаллическом состояниях, причем, установлены одна аморфная и четыре кристаллических модификаций бора:  $\alpha$ - и  $\beta$  - ромбоэдрический бор,  $\alpha$ - и  $\beta$  - тетрагональный бор с числами атомов в элементарной ячейке 12, 105, 50, 192 соответственно. Авторами /1-3/ было показано, что ближний порядок в аморфном боре близок к структуре кристаллической модификации  $\beta$  - тетрагонального бора ( $B_{50}$ ). В указанных работах полиморфизм и структура ближнего порядка изучались в тонких пленках бора, полученных конденсацией в высоком вакууме исходного кристаллического материала.

Нами исследовались пленки, полученные электронно-лучевым испарением спрессованных из аморфного порошка бора. Важным параметром, влияющим на элементный состав осаждаемых пленок, являются вакуумные условия в камере осаждения пленок. Приме-





нение высоковакуумного турбомолекулярного насоса (ТМН-200) и специальной криогенной системы с жидким азотом вокруг подложки заметно уменьшило количество примесей азота, кислорода и углерода в осажденных пленках. Вакуум в камере составлял  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст.

В применяемой схеме электронно-лучевого испарения для выбора режима осаждения предусмотрена возможность ругулировки величины ускоряющего электроны напряжения, а также температуры подложки, которая в данном исследовании равнялась  $990^{\circ}\text{C}$ . Пленки осаждались на свежий скол каменной соли со скоростью  $10-12 \text{ \AA}/\text{с}$ . Толщина пленки, измеренная интерференционным микроскопом, составляла 100 нм. Отклонение от этой величины на площади в  $3 \text{ см}^2$  не превышало  $\pm 10$  нм.

Для электронографических исследований пленки отделялись от подложки и высаживались на медные сетки.

На рис. I приведена электронограмма аморфного бора, снятая при ускоряющем напряжении 75 кВ на электронном микроскопе УЭМБ-100К, работающем в режиме электронографа. Фотометрирование электронограммы проводили на микрофотометре "MPV-3" фирмы "Лейтц" в автоматическом режиме с точностью 0,05%. Фотометрическая кривая представляла собой функцию  $I_0(\theta)$  - экспериментальную кривую интенсивности рассеяния электронов, по которой далее определяли интерференционную функцию  $i(\delta)$ .

Связь между реальным расстоянием на электронограмме и о вектором обратной решетки осуществлялась с помощью эталона из следующих выражений:



$$S = \frac{2\Omega\lambda}{\lambda L} \quad \text{и} \quad S = \frac{4\Omega}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 - 1 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda}{L} \right)^2} \right)}$$

где  $L$  - расстояние от образца до экрана в электронографе.

Для исследования структуры аморфного бора применяли Фурье-преобразование интенсивности излучения, когерентно рассеянного веществом, что позволило рассчитать радиальную функцию распределения атомной плотности (РФР). Из кривой РФР определяли расстояние между атомами в веществе и координационные числа (к.ч.).

Уравнение построения кривой РФР согласно /4/ для одноатомных веществ выразится следующим образом:

$$4\pi R^2 \rho(R) = 4\pi R^2 \rho_0 + \frac{2R}{\pi} \int_0^{S_m} Si(S) \exp(-BS^2) \sin SR dS, \quad (I)$$

где  $\rho(R)$  и  $\rho_0$  - радиальная и средняя атомной плотности,  $i(S)$  - интерференционная функция, которая определялась по методике /5/. Средняя кривая  $J_0(S)/f^2(S)$  рассчитывалась на анализаторе изображения "JBASJ" путем сглаживания кривой  $\frac{J_0(S)}{f^2(S)}$ .  $R$  - расстояние между атомами.  $S = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$  - вектор обратной решетки ( $\theta$  -



- половина угла отражения,  $\lambda$  - длина волны электронов),  $b$  - параметр, минимальное значение которого выбиралось с таким расчетом, что множитель  $\exp(-bs^2)$  в формуле (1) подавил во ложные пики на кривой РвР, максимумы которых зависят от верхней границы  $S$ .

Для экстраполяции интерференционной функции малоугловой области выбрано приближение  $J = AS^2$ , где выбор параметра  $A$  осуществляется автоматически, в зависимости от первого значения экстраполируемой интенсивности.

Нормировку функции  $i_1(S)$  малоугловой области проводили по методике из работы /6/. Интеграл в формуле (1) вычислялся с помощью ЭВМ фирмы "СЭСЭ" с графопостроителем. Максимальное значение вектора обратной решетки  $S_m = 10 \text{ \AA}^{-1}$ . Интервалы переменных:  $\Delta S = 0,03 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $\Delta R = 0,1 \text{ \AA}$ .

Нормированная кривая интерференционной функции  $i(S)$  для аморфного бора приведена на рис.2. На этой кривой четко выявляются четыре максимума при  $S_1 = 1,5 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $S_2 = 2,65 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $S_3 = 3,8 \text{ \AA}^{-1}$  и  $S_4 = 4,5 \text{ \AA}^{-1}$ . При вычислении средней атомной плотности  $\rho_c$ , определяемой через массовую плотность, использовалась плотность кристаллического бора.

Кривая РвР аморфного бора представлена на рис. 3, где хорошо видно, что координационные максимумы находятся при расстояниях  $R_1 = 1,78 \text{ \AA}$ ,  $R_2 = 3 \text{ \AA}$ ,  $R_3 = 3,75 \text{ \AA}$ ,  $R_4 = 4,5 \text{ \AA}$  и  $R_5 = 5,8 \text{ \AA}$ . Координационные числа, определяемые по площади соответствующих пиков, равны соответственно  $z_1 = 6,44$ ,  $z_2 = 16,6$ ,  $z_3 = 11$ ,  $z_4 = 28$  и  $z_5 = 70$ .

Если сравнить эти результаты с соответствующими максимумами для известных модификаций кристаллического бора /3/,



можно сказать, что для первых трех максимумов наблюдается приближительное совпадение всех максимумов как для аморфного, так и кристаллических модификаций. Дальнейшие межатомные расстояния и координационные числа ближе по максимумам  $\alpha$ -тетрагональному бору ( $B_{50}$ ).

Таким образом, можно сказать, что пленки аморфного бора, полученные электронно-лучевым испарением спрессованного из аморфного порошка бора, имеют ближний порядок, характерный для  $\alpha$ -тетрагональной модификации бора.

Поступила 30.X.1987

Республиканский центр  
электронной микроскопии

Литература

1. Ю.Г.Аситацев, В.П.Захаров, В.М.Поздняков. Кристаллография, 18, 2, 1973.
2. Л.С.Палатник, А.А.Нечитайло, А.А.Козьма. ДАН СССР, 261, 5, 1961.
3. Л.С.Палатник, А.А.Нечитайло, А.А.Козьма. Кристаллография, 28, 1, 1983.
4. Л.И.Тамаринова. Электронография аморфных веществ, "Наука", М., 1972.
5. И.Д.Набитович, Я.И.Стецев, Я.В.Волощук. Кристаллография, 12, 4, 1967.
6. Р.Я.Юречко. Электронографическое исследование ближнего порядка аморфных веществ с использованием новой методики нормирования. Автореферат диссертации, Львов, 1983.





ნ. მაისურაძე, თ. ძიგრაშვილი, ნ. გლაზოვა, რ. კუტელია, ნ. ხასია,  
რ. დეკანოსიძე, თ. კამუშაძე, ნ. ხარშილაძე

ბორის ამორფული ფილმების ახლო წესრიგის გამოკვლევა

რეზიუმე

ვლექტრონთგრაფიული მეთოდი გამოკვლეულია ბორის ამორფული ფილმები, ატომური სიმკვრივის რადიალური განაწილების ფუნქციის საფუძველზე დადგენილია, რომ ბორის ამორფულ ფილმებს, რომლებიც მიღებული არიან ბორის ამორფული ფენისებრიდან ვლექტრონულ-სხივური ამორფიკაციით, გააჩნიათ ახლო წესრიგი, რომელიც დამახასიათებელია  $\alpha$ -ტეტრაგონალური ბორისთვის.

N.Maisuradze, T.Dzigrashvili, N.Glazova, R.Kutelia, N.Khasia,  
R.Dekanosidze, T.Kamushadze, N.Kharshiladze

STUDY OF SHORT-RANGE ORDER OF BORON AMORPHOUS  
FILMS

Summary

Amorphous films of boron were studied by the electron-diffraction method. On the basis of the atomic density radial distribution function it is stated that amorphous films of boron, prepared from amorphous powder of boron by electron-beam evaporation, have a short-range order characteristic of  $\alpha$ -tetragonal boron.

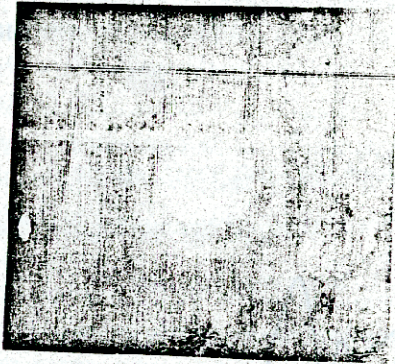


Рис. I. Электронограмма аморфного бора.

Рис. 2. Ультразвуковая функция  $\chi(\lambda)$  аморфного бора.

Рис. 3. Кривая РЭФ аморфного бора.



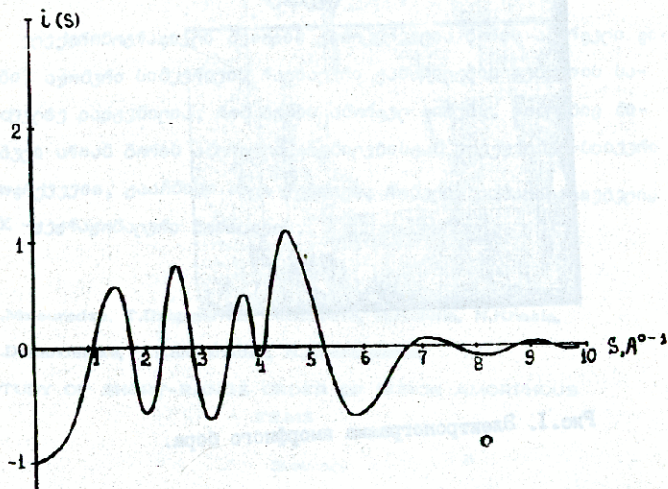


Рис. 2. Интерференционная функция  $i(S)$  аморфного бора.

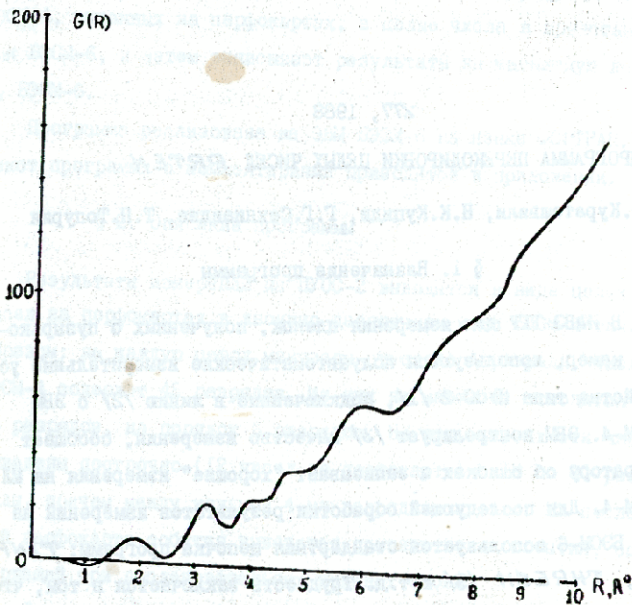


Рис. 3. Кривая РФР аморфного бора.



277, 1988

ПРОГРАММА ПЕРЕКОДИРОВКИ ЦЕЛЫХ ЧИСЕЛ *PTEN*

Г.О.Кураташвили, Н.К.Куциди, Г.Г.Сехниадзе, Т.П.Топурия

§ 1. Назначение программы

В ИФВЭ ТГУ для измерения пленок, полученных с пузырьковых камер, используются полуавтоматические измерительные устройства типа ПУОС-2 /1/, подключенные в линию /2/ с ЭВМ БЭСМ-4. ЭВМ контролирует /3/ качество измерения, сообщает оператору об ошибках и записывает "хорошие" измерения на МЛ БЭСМ-4. Для последующей обработки результатов измерений на ЭВМ БЭСМ-6 используется стандартная цепочка программ: *TINPUT* /4/, *THRESH* /5/ и т.д. Трудность заключается в том, что магнитофоны БЭСМ-6 не предназначены для считывания информации, записанной на стандартных магнитофонах БЭСМ-4. Одним из путей решения этой проблемы является перенос результатов измерений с ЭВМ БЭСМ-4 на ЭВМ БЭСМ-6 посредством перфокарт<sup>х</sup>.

х Аналогичная система обработки данных используется и в некоторых других центрах СССР, где имеет место подобная ситуация.



С этой целью была создана программа *PRTEN*. Она преобразует образы двоично-десятичных чисел в представлении БЭСМ-4, выданных на перфокартах, в целые числа в представлении БЭСМ-6, и затем записывает результаты на магнитную ленту БЭСМ-6.

Программа реализована на ЭМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. Текст программы с комментариями приводится в приложении.

### § 2. Описание программы

Результаты измерений на ПУОС-2 выводятся в виде целых чисел на перфокартах в двоично-десятичном коде БЭСМ-4 таким образом: на каждую цифру мантиссы отведено 4 разряда. Число БЭСМ-4 содержит 45 разрядов. Из них на мантиссу отводится 36 разрядов, на порядок 6 разрядов. На перфокартах эти числа выведены построчно (12 чисел на перфокарте) с 18 по 80 разряды, причем между каждыми 4-мя разрядами пробел. На последней перфокарте события выводится признак конца события, содержащий три последовательных нулевых слова.

При помощи системной подпрограммы *BINARY* в подпрограмме *COSIMO* 80 разрядов одной строки перфокарты заносятся в 2 машинных 48-разрядных слова БЭСМ-6. в результате массив *IA* размерностью 24 слова содержит образ всей перфокарты БЭСМ-4. Данный массив передается в подпрограмму *EXTRAC*, в которой из двух соседних слов массива *IA* (образ числа БЭСМ-4) образуется слово БЭСМ-6. Каждое преобразованное подпрограммой слово передается обратно в *COSIMO*.





В подпрограмме **EXTRAC** производится перекодировка символов, находящихся с 1-41 и 41-80 позициях перфокарты БЭСМ-4 следующим образом: при помощи библиотечной подпрограммы функций **BITSZA /n/** производится выделение нужных разрядов слова, которые затем при помощи библиотечной подпрограммы **IMBDSA /n/** заносятся в отведенную часть вновь образованной переменной **I JW**. После ввода трех последовательных нулевых слов-признаков конца события дальнейшая информация на перфокарте игнорируется и следующая перфокарта воспринимается как начало нового события. Среди первых 10 слов события, содержащих служебную информацию о нем, возможно присутствие трех последовательных нулевых слов, однако не являющихся концом события, поэтому проверка на такой признак для первых десяти слов не производится. Через подпрограмму **COTIMO** сформированное число БЭСМ-6 переводится в головную программу, где формируется логическая единица записи переменной длины, заносимая на магнитную ленту (МЛ).

Признаком конца вводимого набора данных и окончания работы **PRTEN** является отдельная перфокарта с ключевым целым числом **????????????** в первой строке в формате БЭСМ-4, после прочтения которой на выходной МЛ записывается признак **EOF**.

При вводе следующего набора данных возможна запись как с начала МЛ, так и после пропуска на ней заданного числа событий. Выбор между этими возможностями производится в зависимости от значения целой переменной **NEVBF**, которая вводится с перфокарты в формате I5. Если **NEVBF = 0**, производится запись с начала МЛ, если же **NEVBF = N** - про-



изводится запись после пропуска на МЛ  $N$  событий. Если  $N$  превышает количество событий на МЛ, программа находит на МЛ признак *EOF*, стирает его и продолжает запись нового набора данных. Это позволяет при задании достаточно большого значения  $N$  работать в режиме автоматического продолжения записи на МЛ.

Рассмотренная версия программы рассчитана на работу с размеченными МЛ в режиме БЭСМ-6. Для работы с МЛ в режиме ЕС ЭВМ необходимо заменить операторы чтения, записи и управления МЛ на имеющиеся в общей библиотеке БЭСМ-6 программы работы с МЛ в режиме ЕС ЭВМ /8/.

Программа успешно используется в измерительном центре ИФВЭ ТГУ.

Поступила 10.11.1987

ИФВЭ ТГУ

Литература

1. В.Я.Алмазов, И.А.Голутвин, В.Д.Илкин и др. Препринт ОИЯИ, 1352, Дубна, 1971; Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани и др. Препринт ОИЯИ, 10-4147, Дубна, 1968; Труды ТГУ, 4, стр. 71, 1972.
2. В.В.Ермолов, Ц.И.Иоселиани, Ю.А.Коржавия и др. Сообщения ОИЯИ, 10-5973, Дубна, 1973; Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани и др. Сообщения АН ГССР, 37, 2, 1974.
3. З.М.Иванченко. Препринт ОИЯИ, 10-6147, Дубна, 1971;
- 3.М.Иванченко, Р.В.Малышев, В.Н.Шигаев. Сообщения ОИЯИ, 10-4879, Дубна, 1962.
4. Н.А.Буздавина, В.Г.Иванов. ОИЯИ, 10-6956, Дубна, 1972.





- 5. Н.А.Буздавина, В.Г.Иванов. ОИЯИ, IO-7191, Дубна, 1973.
- 6. В.В.Галактионов. Библиотека программ на фортране, т.1, т.2, ОИЯИ Б1-II-5145 (5144), Дубна, 1969.
- 7. Г.П.Мазный. Программирование на БЭСМ-6 в системе Дубна, М., "Наука", 1978, стр.38.
- 8. Информационный бюллетень ЛВТА № 16, ОИЯИ, СМ4-1207, 1974.

გ.კურატაშვილი, ნ.კუციდი, გ.სეკხნიაიძე, თ.თოყრა

თქონი რიცხვების დარღვაბვის პროგრამა PRTEN

რეზიუმე

აღწერილია პროგრამა, რომელიც ახერხებს ვეტი ბესმ-4-ის უკრეთ-  
ბარალებზე პროგრამული ციფრული ინფორმაციის დარღვაბვის მეთდი  
რიცხვებზე ვეტი ბესმ-6-ის წარმოდგენაში.

G.Kuratashvili, N.Koutsidi, G.Seckhniaidze, T.Topuria

"PRTEN": A DECODING PROGRAM FOR INTEGER NUMBERS

Summary

A program is described for decoding digital information in binary-  
decimal code written on computer BESM-4 cards in integer digits in  
computer BESM-6 format.



```

SUBROUTINE GOTIMO
COMMON/UMIC/IB(12)
COMMON/CARD/IA(24)
CALL BINARY(IA)
DO 20 I1=1,12
CALL EXTRAC(I2,IJWORD)
CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE EXTRAC(N#,IJ#)
COMMON /CARD/ IA(24)
DIMENSION NP(22),M(22)
DATA (NP=3,6,6,11,13,16,16,21,23,26,28,31,33,
+3,6,9,14,16,16,18,18,)
DATA (M=0,3,4,7,8,11,12,15,16,19,20,23,24,27,
+28,29,30,31,32,35,36,41)
INTEGER BITSZA
I,J=0
K#=IA(N#)
DO 10 IK=1,11
IK=IK*2
N1=NP(IK)
N2=NP(IK-1)
M1=M(IK)
M2=M(IK-1)
IF(IK,NE,9) GO TO 6
K#=IA(M#-1)
CONTINUE
J#=BITSZA(K#,N2,M1)
CALL IMBDSA(J#,M2,M1,IJ#)
CONTINUE
RETURN
END

```

\*EXECUTE  
 \* (ФОРМАТ 16-КОЛИЧЕСТВО ПРОПУСКАЕМЫХ СОБЫТИЙ)  
 \*BINARY

ПЕРФОКАРТЫ

Б Э С М - 4

7777777777777777B  
 \*END BINARY  
 \*END FILE  
 С КОНЕЦ  
 Б КОНЕЦ





```
CALL GOTIND
IF(1B(1),EQ,IEND) GO TO 40
C
C ФОРМИРОВАНИЕ ЕДИНИЦЫ ЗАПИСИ
DO 20 J1=1,12
  N#1=N#1+1
  1A0(N#1)=1B(J1)
  IF(N#1,LT,LMIN) GO TO 20
  NTEST=1A0(N#1-2)+1A0(N#1-1)+1A0(N#1)
  IF(NTEST,NE,0) GO TO 20
  1A0(1)=N#1
  WRITE (1) (1A0(K1),K1=1,N#1)
  NEVENT=NEVENT+1
  N#1=1
  GO TO 10
20 CONTINUE
GO TO 10
40 CONTINUE
C
END FILE 1
PRINT 52,NEVENT,1A2
C
10 FORMAT(1B)
52 FORMAT(///15X,'НА КД ЗАПИСАНО ',1B,' СОБЫТИЙ.',
.' ЗАНЯТО ',1B,' ЗОН'//)
66 FORMAT(/15X,'НА КД ПРОПУЩЕНО ',1B,' СОБЫТИЯ ',
.' 1B,' ЗОН'//)
STOP
END
```



277, 1988

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ТРИПТЕРА ДЛЯ  
ГИБРИДНЫХ УСТАНОВОК ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

М.Б.Боголюбовский\*, М.Л.Закамский\*, Л.Е.Кирюния\*,  
А.М.Моисеев\*, А.И.Мchedlishvili, М.И.Уханов\*, А.В.Плескач\*,  
Т.В.Топурия, В.Ф.Чунихин, Ю.В.Ярба\*\*

I. Введение

Имеющийся опыт по исследованиях образования очарованных адронов в пучках адронов, лептонов и  $\gamma$ -квантов показывает, что наиболее достоверные результаты могут быть получены при использовании в составе экспериментальной установки прецизионного вершинного детектора, позволяющего регистрировать вершину распада этих короткоживущих частиц /1/.

При энергиях до 500 ГэВ для регистрации распадных вершин короткоживущих частиц обычно применяются прецизионные детекторы, в которых как первичное взаимодействие с образованием очарованных частиц, так и их распады происходят в одном и том же объеме детектирующего вещества, чувствительного к заряжен-

\* - ИФВЭ (Серпухов), \*\* - НИИЯФ МГУ (Москва)



ным частицам /2/ (т.н. активные мишени).

Недостатком прецизионных трековых детекторов при их использовании как активной мишени является то обстоятельство, что получаемая с их помощью информация о наличии в зарегистрированном взаимодействии очарованных частиц не может быть использована для отбора таких событий в реальном времени эксперимента. Поэтому при исследованиях образования очарованных частиц в адронных и фотонных пучках при энергиях 50-500 ГэВ представляется целесообразным объединить прецизионный трековый вершинный детектор с набором точных координатных детекторов, информация с которых должна использоваться в реальном времени эксперимента для предварительного отбора "кандидатов" в события с очарованными частицами /1/. Использование с этой целью прецизионных микростриповых кремниевых детекторов (МКД) с точностью отсчета 10 мкм обеспечивает точность восстановления координат вторичных вершин до 150 мкм в продольном направлении и до 20 мкм в поперечном направлении /3,4/. Однако такой точности все же еще недостаточно для однозначного установления факта наличия двух близлежащих вершин во всех событиях с образованием очарованных адронов.

В настоящей работе исследована эффективность отбора событий с очарованными частицами в рабочем объеме жидководородной камеры с помощью триггерной системы, состоящей из набора МКД, пропорциональных проволочных камер и спецпроцессора для обработки поступающей с них информации в реальном времени эксперимента. Эти расчеты проведены для pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с в рамках подготовки к исследованиям образования очарованных частиц при энергиях Серпуховского ускорителя /5/.





Их результаты применимы ко всем гибридным установкам, в которых в качестве прецизионного вершинного детектора используется малая бытроциклирующая пузырьковая камера, а также любые другие вершинные детекторы с эквивалентной (в радиационных длинах) толщиной.

Схематическое изображение системы триггирования приведено на рис. 1. Технические аспекты реализации такой системы выходят за рамки настоящей работы.

## 2. Принцип триггирования событий с образованием очарованных частиц по их топологии

Принцип многовершинного, или топологического, триггера основан на том очевидном факте, что без магнитного поля проекции траекторий частиц от распада очарованного адрона на плоскость  $xu$  ( $xz$ ) (ось  $x$  параллельна лучку - см. рис. 2) при их экстраполяции в направлении первичной вершины с координатами  $(x_B^0, y_B^0 (z_B^0))$  пересекут координатные оси  $x$  и  $y (z)$ , проходящие через точку  $(x_B^0, y_B^0 (z_B^0))$ , на некотором расстоянии от первичной вершины. Траектории же "пряморожденных" частиц, т.е. частиц, образовавшихся непосредственно в первичной вершине, должны в отсутствии возмущающих факторов (ошибок измерения, многократного рассеяния в промежуточных средах и т.д.) сходиться при экстраполяции прямо в первичную вершину.

Однако в реальных условиях эксперимента траектории этих частиц также не будут сходиться точно в первичную вершину,

и степень перекрытия распределений их промахов относительно истинного положения первичной вершины о распределениями промахов частиц от распада очарованных адронов будет определять эффективность топологического триггера.

Для изучения этого вопроса на количественном уровне точность восстановления координат первичной вершины по экстраполяции в неё траекторий "прямоорожденных" частиц, зарегистрированных детекторами триггерной системы, была рассчитана с использованием экспериментальных данных по pp-взаимодействиям разной множественности, кинематические параметры всех заряженных частиц у которых были восстановлены в ходе обработки pp-эксперимента при 69 ГэВ/с на камере "Мирабель". Для расчетов точностей восстановления траектории частиц от распада очарованных адронов была разработана специальная модель их образования в pp-взаимодействиях при средних энергиях /5/. В этой модели методом Монте-Карло могут быть разыграны два следующих процесса инклюзивного образования очарованных частиц:

$$pp \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{D} + X, \quad (1)$$

$$pp \rightarrow D \bar{D} + X. \quad (2)$$

При моделировании реакций (1) и (2) были учтены основные особенности образования пар очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях, установленные экспериментально при больших энергиях /6/.

На рис. 3 приведены  $\tau_F$  - распределения  $\mathcal{A}$  - мезо-





нов, протонов и очарованных частиц в pp-взаимодействиях при 69 ГэВ/с, полученные с использованием этой модели. Для сравнения на рис. 3а нанесено также  $\tau_p$ -распределение  $\mathcal{D}$ -мезонов из реальных pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с.

Распределения по распадным длинам очарованных частиц в pp-взаимодействиях при 69 ГэВ/с, полученные при использовании табличных значений их времен жизни, приведены на рис. 4.

### 3. Процедура моделирования ошибок при восстановлении траектории вторичных заряженных частиц

Первичные взаимодействия разыгрывались в эффективном объеме камеры длиной 5 см вдоль пучка (ось  $x$ ), начинающемся в двух см от задней стенки камеры, при точечных размерах пучка по осям  $y$  (высота камеры) и  $z$  (глубина камеры). Для того чтобы в среднем учесть неточность определения координат первичных частиц по измерениям в пропкамерах и МКД<sub>1,2</sub>, расположенных перед пузырьковой камерой, ошибки  $y_B$  - и  $z_B$  - координат взаимодействия разыгрывались независимо в  $xy$  и  $xz$  - плоскостях по Гауссову распределению с  $\sigma = 50 \mu\text{м}$ .

Ошибки отсчетов координат вторичных треков в МКД и пропкамерах, расположенных за пузырьковой камерой, разыгрывались независимо в плоскостях  $xy$  и  $xz$ . Распределение ошибок при измерениях координат в МКД было взято прямоугольным с шириной 50 мкм, при измерениях в пропкамерах - Гауссовым с  $\sigma = 0,2 \text{мм}$ . При определении реальной координаты вход-



дения частицы в каждый детектор учитывались их отклонения из-за многократного рассеяния в промежуточных средах (в жидком водороде, лексановой стенке толщиной 2мм, в МКД, расположенных за камерой, и т.д.).

Было установлено, что ошибки отсчетов пропкамер являются определяющими только при восстановлении траекторий самых быстрых вторичных частиц, вылетающих под углами  $< 60$  мрад относительно первичного пучка. Для увеличения точности восстановления траекторий этих частиц за двумя пропкамерами были расположены еще две пластины МКД с шагом отсчета 50 мкм.

Поскольку в реальных условиях эксперимента восстановление траекторий вторичных частиц должно осуществляться за время  $< 20$  мксек, необходимое для роста пузырьков в камере до 10 мкм, при расчетах использовались простые процедуры, не включающие методов вероятностного оценивания. При этом считалось, что отбор отсчетов в плоскостях  $xy$  и  $xz$  разных координатных детекторов, соответствующих траектории одной частицы, может быть осуществлен с помощью простого алгоритма, описанного в раб./5/, при условии, что в плоскостях  $xy$  и  $xz$  проекции траекторий вторичных частиц являются прямыми линиями. На практике, однако, возможны случаи ошибочного восстановления треков, но при экстраполяции этих треков в вершину они дадут отклонения от вершины, существенно большие, чем отклонения у продуктов распада очарованной частицы. Точка пересечения с осью  $x$  траектории  $j$ -ой частицы, восстановленной по отсчетам в плоскости  $xy$ , определялась по простому соотношению:





$$x_j^y = \frac{1}{N} \sum_{i=2}^{N+1} \frac{T_i^y \cdot (y_i - y_B) - T_1^y \cdot (y_i - y_B)}{y_1 - y_i},$$

и соответствующая точка  $x_j^z$  - по соотношению:

$$x_j^z = \frac{1}{N} \sum_{i=2}^{N+1} \frac{T_i^z \cdot (z_1 - z_B) - T_1^z \cdot (z_i - z_B)}{z_1 - z_i},$$

где  $y_B (z_B)$  - измеренная координата пучковой частицы (в предположении, что пучок идет параллельно оси  $x$ ),

$y_i (z_i)$  - отсчет в МСД<sub>3(4)</sub>,  $y_i (z_i)$  - отсчеты в пропкамерах ( $i = 2, 3$ ); для частиц, испущенных под углом к пучку большем 60 мрад -  $N = 2$ , для остальных частиц -  $N = 3$  и  $y_4 (z_4)$  - отсчеты в МСД<sub>5(6)</sub>, расположенных за пропкамерами; а  $T_i^{y(z)}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) - координаты кремниевых детекторов и пропорциональных камер, дающих отсчеты в плоскости  $xy (xz)$ .

Для точного вычисления промахов по оси  $y (z)$  необходимо, чтобы поперечная плоскость проходила через истинную вершину взаимодействия; в проведенных расчетах, моделирующих условия эксперимента, в качестве наилучшей оценки  $x_B^o$  бралась среднearифметическая величина всех оценок  $x$  - коор-



днат вершины в плоскостях  $x_y$  и  $x_z$ .

#### 4. Критерии отбора событий с образованием очарованных частиц

На рис. 5а, б представлено распределение премахов по  $x_z^y$ , т.е. отклонений оценок  $x_z^y$  от истинной  $x_B^0$  - координаты вершины в плоскости  $x_y$ , полученных для реальных рр-взаимодействий без очарованных частиц при экстраполяции в вершину траекторий частиц, вылетающих в о.ц.м. в переднюю (а) и заднюю (б) полушеры. На рис. 5в, д показаны аналогичные распределения, смоделированные отдельно для частиц от распада  $\bar{D}$  - мезонов и  $\Lambda_c^+$  - гиперонов соответственно, вылетевших в переднюю о.ц.м. полушеры, а на рис. 5г, е приведены эти же распределения для  $\bar{D}$  - мезонов и  $\Lambda_c^+$  - гиперонов, вылетевших в о.ц.м. в заднюю полушеры. Видно, что разрешение в восстановлении координат первичной и вторичной вершин, обеспечиваемое триггерной системой, позволяет установить эффект от распада быстрых очарованных частиц, приводящий к удлинению распределения премахов при их положительных значениях. Для медленных очарованных частиц (вылетающих в о.ц.м. в заднюю полушеры) асимметрия этого распределения существенно меньше. Штриховыми гистограммами на рис. 5 показаны распределения премахов ( $x_z^y - x_B^0$ ), получающиеся при учете только измерительных ошибок. Видно, что основная неточность восстановления вершин по трекам заряженных частиц, вылетевших в о.ц.м. в заднюю полушеры, обусловлена многократным рассеянием адронов в промежуточных средах. Неточности восстановления вершин по



трекам заряженных частиц, вылетевших в с.ц.м. в переднюю полусферу, обусловлены как многократным рассеянием, так и измерительными ошибками.

На рис. 6 приведены распределения по промаху  $y_j$  (плоскости  $x_y$ ) относительно истинной  $y_B^0$  - координаты вершины для неочарованных частиц из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с (а), частиц от распада  $\bar{D}$  - мезонов (в) и  $\Lambda_c^+$  - гиперонов (д), вылетевших в переднюю с.ц.м. полусферу, и аналогичные распределения для этих частиц, вылетевших в заднюю полусферу (б, г, е). Видно, что распределения по величине промаха на рис. 6 (б, г, е) несколько шире соответствующих распределений на рис. 6 (а, в, д). Штриховые гистограммы опять соответствуют распределениям промахов, обусловленных только измерительными ошибками.

"Триггерные" переменные, характеризующие разброс оценок  $T_j$  - координаты вершины, получающихся при экотраполяции в область вершины траекторий  $n_T$  отдельных вторичных заряженных частиц, должны включать только относительные расстояния в последовательности оценок  $T_k$ , упорядоченных по шкале  $T$  в направлении пучка (т.е. левая точка  $T_1$  имеет наименьшее значение  $T$ , а правая  $T_{n_T}$  - наибольшее значение, рис. 2), так как на этом уровне обработки данных точные координаты вершины события еще не известны.

На рис. 7 представлены средние значения  $\langle \delta_l \rangle$  для  $T$  - промежутков между двумя соседними точками  $T_k$  и  $T_{k+1}$  в зависимости от порядкового номера промежутка  $\delta_l$  для событий с разным числом вторичных заряженных частиц, прошедших через МКД. Разные наборы точек соответствуют



фоновым pp-взаимодействиям и pp-событиям с образованием очарованных частиц. Видно, что крайние левые и правые промежутки в обоих случаях максимальны, что связано в основном с большими угловыми отклонениями самых медленных частиц из-за многократного рассеяния. Таким образом, крайние левые точки, попадающие по шкале  $\tau$  (см. рис.5) ниже иотинной вершины взаимодействия  $\tau_B^0$ , не несут информации о наличии очарованных частиц, а только увеличивает дисперсию распределения  $\tau$ .

Поэтому в качестве продольных триггерных переменных были выбраны следующие величины (независимо для каждой плоскости  $\tau y$  и  $\tau z$ ):

1) полное расстояние между крайней правой точкой  $\tau_{n_T}^{y(z)}$  и левой  $\tau_{1+m}^{y(z)}$  точкой, оставшейся после отбрасывания  $m$  (где  $m = 1, 2, 3$  в зависимости от  $n_T$ ) крайних левых точек:

$$\Delta_b^{y(z)} = \tau_{n_T}^{y(z)} - \tau_{1+m}^{y(z)} ;$$

2) максимальный промежуток между двумя соседними точками, оставшимися после выбрасывания крайних правой и левой точек:

$$\delta_b^{y(z)} = \max (\tau_{k+1}^{y(z)} - \tau_k^{y(z)}) .$$





где  $1 + m \leq k \leq n_T - 2$ .

Как показали расчеты, выбор таких переменных уменьшает искажения, вызываемые многократным рассеянием. Одновременно такой выбор триггерных переменных совместно с определением алгоритма триггера, данным в следующем разделе, полностью исключает вклад от частиц с неправильно восстановленными траекториями, экстраполяция которых в вершину давала бы крайние отсчеты, далеко отстоящие от истинного положения вершины, так же, как и влияние основной части распадов нейтральных странных частиц.

Аналогичные исследования, проведенные для поперечных осей  $y$  и  $z$ , показали, что и здесь в качестве триггерных переменных можно выбрать следующие величины:

$$\Delta_T^S = S_{n_T-1} - S_2,$$

$$\delta_T^S = \max (S_{k+1} - S_k),$$

где  $S \equiv y, z$ ,  $2 \leq k \leq n_T - 2$ .

Таким образом, для выделения событий с очарованными частицами может быть использовано 8 независимых переменных ( $\Delta_L, \delta_L, \Delta_T, \delta_T$  в плоскостях  $xy$  и  $xz$ ). Поскольку результаты пробных расчетов показали, что величины  $\delta_T^{y,z}$  наименее чувствительны к присутствию в событии распадов очарованных частиц, в окончательных расчетах использо-



вались только 6 переменных.

### 5. Результаты моделирования эффективности топологического триггера

Моделировалась эффективность триггера, организованного по следующей схеме:

$$\prod_{\alpha=1}^6 \theta(T_{\alpha} - C_{\alpha}), \quad (3)$$

где  $\theta(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \geq 0 \\ 0, & \text{если } x < 0 \end{cases}$

и  $T_1(2) = \Delta_T^{y(x)}$ ,  $T_3(4) = \Delta_L^{y(x)}$ ,  $T_5(6) = \delta_L^{y(x)}$  -

триггерные переменные, описанные в разделе 5. В случае необходимости для каждой переменной  $T_{\alpha}$  можно установить также верхний предел.

В процессе моделирования выбирались такие ограничения на величины  $T_{\alpha}$ , которые дали бы наибольшее отношение

$R = A_{04} / A_{\varphi}$  при дополнительном условии максимального значения  $A_{04}$ , имеющего смысл "акцептанса" триггерной системы, где  $A_{04} = N_{04}^T / N_{04}$ ,  $A_{\varphi} = N_{\varphi}^T / N_{\varphi}$ ,  $N_{04}^T$  -

число событий с образованием очарованных частиц, отобранных триггером;  $N_{04}$  - исходное число таких событий;

$N_{\varphi}^T$  и  $N_{\varphi}$  - соответствующие числа фоновых событий.

Процедура подбора оптимальных значений параметров  $C_{\alpha}$





в триггере (3) осложняется тем, что они сильно скоррелированы между собой. Поэтому для примерного определения диапазона изменения обрезаний  $C_\alpha$  сначала строились отношения

$$R_\alpha = A_{04}^\alpha / A_{07}^\alpha \quad \text{в зависимости от } C_\alpha \quad \text{при } C_{\beta \neq \alpha} = 0,$$

на основании которых отбирались по четыре значения  $C_\alpha$ , близких к оптимальным. Далее в триггере (3) проверялись все возможные переборки величин  $C_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, \dots, 6$ ), образованные с участием каждого из четырех отобранных значений  $C_\alpha$ .

Окончательные результаты, полученные с использованием  $\sim 10$  тыс. фоновых pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с и 10 тыс. моделированных событий с образованием очарованных частиц, приведены в табл. 1. Для учета неопределенности метода ошибки в определении  $A_{04}$  были удвоены.

Видно, что отношение  $R$ , которое имеет смысл коэффициента обогащения выборки очарованными частицами, достигает величин 3+4 при достаточно большом акцептансе  $A_{04}$ . При дальнейшем увеличении  $R$  величина  $A_{04}$  начинает быстро падать. Из приведенных в табл. 1 величин  $C_\alpha$  видно, что пределы на продольные отклонения оценок координат вершины могут быть достаточно велики (несколько мм). На рис. 3 тонкими и штриховыми гистограммами изображены  $\mathcal{R}_F$  - распределения

$\bar{D}$  - мезонов и  $\Lambda_c^+$  - гиперонов для выборок, получаемых при коэффициенте обогащения 3 и 5 соответственно. Из рис. 3 следует, что с увеличением  $R$  спектры очарованных частиц сильно искажаются, особенно для области  $\mathcal{R}_F < 0$ . Однако, как это было показано в раб. /5/, в установке СВД можно измерять импульсы продуктов распада заряженных частиц



только для  $\tau_r > 0$ . Поэтому потери очарованных частиц при использовании топологического триггера будут меньшими для выборки полностью восстановленных распадов, как это показано в 3-ей и 4-ой колонках табл. I. Далее, очарованные частицы, ошибочно отбракованные топологическим триггером, лежат преимущественно при малых  $L$  и часть из них должна быть потеряна при просмотре пленки с пузырьковой камеры даже в отсутствие триггера (см. рис. 4).

Приведенные в табл. I значения  $R$  являются предельными для топологического триггера, так как в конфигурации, изображенной на рис. I, МКД<sub>3,4</sub> расположены на минимальном (1 см) расстоянии от выходного окна корпуса пузырьковой камеры. Возможность столь близкого их расположения в реальных условиях еще не ясна, поэтому, возможно, МКД<sub>3,4</sub> будут расположены на большем расстоянии от стенки камеры. В табл. 2 приведены значения  $R$  и  $t_{04}$  для другого крайнего случая: когда МКД<sub>3,4</sub> расположены на расстоянии 10 см от стенки камеры. Видно, что в этом случае 4-кратное обогащение еще обеспечивает регистрацию 1/3 всех событий с очарованными частицами.

Таким образом, предлагаемая триггерная система весьма эффективна при небольших коэффициентах обогащения (3+4), что целесообразно при использовании жидководородной пузырьковой камеры с оптическим съемом информации, как это предполагается на первом этапе эксперимента по исследованию образования очарованных адронов на Серпуховском ускорителе /5/.

Поскольку в этом случае пучок по оси  $Z$  должен иметь размеры  $\leq 1$  мм, но быть растянут по оси  $Y$  до 30 мм, целесообразно использовать только по одной пластинке МКД (МКД<sub>3</sub> и





МКД<sub>5</sub>), оцифровывающей координаты частиц по  $Z$ . В таблицах 3,4 приведены величины  $R$  и  $A_{04}$  для такой триггерной системы и для расстояний МКД<sub>3</sub> от задней стенки камеры 1 см и 10 см соответственно. В этом случае отбор событий проводится только по трем триггерным переменным ( $\Delta_T^Z$ ,  $\Delta_L^Z$  и  $\delta_L^Z$ ).

Полученные в результате моделирования данные показывают, что при исследовании образования очарованных частиц с использованием прецизионной жидководородной камеры целесообразно использовать систему триггирования, основанную на точном восстановлении координат вершины взаимодействия в эффективном объеме камеры в реальном времени эксперимента. Такая триггерная система требует включения в состав координатных детекторов МКД с точностью отсчета координаты отдельной заряженной частицы не хуже 50 мкм и быстрого спецпроцессора, позволяющего провести точное восстановление вершины за время 20 мксек. Конструктивные особенности такого спецпроцессора, создание которого представляет самостоятельную сложную проблему, достаточно подробно рассмотрены в /5/.

Использование топологического триггера позволяет без существенного ухудшения данных сократить объем обрабатываемой пленочной информации в 3-4 раза.

Некоторые результаты по триггерной системе для гибридной установки по изучению образования очарованных частиц в ЦЕРН<sup>е</sup> были недавно сообщены в /7/.

В заключение авторы благодарят А.Е.Буклея и В.А.Крамаренко за обсуждение технических проблем, связанных с реализаци-

ей описанной системы триггирования. Один из авторов (А.М.М.) благодарит др.Х.Лейца (ЦЕРН) за стимулирующие обсуждения методики топологического триггера.

Поступила 10.XI.1987.

ИФВЭ ТГУ

Литература

1. А.М.Моисеев. Прецизионные вершинные детекторы в современных экспериментах по физике высоких энергий. В сборнике "Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ", стр. 67 (1983).
2. G.Bellini, P.D' Angelo, P.F. Manfredi, E.Meroni, L.Moroni, C.Palazzi Cerrina, F.Ragusa and S.Sala. Live target for lifetime measurements of charmed particles and related signal processing, preprint CERN/EP 81-145 (1981).
3. B.Hyams, U.Koelz, E.Belau, R.Klanner, G.Iutz, E.Neugebauer, A.Wyllie and J.Kemmer. A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions, NIM 205, p.99 (1983).
4. H.J.Seebrunner. A lifetime measurement of D mesons with a silicon vertex detector, preprint /MPI-Pac/Exp. E1, 122 (1983).
5. А.М.Андрюшин, Е.Н.Ардашев, В.В.Бабинцев, М.Ю.Боголюбовский, В.А.Бумажнов, И.А.Вишняков, А.А.Волков, Н.А.Галяев, Л.Л.Закамокий, В.Н.Запельский, А.Е.Кирюхин, А.И.Кетева, О.В.





Ломакин, В.Х.Маляев, А.А.Минаенко, А.М.Моисеев, Г.Я.Митрофанов, Г.Н.Наавгуст, Ю.П.Никитин, Е.Н.Паршин, А.В.Плескач, В.В.Плескач, Г.И.Селиванов, С.Р.Слабоспицкий, М.Н.Уханов, Г.С.Филиппов, В.А.Хмельников, С.В.Чекулаев, Ю.Р.Якубов, А.Е.Буклей, В.Ю.Волков, В.И.Гилев, П.Ф.Ермолов, В.В.Козлов, В.А.Крамаренко, А.Н.Ларичев, А.К.Лефлат, В.П.Руковичкин, А.В.Шкуренок, Ю.В.Ярба, С.Г.Басиладзе, В.В.Суворов, Ю.Д.Шукин, О.З.Элоев, Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, И.М.Граменицкий, А.И.Григорьев, Ю.Д.Зернин, Э.И.Мальцев, Б.А.Морозов, В.П.Пугачевич, В.Т.Толмачев, Ю.В.Хренов, М.Д.Шафранов, Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях Серпуховского ускорителя (Предложение эксперимента), препринт ИФВЭ 84-3 (1984).

6. S.Reucroft. Heavy Flavour Hadroproduction, preprint CERN/EP 83-155 (1983).
7. H.Bottcher, R.Leiste, G.Motz, U.Roser, M.Sachwitz, K.Trutzschler, T.Thon and K.Wischnewski. The technical realization of a topological charm trigger for EHS, preprint CERN-/EP/EHS/Ph 83-2 (1983).







M. Bogolyubski, L. Zakamski, A. Kirunin, A. Moiseev, A. Mchedlishvili,

M. Ukhanov, A. Pleskach, T. Topuria, V. Chunkin, Yu. Yarka

## MONTE CARLO SIMULATION OF THE TOPOLOGICAL TRIGGER FOR HYBRID SETUPS TO STUDY CHARMED PARTICLES

### Summary

The paper presents results of the Monte Carlo simulation of the selection efficiency of events, with charmed particles produced in pp interactions at 69 GeV/c using a trigger system that enables accurate measurement of secondary charged particle coordinates and thus allows to discriminate the possible presence of secondary vertex.

Experimental data on pp interaction at 69 GeV/c and a model for charmed particles production, specially worked out for this purpose, were used in the Monte Carlo simulation. Some factors influencing the reconstruction accuracy of the primary vortex are considered and an algorithm for the trigger is proposed allowing to compensate partially for multiple scattering in intermediate media and for errors in track reconstruction on the basis of counts in separate planes.

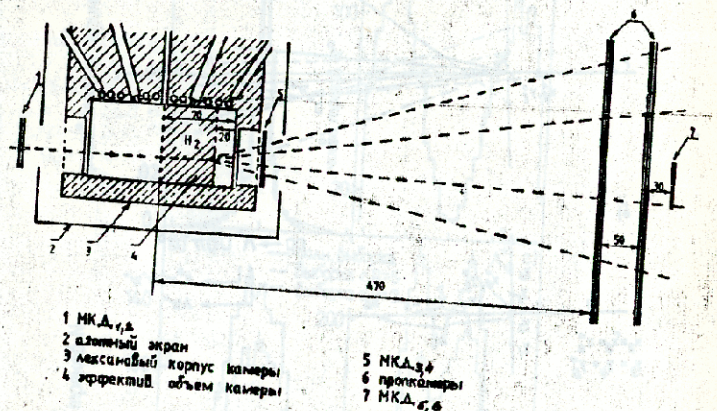


Рис. 1. Схематическое изображение корпуса жидководородной камеры и системы триггирования.



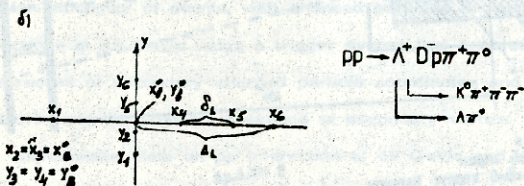
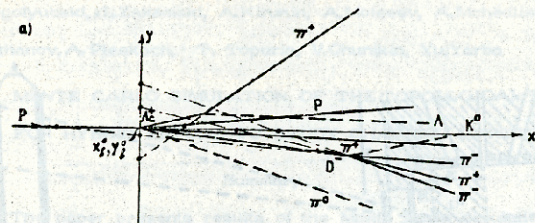
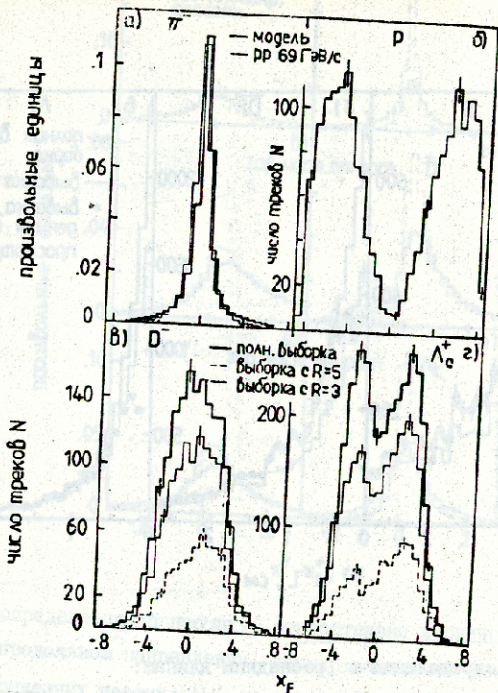


Рис. 2. Схема события  $pp \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{D} \pi^+ \pi^0$  с обозначением триггерных переменных.



3.  $x_F$ -распределения:

- а)  $\pi^-$ -мезонов из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с и  $\pi^-$ -мезонов для смоделированных событий, отнормированные на единицу;
- б) протонов для смоделированных событий;
- в)  $D^-$ -мезонов для всех событий и для событий с триггером, дающим коэффициент обогащения  $R = 3$  и  $R = 5$ ;
- г)  $\Lambda_c^+$ -гиперонов для всех событий и для событий с триггером, дающим коэффициент обогащения  $R = 3$  и  $R = 5$ .



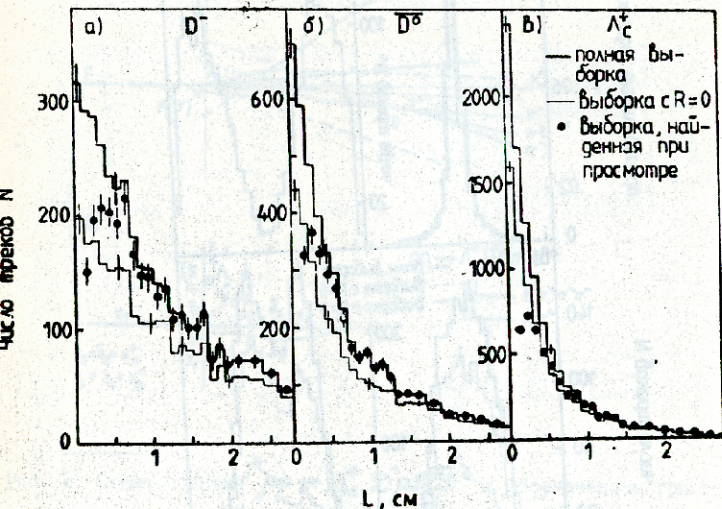
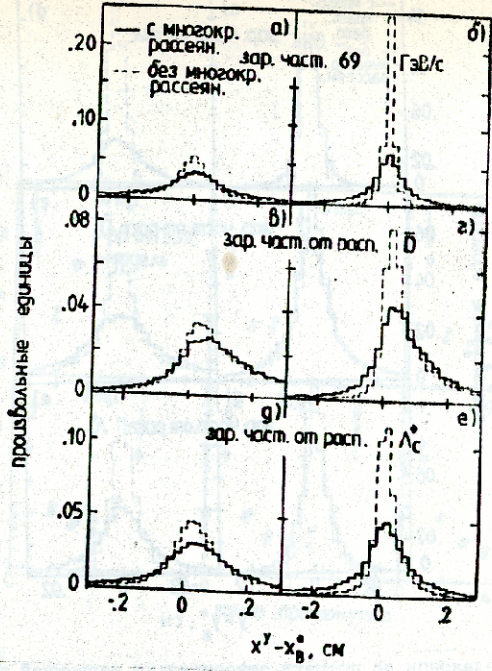


Рис. 4. Распределения по распадным длинам:

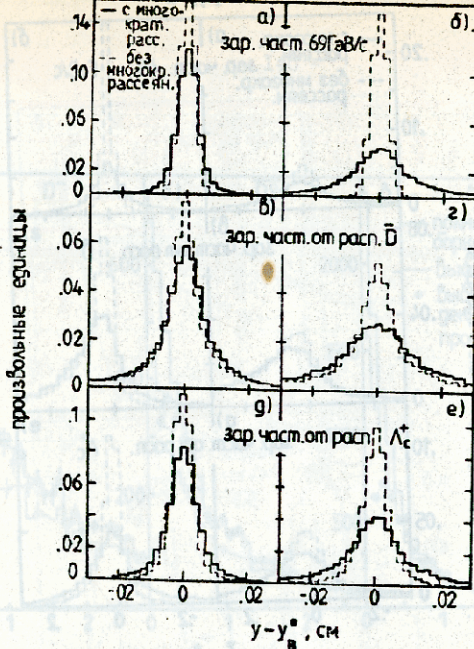
- а)  $D^-$ -мезонов;
- б)  $D^0$ -мезонов;
- в)  $\Lambda_c^+$ -гиперонов

для всех событий, для событий с триггером, дающим  $R = 3$ , и для событий, которые возможно обнаружить при просмотре.

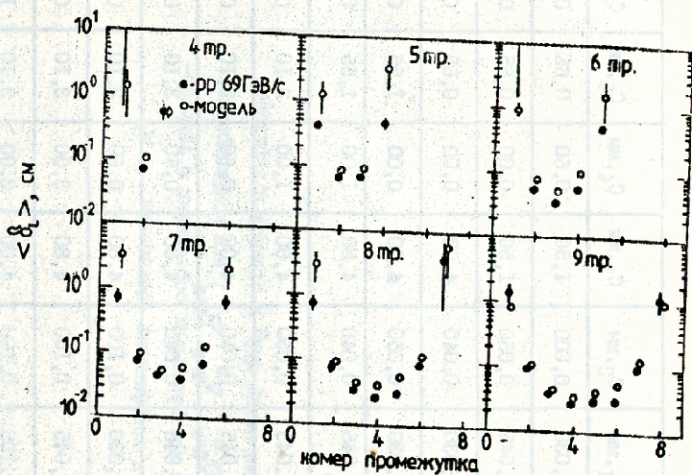


5. Распределения по промаху, относительно первичной вершины в продольном направлении, нормированные на единицу, для заряженных частиц:
- а) из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.;
  - б) из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.;
  - в) от распада  $\bar{D}$ -мезонов, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.;
  - г) от распада  $\bar{D}$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.;
  - д) от распада  $\Lambda_c^+$ -гиперонов, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.;
  - е) от распада  $\Lambda_c^+$ -гиперонов, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.





- с. 6. Распределения по прмаху относительно первичной вершины в поперечной плоскости (вдоль оси  $y$ ), нормированные на единицу, для заряженных частиц:
- а) из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.;
  - б) из pp-взаимодействий при 69 ГэВ/с, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.;
  - в) от распада  $\bar{D}$ -мезонов, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.
  - г) от распада  $\bar{D}$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.;
  - д) от распада  $\Lambda_c^+$ -гиперонов, испущенных в переднюю полусферу в с.ц.м.;
  - е) от распада  $\Lambda_c^+$ -гиперонов, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.м.



Фиг. 7. Средние расстояния между соседними отсчетами в продольном направлении от вторичных частиц для событий из pp-эксперимента и смоделированных событий с очарованными частицами в зависимости от номера промежутка для различного числа полностью восстановленных треков.



Таблица I.

Все события		События с $X_F > 0$		$C_1, \text{мм}$	$C_2, \text{мм}$	$C_3, \text{мм}$	$C_4, \text{мм}$	$C_5, \text{мм}$	$C_6, \text{мм}$
$A_{04}$	$R$	$A_{04}$	$R$						
$3,72^{\pm}$ $0,02$	$3,0^{\pm}$ $0,1$	$0,79^{\pm}$ $0,02$	$3,3^{\pm}$ $0,1$	0,030	0,000	1,50	0,60	0,65	0,00
$0,56^{\pm}$ $0,02$	$3,5^{\pm}$ $0,1$	$0,61^{\pm}$ $0,02$	$3,3^{\pm}$ $0,1$	0,045	0,050	1,50	0,00	0,65	0,35
$0,40^{\pm}$ $0,02$	$4,0^{\pm}$ $0,1$	$0,53^{\pm}$ $0,02$	$4,6^{\pm}$ $0,2$	0,030	0,040	4,00	0,00	0,65	0,35
$0,36^{\pm}$ $0,01$	$4,5^{\pm}$ $0,2$	$0,42^{\pm}$ $0,02$	$5,2^{\pm}$ $0,2$	0,030	0,050	4,00	0,00	1,55	0,00
$0,30^{\pm}$ $0,01$	$5,0^{\pm}$ $0,2$	$0,36^{\pm}$ $0,02$	$6,0^{\pm}$ $0,3$	0,045	0,040	4,80	1,00	1,55	0,35
$0,25^{\pm}$ $0,01$	$5,5^{\pm}$ $0,3$	$0,30^{\pm}$ $0,01$	$6,5^{\pm}$ $0,3$	0,045	0,050	4,80	1,00	2,10	0,00
$0,21^{\pm}$ $0,01$	$6,0^{\pm}$ $0,3$	$0,25^{\pm}$ $0,01$	$7,2^{\pm}$ $0,4$	0,045	0,050	4,00	0,60	2,10	0,70
$0,14^{\pm}$ $0,01$	$6,5^{\pm}$ $0,5$	$0,16^{\pm}$ $0,01$	$7,8^{\pm}$ $0,6$	0,045	0,040	4,80	0,60	3,10	0,70
$0,105^{\pm}$ $0,006$	$6,9^{\pm}$ $0,6$	$0,13^{\pm}$ $0,01$	$8,4^{\pm}$ $0,7$	0,030	0,100	4,80	0,60	3,10	0,70
$0,087^{\pm}$ $0,006$	$7,4^{\pm}$ $0,7$	$0,11^{\pm}$ $0,01$	$9,2^{\pm}$ $0,9$	0,045	0,100	4,80	3,00	3,10	0,70
$0,060^{\pm}$ $0,006$	$8,1^{\pm}$ $1,0$	$0,08^{\pm}$ $0,01$	$10,3^{\pm}$ $1,2$	0,105	0,100	4,00	3,00	3,10	1,10



Табл. I. "Аксептанс"  $A_{04}$  и коэффициент обогащения  $R$   
 триггерной системы при различных обрезах 6 триггер-  
 ных переменных ( $\Delta_{T, Z}^{\psi, z}, \Delta_L, \delta_L^z$ ) для конфигурации,  
 в которой расстояние между МКЦЗ и стенкой дуэньковой  
 камеры - 1 см.

$\Delta_{T, Z}^{\psi, z}$	$\Delta_L$	$\delta_L^z$	$A_{04}$	$R$
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"
0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"	0° 30' 00"

Таблица 5

0° 30' 00" - 1 см.





Таблица 2.

Все события		События с $\alpha_f > 0$	
<i>A<sub>04</sub></i>	<i>R</i>	<i>A<sub>04</sub></i>	<i>R</i>
0,66±0,02	3,0±0,1	0,84±0,02	3,8±0,1
0,45±0,02	3,5±0,1	0,64±0,02	4,6±0,1
0,37±0,01	4,0±0,1	0,49±0,02	5,3±0,2
0,26±0,01	4,6±0,2	0,34±0,02	6,0±0,3

Табл. 2. "Аксиданс" *A<sub>04</sub>* и коэффициент обогащения *R* триггерной системы для конфигурации, в которой расстояние между  $M_{143}$  и стеной пучковой камеры - 10 см.

Таблица 3.

Все события		События с $\alpha_F > 0$				$C_2, \text{мм}$	$C_4, \text{мм}$	$C_6, \text{мм}$
$A_{04}$	$R$	$A_{04}$	$R$	$R$				
$0,87 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,1$	$0,92 \pm 0,02$	$3,7 \pm 0,1$	$R$	$0,010$	$1,50$	$0,25$	
$0,68 \pm 0,02$	$3,0 \pm 0,1$	$0,75 \pm 0,02$	$3,3 \pm 0,1$		$0,030$	$2,50$	$0,55$	
$0,54 \pm 0,02$	$3,5 \pm 0,1$	$0,60 \pm 0,02$	$3,9 \pm 0,1$		$0,040$	$4,00$	$0,55$	
$0,40 \pm 0,01$	$4,0 \pm 0,1$	$0,46 \pm 0,02$	$4,7 \pm 0,2$		$0,050$	$5,00$	$1,00$	
$0,32 \pm 0,01$	$4,5 \pm 0,2$	$0,37 \pm 0,02$	$5,3 \pm 0,2$		$0,040$	$5,00$	$1,75$	
$0,23 \pm 0,01$	$5,0 \pm 0,3$	$0,27 \pm 0,01$	$6,0 \pm 0,3$		$0,060$	$6,00$	$2,25$	

Табл. 3. "Акселтакс"  $A_{04}$  и коэффициент обогащения  $R$  триметрической системы при различных обрезаниях 3-х триггерных переменных ( $\Delta T^2, \Delta L^2, \Delta Z^2$ ) для конфигурации, в которой расстояние между МКЗ и стеной пузырьковой камеры  $\sim 1$  см.



Таблица 4.

Все события		События с $\chi^2 > 0$	
$A_{04}$	$R$	$A_{04}$	$R$
$0,86 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,1$	$0,96 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,1$
$0,66 \pm 0,02$	$3,0 \pm 0,1$	$0,76 \pm 0,02$	$3,5 \pm 0,1$
$0,44 \pm 0,01$	$3,5 \pm 0,1$	$0,52 \pm 0,02$	$4,1 \pm 0,1$

Табл. 4. "Аксептано"  $A_{04}$  и коэффициент обогащения  $R$  триггерной системы для конфигурации, в которой расстояние между МКД<sub>3</sub> и стенкой пузырьковой камеры - 10 см.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени  
государственного университета

თბილისის შტატის მეცნიერებათა აკადემიის  
უნივერსიტეტის შრომები

277, 1988

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ  
НА ОСНОВЕ  $PbSnSeTe$

Л. П. Бычкова, О. И. Даварашвили, Н. П. Кекелидзе, В. А. Набич-  
вришвили, И. В. Пиркулов, А. И. Шотов

Для широкого применения ИК инжекционных лазеров важное значение имеет исследование перестройки частоты излучения, при этом скорость и диапазон перестройки частот определяются лазерной структурой и ее геометрией.

В настоящей работе исследуется и анализируется перестройка частоты излучения гетеролазеров  $PbSe - PbSnSeTe - PbSe$  ( $0,042 \leq x \leq 0,058$ ,  $0,011 \leq y \leq 0,016$ ), созданных методом жидкофазовой эпитаксии.

Исследования проводились по следующей схеме. Лазерный образец устанавливался на массивном медном теплопроводе в криостате с двойными окнами: внутренним из  $Ge$  и наружными из  $NaCl$ . Излучение лазера фокусировалось сферическим зеркалом на входной щели монохроматора ИКМ-1 с дифракционной решеткой 100 шт/мм. На выходе монохроматора излучение регист-





ировалось фотоприемником на основе  $Ge$ , работающего при температуре жидкого гелия. Импульсы длительностью  $(1-10) \cdot 10^{-6}$  и с частотой повторения 600 Гц формировались генератором Г5-15 м эмиттерным повторителем на мощных транзисторах.

При исследовании тепловых процессов для реализации непрерывного режима генерации использовалась параллельная накачка постоянным и импульсным токами. Общий ток накачки менялся в пределах  $1 + 15$  А.

На рис. 1 представлена токовая перестройка частоты излучения гетеролазера с активной областью с  $x = 0,051$ ,  $y = 0,014$  при 77К.

В импульсном режиме при возрастании тока от 7 до 15 А наблюдается плавная перестройка отдельных мод в пределах  $2+9$  см<sup>-1</sup> со скоростью перестройки  $\frac{d\nu_m}{dI} = 0,8 + 1,3$  см<sup>-1</sup>А<sup>-1</sup>. Общий диапазон перестройки мод в указанных пределах изменения токов составляет 26 см<sup>-1</sup>.

Токовая перестройка частоты излучения достигнута и в непрерывном режиме генерации, для чего предварительно оказалось необходимым исследовать тепловые процессы.

Для ряда образцов с увеличением постоянного тока, начиная с некоторого момента импульсный ток также начинает расти и непрерывный режим становится недостижимым (образец 1 таблицы, рис.2). Для другой группы - с увеличением постоянного тока импульсный ток спадает до нуля и достигается непрерывный режим генерации (образец 2 таблицы, рис.2). Помимо температурной зависимости порогового тока существенное влияние здесь оказывает теплоотвод от лазерного образца. Чем эффективнее

Образец I			Образец 2		
ИЗЛУБС- НЫЙ ТОК А	ПОСТОЯН- НЫЙ ТОК А	ДЛИНА ВОЛНЫ ММ	ИЗЛУБС- НЫЙ ТОК А	ПОСТОЯН- НЫЙ ТОК А	ДЛИНА ВОЛНЫ ММ
1,25	-	10,06	1,2	0,3	9,80
1,12	0,2	10,05	0,9	0,6	9,67
1,02	0,4	9,93	0,7	0,9	9,58
1,03	0,6	9,90	0,58	1,2	9,54
0,95	0,8	9,75	0,35	1,5	9,58
0,90	1,0	9,77	0,25	1,8	9,48
0,85	1,2	9,71	0,16	2,0	9,40
0,80	1,4	9,66	0,14	2,2	9,38
0,75	1,6	9,63	0,14	2,4	9,31
0,70	1,8	9,58	0,08	2,6	9,17
0,85	2,2	9,32	0,05	2,7	9,15
0,90	2,4	9,16	-	2,8	9,10
1,20	2,6	9,05	-	-	-





теплоотвод, тем быстрее достигается непрерывный режим генерации. Согласно нашим экспериментам теплоотвод зависел от толщины ограничивающего олоя, концентрации носителей в нем и в наибольшей степени от ширины резонатора.

Образец 1 на рис. 2 имел ширину резонатора 200 мкм, а образец 2 - 110 мкм при одинаковых толщинах ограничивающего олоя 2 мкм.

Скорость токовой перестройки рассчитана по данным работы /1/ и составляет  $\frac{dV_m}{dI} = 4 \text{ см}^{-1} \text{А}^{-1}$ . Это значение меньше, достигнутого в работе /2/ -  $8 + 12 \text{ см}^{-1} \text{А}^{-1}$ , и связано с тем, что в диффузионных лазерах р-п переход залегает на глубине 20 мкм.

Представляя  $\frac{dV_m}{dI} = \frac{dV_m}{dT} \frac{dT}{dI}$ , определим температурную перестройку мод  $\frac{dV_m}{dI}$  - параметр лазерного образца.

Перегрев образца определяется из:

$$dT = \frac{E_{g1} - E_{g2}}{\frac{dE_g}{dT}} = 2755 \frac{\lambda_H - \lambda}{\lambda_H - \lambda} \quad (1)$$

где

$$\frac{dE_g}{dT} = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град},$$



$\lambda_H$  - длина волны доминирующей моды при пороговом токе непрерывного режима.

$\lambda$  - длина волны доминирующей моды, соответствующая величине постоянного тока  $J$  при параллельном импульсном возбуждении.

С учетом данных таблицы среднее значение  $\frac{dT}{dJ}$  вблизи порога непрерывного режима составит  $14,5 \text{ K A}^{-1}$ , а  $\frac{dV_m}{dT} = 0,3 \text{ см}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

Полученное значение плавной перестройки мод  $\frac{dV_m}{dT}$  меньше скорости "грубой" перестройки частоты излучения лазера при изменении ширины запрещенной зоны:

$$\frac{dV}{dT} = 3,8 \text{ см}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Зная  $\frac{dV_m}{dT}$ , можно оценить максимальный приведенный к току перегрев в импульсном режиме  $\frac{dT}{dJ} = 2 + 4 \text{ K A}^{-1}$ .

Воспользовавшись полученным значением  $\frac{dV_m}{dT}$ , оценим температурное изменение коэффициента преломления. Из условия возбуждения колебаний в инжекционном лазере с резонатором Фабри-Перо вытекает:

$$2N\lambda = m\lambda, \tag{2}$$

где  $N$  - коэффициент преломления,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $L$  - длина резонатора,  $m$  - порядок моды.

Дифференцируя по  $T$ , для фиксированного  $m$  получим:



$$\frac{dV_m}{dT} = -\frac{V_m}{N} \left[ \frac{dN}{dT} + N \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right] \quad (3)$$

при

$$V \sim 1000 \text{ см}^{-1}, \quad \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1},$$

$$\frac{dV}{dT} = 0,3 \text{ см}^{-1} \text{ К}^{-1}, \quad N = 5 \div 6, \quad (4)$$

$$\frac{dN}{dT} = -\frac{N}{V_m} \frac{dV_m}{dT} \approx 10^{-3} \text{ К}^{-1}$$

Эта величина близка к значению  $\frac{dN}{dT} = (0,8 \div 1,3) \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ , полученному нами для диапазона концентрации носителей в активном слое лазера -  $(1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  из данных [3] (рис.3).

Учет  $\frac{dN}{dT}$  дает в дальнейшем возможность оптимизировать скорость перестройки частоты излучения по концентрации носителей в активном слое. Таким образом, в настоящей работе исследована перестройка частоты излучения гетеролазеров

$\text{PbSe-PbSnTe-PbSe}$  при 77 К в диапазоне 1000 - 1100  $\text{см}^{-1}$ .

В этом диапазоне частот могут спектрально с высоким разрешением анализироваться молекулы озона, окиси азота, двуокиси углерода и др.

Поступила 27. XII. 1987

Лаборатория полупроводникового  
материаловедения ТГУ

ლიტერატურა

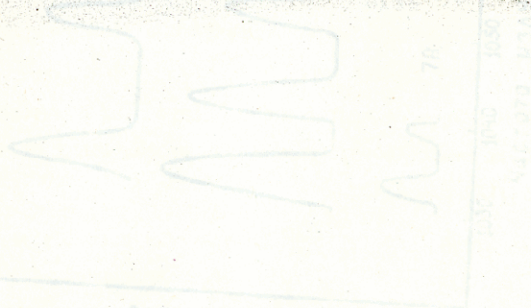


1. А.П.Шотов, О.И.Даварашвили, А.В.Бабушкин. Письма в ЖТФ, т.5, № 24, с.1488, 1981.
2. И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили. Письма в ЖТФ, т.1, № 7, с.341, 1975.
3. К.В.Вяткин, А.П.Шотов. Краткие сообщения по физике, № 4, с.42, 1982.

რ. ბიჩქაძე, თ. დავარაშვილი, ნ. კუკელიძე, ვ. ნაბიჭვრეიძე, ი. შირკველიძე, ა. შიგოვი

*PbSnSeTe* სპინდელური ნახევარგამტარი  
 კონდუქტორების გამოსხივების სიხშირის  
 დარღვევა  
 რეზიუმე

ნახევარგამტარი კონდუქტორების გამოსხივების სიხშირის ნედი დარღვევა 77 კ-მე. გამოსხივების მიერ დარღვევა და ნალიგებულა იმპულსურ და უწყვეტ რეჟიმში. მიერ დარღვევის სიხშირისას 0,8-1,3 სმ<sup>-1</sup> და -1 დარღვევის რიამბონი არის 26 სმ<sup>-1</sup> ფარგლებში.







I. Bychkova, O. Davarashvili, N. Kekelidze, V. Nabichvishvili,

I. Pirkulov, A. Shotov.

## EMISSION FREQUENCY TUNING OF INJECTION HETEROLASERS ON $PbSnSeTe$

### Summary

Emission frequency soft tuning of heterolasers at 77 K has been investigated. The emission mode retuning was analyzed both in pulse and continuous regions. The complete range of mode retuning totaled  $26 \text{ cm}^{-1}$  at the retuning rate of  $0,8-1,3 \text{ cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$ .

$T = 77\text{K}$   
 $\tau = 10^{-6}\text{с}$   
 $f = 600\text{Гц}$

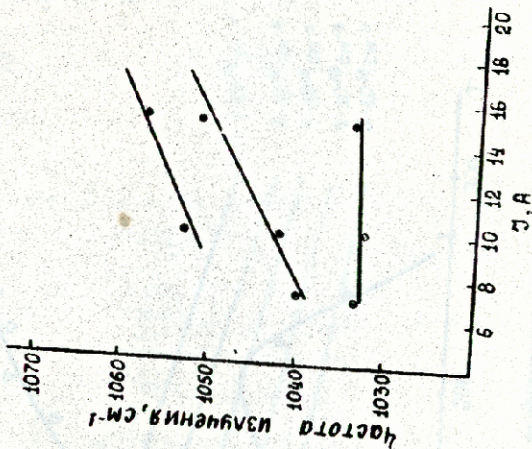
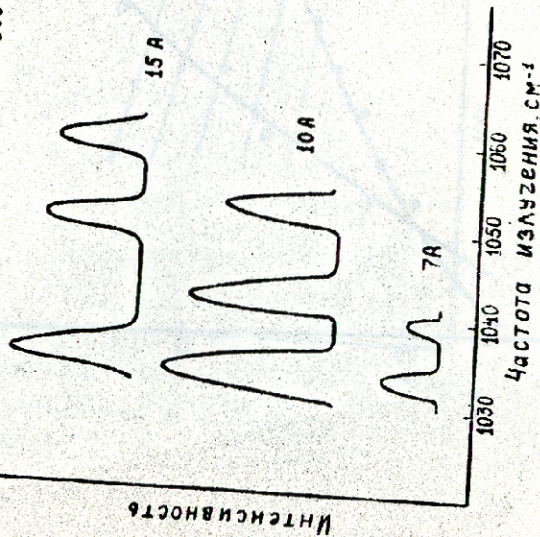


Рис. 1. Перестройка частоты излучения  
 мод гетеродина в режиме





L. Syrovaya, G. Davydov, L. Prigodov, A. Shvets

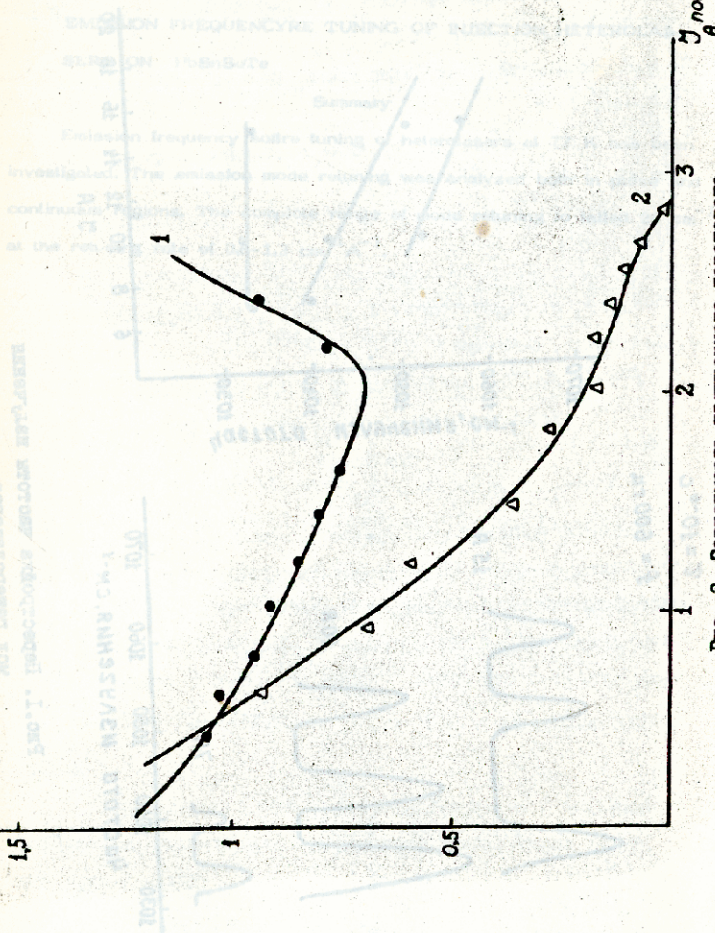


Рис. 2. Зависимость излученного порогового тока от постоянного тока возбуждения

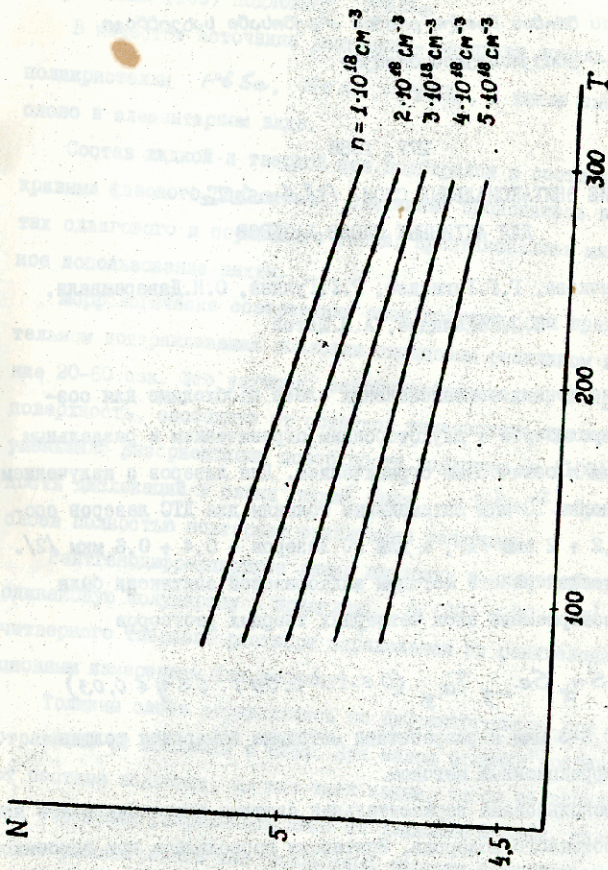


Рис. 3. Зависимость коэффициента преломления от температуры  $P8Sn5e7e$ .



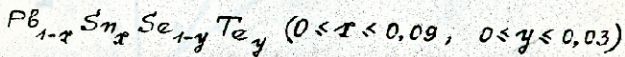
277, 1988

ТОНКИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ  $PbSnSeTe$   
ДЛЯ АКТИВНЫХ СЛОЕВ ЛАЗЕРОВ

И.И.Бычкова, Г.Г.Гегадзе, Р.Г.Гуляев, О.И.Даварашвили,  
Н.И.Кекелидзе, А.П.Шотов

Получение тонких эпитаксиальных слоев необходимо для создания гетеролазеров с двухсторонним ограничением и раздельным электронным и оптическим ограничением. Для лазеров с излучением на длину волны 10 мкм оптимальные толщины для ДТС лазеров составляют  $1,2 + 2$  мкм /1/, а для РО лазеров -  $0,4 + 0,6$  мкм /2/.

В настоящей работе методом жидкофазовой эпитаксии были получены совершенные слои четверных твердых растворов



толщиной 0,6-3 мкм и разработана методика измерения толщин рентгенодифракционным методом.

Была использована горизонтальная система эпитаксии в атмосфере проточного водорода. Эпитаксия проводилась при температурах 580-540°C со скоростью охлаждения 0,2-0,5°/мин. Интервал охлаждения составлял 3-10°C.



Эпитаксиальные слои выращивались на ориентированных в направлении (100) подложках  $PbSe$ .

В качестве источника раствора - расплава использовались поликристаллы  $PbSe$ ,  $SnSe$ ,  $PbTe$ , а также свинец и олово в элементарном виде.

Состав жидкой и твердой фаз подбирался в соответствии с кривыми фазового равновесия. Эпитаксия проводилась в кассетах одвигового и поршневого типов. Практиковалось многократное использование шихты.

Морфологически совершенные слои получены при предварительном подтравливании подложки свинцовым расплавом в течение 20-60 сек. Это улучшало зародышеобразование, вскрывая поверхность, свободную от остатков химического травления, и уменьшало разориентацию поверхности подложки от (100). Плотность дислокаций в слоях также была  $\leq 10^5 \text{ см}^{-2}$ . Ориентация слоев полностью повторяет ориентацию подложки.

Рентгенодифракционные линии подложки и слоев обнаружили одинаковую полуширину в пределах  $\Delta(2\theta) = 20 + 30^{\circ}$ . Состав четверного твердого раствора определялся по рентгенодифракционным измерениям (см. таблицу).

Толщины слоев определялись по дифрактограммам при записи отражений от подложки и слоя. При малом отличии состава слоя от состава подложки, но все-таки таком, чтобы на записи линии отражения разрешались пики от подложки и слоя, подложку можно рассматривать как однородный образец бесконечной толщины с одинаковым линейным коэффициентом поглощения и учитывать ослабление падающих на подложку рентгеновских лучей в слое.



Результаты измерения параметров эпитаксиальных  
слоев



Таблица

№	$T_{эл}$ °C	$\Delta T_{эл}$ °C	Параметр решетки $\dot{A}$	Состав		Толщина слоев мкм
				$x$	$y$	
1	580	10	6,1234	0,062	0,010	2
2	540	8	6,1292	0,046	0,028	1,2
3	540	3	6,1224	0,058	0,007	0,6

Тогда можно считать, что:

$$J_n = J_0 \frac{Q}{2\mu} e^{-\frac{2\mu t}{\sin \theta}} \quad (1)$$

$$J_n + J_c = J_0 \frac{Q}{2\mu} \quad (2)$$

где  $J_n$  - интегральная интенсивность отражения от подложки, ослабленная слоем,

$J_c$  - интенсивность отражения от слоя,

$J = J_n + J_c = J_0 \frac{Q}{2\mu}$  - интегральная интенсивность отражения от плоского образца бесконечной толщины,

$Q$  - произведение всех множителей интенсивности

рассеяния,

$1/2\mu$  - абсорбционный множитель,

$\theta$  - угол Вульфа-Брэгга.



Из (1) и (2) толщина слоя определяется так:

$$t = \frac{\sin \theta}{2\mu} \ln \left( 1 + \frac{I_d}{I_n} \right). \quad (3)$$

При измеренных  $\theta$ ,  $\mu$ ,  $I_d/I_n$  можно определить  $t$ . Соотношение интенсивностей  $I_d/I_n$  рассчитывалось из записи линий отражения (200), (400), (600). Средний линейный коэффициент ослабления рентгеновских лучей определяется из

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{PbSnSeTe} = c^{Pb} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Pb} + c^{Sn} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Sn} + c^{Se} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Se} + c^{Te} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Te},$$

где  $c$  - атомная доля компонента,  $\frac{\mu}{\rho}$  - массовый коэффициент, протабулирован для элементов таблицы Менделеева и рентгеновских лучей длиной волны  $\lambda$  ( $Ni_{K\alpha}$  и  $Ni_{K\beta}$ ).

На рисунке в качестве примера приведена запись дифрактограммы для слоя с содержанием  $x = 0,092$ ,  $y = 0,016$ .

Для этого случая  $I_d/I_n = 8,345$ ,  $\sin \theta = 0,2453$ ,  $\mu = 1484$ . Подставляя эти значения в (3), получим  $t = 1,88$  мкм. Режим измерения для  $Ni_{K\alpha\beta} V = 28$  кВ,  $I = 10$  мА, коллимирующая щель 0,05 мм, у входа счетчика - 0,1 мм. Средняя ошибка измерения толщины составляла 5%.





Она уменьшается с уменьшением разницы состава между слоем и подложкой, но до значений  $\Delta n = 0,003$  А. Сравнение данных для толщин более 2,5 мкм с результатами, полученными методом ЛРСА, дало хорошее совпадение.

Для измерения толщин 0,4-0,5 мкм предполагается увеличить эффективную длину прохождения лучей в эпитаксиальном слое, подбирая отражения с высоким ( $n_k l$ ) и минимальными углами отражения.

Поступила 25.II.1987

Лаборатория полупроводникового  
материаловедения ТГУ

Литература

1. Л.П.Шотов, О.И.Даварашвили, А.В.Бабушкин. Письма в ЖТФ, т.7, № 23, с.1444, 1981.
2. Ю.Г. Селиванов, А.П.Шотов. Краткие сообщения по физике, № 4, с.21, 1987.

რ. ბიჩივაძე, ვ. ბუბუაძე, რ. ბერიკაძე, თ. პავლავაძე, ბ. კვიციანი, ა. ბიჭვიანი

*PbSnSeTe* მზადდის ეპიტაქსიალური ფენები ლაზერის აქტიური მონიტინგის რეზონატორი

დაბრუნდით ნარმორფინილია *PbSnSeTe* მზადდის ეპიტაქსიალური ფენების ბირების შუბრებში ლაზერის აქტიური მონიტინგის. მხვადრადონი ეპიტაქსიისას რეაქტივობის პირობებში 0,5-3 მკ სისქის ფენის მისაღებად. რამდენადევილია რეზონატორი ფრაქციული მუხარობის ეპიტაქსიალური ფენების სისქის გასაზომად.



L. Bychkova, G. Gegiadze, R. Gulyaev, O. Davarashvili,  
N. Kekelidze, A. Shotov

**PbSnSeTe THIN EPITAXIAL LAYERS FOR THE ACTIVE  
REGIONS OF LASERS**

**Summary**

The results of obtaining PbSnSeTe thin epitaxial layers for the active regions of lasers are presented. Conditions of obtaining 0.6-3  $\mu\text{m}$  layers in liquid phase epitaxy are realized. An x-ray diffraction method is developed for measuring epitaxial layer thickness.



$t = 1,88 \text{ мкм}$

$a_{\text{сл}} = 6,120 (3) \text{ \AA}$

$a_{\text{подл}} = 6,126 (4) \text{ \AA}$

$2\theta_{\text{сл}} = 156,7^\circ$

$2\theta_{\text{подл}} = 155,7^\circ$

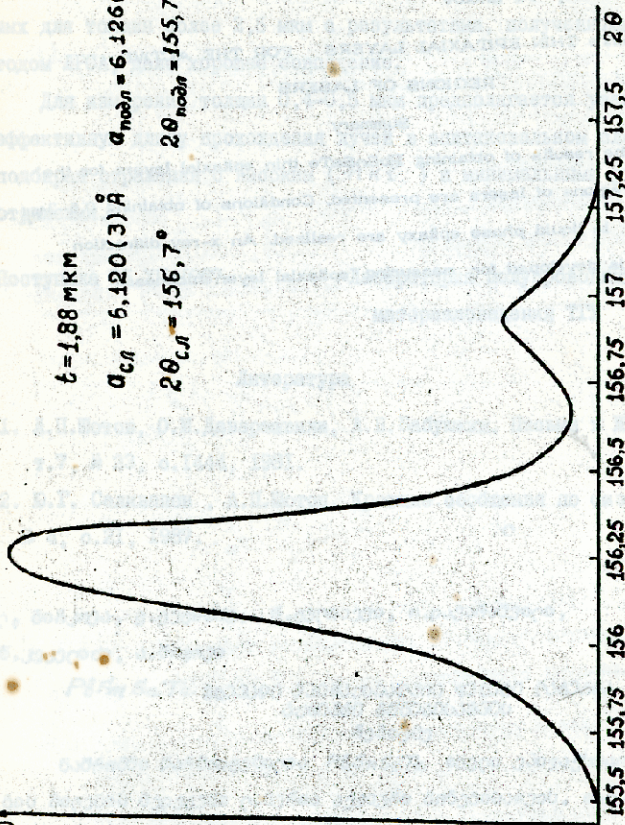


Рис. Профиль рентгенодифракционной линии отграничения от слоя и подложки.



277, 1988

СТРУННЫЕ ПОПРАВКИ К НОВОЙ  $\mathcal{D} = 10 \mathcal{N} = 1$   
СУПЕРГРАВИТАЦИИ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ПОЛЯМИ  
ЯНГА-МИЛЛОСА

Ш.И. Вахакидзе

В последнее время геометрическому подходу к десятимерным суперсимметричным теориям Эйнштейна-Янга-Миллоса уделяется большое внимание [1-5]. При изучении суперсимметричных струнных теорий этот подход является настолько плодотворным, что его можно рассматривать как новый метод для нахождения эффективного действия. В работах [1-3] рассмотрены два полных набора связей для обычной  $\mathcal{D} = 10 \mathcal{N} = 1$  супергравитации. Решая тождества Бьянки после наложения связей, мы приходим к формулировке теории на массовой поверхности. В работах [1, 6] были получены все уравнения движения и суперсимметричные преобразования в нулевом приближении по параметру натяжения струны.

В серии работ [4-6] суперполевой формализм был развит для дуальной версии  $\mathcal{D} = 10 \mathcal{N} = 1$  супергравитация - Янг-Милло теории. Теперь мы знаем, что для безмассовых полей





в суперструнных теориях типа I и гибридной, поправки до  $O(\alpha'^3)$  ( $\alpha'$  - параметр натяжения струны) к  $D = 10$   $N = 1$  супергравитация - Янг-Милло теориям могут быть учтены с помощью введения в  $\mathcal{A}$  - тензорный и  $F$  - тензорный супертоки. Эти супертоки присутствуют в определениях связей, налагаемых на кручения и тензор напряжений для поля Янга-Миллоа, соответственно, и после решения тождеств Бьянки появляются в уравнениях движения и суперсимметричных преобразованиях. Однако полное решение тождеств Бьянки все еще отсутствует. В этой короткой заметке мы восполним этот пробел.

В работах /4/ для набора тождеств Бьянки (см. /6/ для обозначений)

$$\nabla_{[A} T_{BC]}^D - T_{[AB|}^E T_{E|C]}^D - R_{[ABC]}^D = 0, \quad (1)$$

$$\nabla_{[A} R_{BC]D}^E - T_{[AB|}^F R_{F|C]D}^E = 0, \quad (2)$$

$$\nabla_{[A} F_{BC]}^{\hat{I}} - T_{[AB|}^E F_{E|C]}^{\hat{I}} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla_{[A_1} N_{A_2 \dots A_9]}^B - T_{[A_1 A_2|}^B N_{B|A_3 \dots A_9]} = 0 \quad (4)$$

были приведены связи для формулировки на массовой поверхности

$$T_{\alpha\beta}^a = i\delta_{\alpha\beta}^c, \quad T_{ab}^c = 0, \quad T_{ab}^c = 0, \quad (5)$$



$$T_{\alpha\beta}^{\gamma} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \left[ \delta_{(\alpha}^{\gamma} \delta_{\beta)}^{\epsilon} + (G^d)_{\alpha\beta} (G_j)^{\epsilon e} \right] \chi_e, \quad (6)$$

$$T_{\alpha\beta}^{\gamma} = -\frac{1}{24} (G_8)_{\alpha\beta} (G_{[3]})^{\delta\gamma} \left[ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} + \frac{i}{8} (G_{[3]})^{\epsilon\gamma} \chi_{\epsilon} \chi_{\gamma} \right] -$$

$$-\frac{1}{48} (G_{[3]})_{\alpha\beta} (G_8)^{\delta\gamma} \left[ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} + \frac{i}{16} (G_{[3]})^{\epsilon\gamma} \chi_{\epsilon} \chi_{\gamma} - \frac{1}{8} \mathcal{A}_{[3]} \right], \quad (7)$$

$$N_{\alpha\beta[5]} = \frac{i}{2} e^{\Phi} (G_{[5]})_{\alpha\beta}, \quad N_{\alpha\beta\gamma\dots} = 0, \quad (8)$$

$$N_{\alpha[6]} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} e^{\Phi} (G_{[6]})_{\alpha}^{\beta} \chi_{\beta}, \quad (9)$$

$$F_{\alpha\beta}^I = -i \frac{1}{5!} (G_{[5]})_{\alpha\beta} f_{[5]}^I, \quad (10)$$

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{i}{4} (G^d)_{\alpha\beta} \left\{ 3e^{-\Phi} \tilde{N}_{cde} + \frac{i5}{16} (G_{cde})^{\delta\gamma} \chi_{\gamma} \chi_{\delta} - \frac{1}{8} \mathcal{A}_{cde} \right\} + \frac{i}{24} (G_{[3]})_{\alpha\beta} \left\{ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} + \frac{i}{16} (G_{[3]})^{\delta\gamma} \chi_{\gamma} \chi_{\delta} + \frac{1}{8} \mathcal{A}_{[3]} \right\}, \quad (11)$$



$$R_{\alpha c d e} = -\frac{i}{2} \left[ (\epsilon_e)_{\alpha \gamma} T_{cd}^{\delta} - (\epsilon_d)_{\alpha \gamma} T_{ce}^{\delta} - (\epsilon_c)_{\alpha \gamma} T_{de}^{\delta} \right], \quad (12)$$

$$\nabla_{\alpha} \Phi = -\frac{1}{\sqrt{2}} \chi_{\alpha}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\alpha} \chi_{\beta} = & -\frac{i}{12\sqrt{2}} (\epsilon^{[3]})_{\alpha\beta} \left\{ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} - \right. \\ & \left. - \frac{3}{8} H_{[3]} \right\} - \frac{i}{\sqrt{2}} (\epsilon^a)_{\alpha\beta} \nabla_a \Phi. \end{aligned} \quad (14)$$

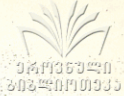
Антисимметричное тензорное поле  $\tilde{N}_{abc}$  по существу дуально тензору седьмого ранга  $N_{a_1 \dots a_7}$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{[3]} \equiv \tilde{N}_{abc} & \equiv \frac{1}{7!} \epsilon_{abc}^{[7]} \tilde{N}_{[7]} \equiv \\ & \equiv \frac{1}{7!} \epsilon_{abc}^{a_1 a_2 \dots a_7} \tilde{N}_{a_1 \dots a_7} \end{aligned} \quad (15)$$

и нормировка выбрана таким образом, что

$$R_{\lambda \mu \nu}^{\delta} = \frac{1}{4} R_{\lambda \nu a b} (\epsilon^{ab})_{\mu}^{\delta}. \quad (16)$$

Эти связи получены на основе решения тождеств Бьянки до инженерной размерности  $\mathcal{D} = 1$  и одно тождество из  $\mathcal{D} = 3/2$  было использовано для получения выражения (12) (уравнение



(I) с индексами  $(a, b, c; d)$ .

В оставшейся части этой работы мы будем исследовать  $\mathcal{D} = 3/2$  и  $\mathcal{D} = 2$  тождества Бьянки (1) и (4), которые приводят к уравнениям движения. Сектор Янга-Миллса, т.е. уравнение (3), нами был исследован в предыдущей работе [6], в которой была прояснена роль  $F$ -тензора. С другой стороны, (2) является следствием (1) и, следовательно, не дает новую информацию.

Интересно, что струнные поправки в гравитационном секторе дают вклады только в  $\mathcal{A}$ -тензорные супертоки в уравнении (14). В (7) и (11)  $\mathcal{A}$ -тензор появляется только в результате решения  $\mathcal{D} = 1$  тождеств Бьянки.

Мы начинаем с  $\mathcal{D} = 3/2$  тождеств Бьянки

$$\nabla_{\alpha} N_{a_1 \dots a_7} - \frac{1}{6!} \nabla_{[a_1} N_{\alpha/a_2 \dots a_7]} = \quad (17)$$

$$-\frac{1}{6} T_{\alpha[a_1}^E N_{E/a_2 \dots a_7]} - \frac{3}{6!} T_{[a_1 a_2]}^E N_{E\alpha/a_3 \dots a_7]} = 0,$$

$$\nabla_{(\alpha} T_{\beta)}^{\delta} + \nabla_{\beta} T_{\alpha}^{\delta} - T_{\alpha\beta}^{\gamma} T_{\gamma}^{\delta} - T_{\alpha\beta}^a T_{ab}^{\delta} = \quad (18)$$

$$-T_{\beta(\alpha}^E T_{E/\rho)}^{\delta} - R_{\beta(\alpha\rho)}^{\delta} = 0.$$

Используя в уравнении (17) связи (5), (7), (8), (9), (12) и (13), мы получаем



$$\begin{aligned}
 \nabla_{\alpha} \tilde{N}_{abc} &= \frac{e^{\Phi}}{2\sqrt{2}} \left( \epsilon_{abc}^d \right)_{\alpha}^{\beta} \left[ \chi_{\beta} \nabla_d \Phi + \nabla_d \chi_{\beta} \right] + \\
 &+ \frac{i}{4} e^{\Phi} \left( \epsilon_{abc}^{d, d_2} \right)_{\alpha\beta} T_{d, d_2}^{\epsilon} + \frac{1}{16\sqrt{2}} e^{\Phi} \left( \epsilon_{[bc]e} \right)^{\beta} \left( \epsilon^{d, d_2} \right)_{\alpha}^{\epsilon} \times \\
 &\times \left[ e^{-\Phi} \tilde{N}_{a]d, d_2} + \frac{i}{8} \left( \chi \epsilon_{a]d, d_2} \chi \right) \right] + \\
 &+ \frac{1}{48} e^{\Phi} \left( \epsilon_{abc} \right)^{\beta\delta} \left( \epsilon^{[3]} \right)_{\delta\alpha} \left\{ \frac{5}{2} e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} + \frac{3i}{32} \left( \chi \epsilon_{[3]} \chi \right) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{7}{16} \mathcal{A}_{[3]} \right\} \chi_{\beta} .
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Это уравнение мы используем для получения уравнения движения из тождества Бьянки (18).

Умножая (18) на  $\delta_{\epsilon}^{\alpha}$ ,  $(\epsilon^b)^{\alpha\beta}$  и  $(\epsilon^a)_{\beta\gamma} (\epsilon^a)^{\alpha\beta}$ , получаем три разные проекции.

Подставляя наш набор связей, окончательно получаем уравнение движения для субгравитино

$$\begin{aligned}
 \left( \epsilon^d \right)^{\beta\delta} \nabla_d \chi_{\beta} &= \frac{1}{96\sqrt{2}} \left( \epsilon^{[3]} \right)^{\delta\rho} \nabla_{\rho} \mathcal{A}_{[3]} - \\
 &- \frac{1}{48} \left( \epsilon^{[3]} \chi \right)^{\delta} \mathcal{A}_{[3]} ,
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

уравнение Рариты-Швингера



$$\begin{aligned}
 (\epsilon_a^{d_1 d_2})_{\beta\alpha} T_{d_1 d_2}^\alpha &= \frac{3}{56\sqrt{2}} (\epsilon_a \epsilon^{[3]} \chi)_\beta \mathcal{H}_{[3]} + \\
 &+ \frac{1}{21\sqrt{2}} (\epsilon^{[3]} \epsilon_a \chi)_\beta \left[ \frac{7}{2} e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} + \frac{3}{16} \mathcal{H}_{[3]} \right] - \\
 &- \sqrt{2} (\epsilon^d)_{\beta\gamma} (\epsilon_a)^{\gamma\epsilon} \chi_\epsilon \nabla_d \Phi - \frac{1}{24 \cdot 14} \left[ 5 (\epsilon_a \epsilon^{[3]})^\delta_\beta + \right. \\
 &\quad \left. + 2 (\epsilon^{[3]} \epsilon_a)^\delta_\beta \right] \nabla_\delta \mathcal{H}_{[3]}
 \end{aligned} \tag{21}$$

и еще одну проекцию этого уравнения

$$\begin{aligned}
 (\epsilon^{d_1 d_2})^\alpha_\epsilon T_{d_1 d_2}^\epsilon &= \\
 &= \frac{i}{12\sqrt{2}} (\epsilon^{[3]} \chi)^\alpha \left\{ e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} - \frac{3}{4} \mathcal{H}_{[3]} \right\}.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Действуя оператором  $\nabla_\beta$  на уравнение (20) и используя коммутационные соотношения для ковариантных производных, получаем

$$\begin{aligned}
 \nabla_\beta (\epsilon^d)^{\beta\alpha} \nabla_d \chi_\alpha &= \\
 &= (\epsilon^a)^{\beta\gamma} \left[ \nabla_a \nabla_\beta \chi_\gamma + T_{\beta a}^\delta \nabla_\delta \chi_\gamma + R_{\beta a \gamma}^\delta \chi_\delta \right].
 \end{aligned} \tag{23}$$

Можно видеть, что используя уравнение (14), мы приходим к уравнению движения для дилатона



$$\begin{aligned} & \nabla_a \nabla^a \Phi - \frac{1}{3!} e^{-2\Phi} \tilde{N}_{[3]}^2 = \\ & = \frac{i}{64} (\epsilon_{[3]})^{\epsilon\gamma} \chi_\gamma \chi_\epsilon \left[ \frac{5}{3} e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} - \frac{11}{16} \mathcal{H}_{[3]} \right] - \\ & - \frac{1}{192} \left\{ 13 e^{-\Phi} \tilde{N}_{[3]} - \frac{3}{8} \mathcal{H}_{[3]} \right\} \mathcal{H}_{[3]} - \\ & - i \frac{11}{3072\sqrt{2}} (\epsilon_{[3]} \chi)^\delta \nabla_\delta \mathcal{H}_{[3]} - \frac{i}{1536} (\epsilon_{[3]})^{\delta\rho} \nabla_\delta \nabla_\rho \mathcal{H}_{[3]} . \end{aligned} \quad (24)$$

Теперь мы можем перейти к  $\mathcal{D} = 2$  тождествам Бьянки. Первое уравнение

$$\nabla_{[a} N_{a_1 \dots a_n]} = \frac{7}{2} T_{[a_1 a_2]}^\epsilon N_{\epsilon/a_3 \dots a_n]} \quad (25)$$

дает нам уравнение движения для  $N$ -поля

$$e^{-\Phi} \nabla^d \tilde{N}_{abd} = - \frac{1}{4\sqrt{2}} \left( \epsilon_{ab}^{a_1 a_2} \right)_\epsilon^\beta \chi_\beta T_{a_1 a_2}^\epsilon , \quad (26)$$

а второе

$$\begin{aligned} & \nabla_\gamma T_{ab}^\delta - R_{ab\gamma}^\delta - T_{\gamma[a} T_{\epsilon/b]}^\epsilon + T_{ab}^\epsilon T_{\epsilon\gamma}^\delta - \\ & - \nabla_{[a} T_{\delta]}^\delta = 0 \end{aligned} \quad (27)$$



позволяет найти тензор Риччи и уравнение Эйнштейна.

Тензор Риччи можно получить умножая (27) на  $(\epsilon_c)^{\delta\gamma} \cdot (\epsilon^{\delta})_{\gamma\delta}$ . После громоздких вычислений получаем

$$\begin{aligned}
 R_{ab} = & -2 \nabla_a \Phi \nabla_c \Phi + \frac{i}{2} \chi_\alpha (\epsilon_a)^{\alpha\beta} \nabla_c \chi_\beta + \\
 & + \frac{1}{8} \eta_{ac} e^{-\Phi} \tilde{N}^{[3]} \left[ \frac{2}{3} e^{-\Phi} \tilde{N}^{[3]} - \frac{11}{112} \mathcal{A}^{[3]} \right] - \\
 & - e^{-2\Phi} \tilde{N}_{ad,d_2} \tilde{N}_c^{d_1 d_2} + \frac{9}{28 \cdot 8} e^{-\Phi} \tilde{N}_{(c}^{d_1 d_2} \mathcal{A}_{a)d_1 d_2} - \quad (28) \\
 & - \frac{5}{128 \cdot 56} \eta_{ac} \mathcal{A}^{[3]} \mathcal{A}^{[3]} + \frac{1}{56 \cdot 16} \mathcal{A}_a^{d_1 d_2} \mathcal{A}_{cd,d_2} + \\
 & + i \frac{25}{96 \cdot 64} \eta_{ac} \chi_\alpha (\epsilon^{[3]})^{\alpha\beta} \chi_\beta \mathcal{A}^{[3]} - i \frac{9}{64 \cdot 8} \chi_\alpha (\epsilon_a^{d_1 d_2})^{\alpha\beta} \chi_\beta \mathcal{A}_{d_1 d_2} + \\
 & + \frac{33}{128 \cdot 8} \chi_\alpha (\epsilon_a^{d_1 d_2})^{\alpha\beta} \chi_\beta \chi_\gamma (\epsilon_{cd,d_2})^{\gamma\delta} \chi_\delta - \\
 & - \frac{i}{56 \cdot 32 \cdot 8 \cdot \sqrt{2}} \eta_{ac} \chi_\alpha (\epsilon^{[3]})^{\alpha\beta} \nabla_\beta \mathcal{A}^{[3]} - i \frac{31}{56 \cdot 192 \cdot \sqrt{2}} \chi_\alpha \times \\
 & \times (\epsilon_a)^{\alpha\beta} (\epsilon^{[3]})_{\beta\gamma} (\epsilon_c)^{\gamma\delta} \nabla_\delta \mathcal{A}^{[3]} - \frac{i}{96 \cdot 56} \left[ (\epsilon_c)^{\gamma\delta} (\epsilon^{[3]})_{\gamma\epsilon} (\epsilon_a)^{\epsilon\alpha} \right. \\
 & \left. + \frac{\eta_{ac}}{4} (\epsilon^{[3]})^{\gamma\alpha} \right] \nabla_\gamma \nabla_\alpha \mathcal{A}^{[3]}.
 \end{aligned}$$

Последний шаг, который предпримем в настоящей работе, это получение уравнения Эйнштейна. Зная тензор Риччи, легко получить





$$\begin{aligned}
 & R_{adb}^d - \frac{1}{2} \eta_{ab} R_{de}^{de} = \\
 & = \eta_{ab} (\nabla_d \Phi)^2 - 2 (\nabla_a \Phi) (\nabla_b \Phi) + \frac{i}{2} \chi_\alpha (\epsilon_{(a})^{\alpha\beta} \nabla_b) \chi_\beta + \\
 & + \frac{1}{6} \eta_{ab} e^{-2\Phi} \tilde{N}_{[3]} \tilde{N}^{[3]} - e^{-2\Phi} \tilde{N}_{ad, d_2} \tilde{N}_b^{d_1 d_2} - \\
 & - \frac{69}{14 \cdot 128} \eta_{ab} e^{-\Phi} \mathcal{A}_{[3]} \mathcal{A}^{[3]} + \frac{9}{224} e^{-\Phi} \mathcal{A}_{(a}^{d_1 d_2} \mathcal{A}_{b) d_1 d_2} + \\
 & + \frac{\eta_{ab}}{448} \mathcal{A}_{[3]} \mathcal{A}_{[3]} + \frac{1}{112 \cdot 8} \mathcal{A}_a^{d_1 d_2} \mathcal{A}_{bd_1 d_2} + \tag{29} \\
 & + \frac{3}{256} i \eta_{ab} \chi_\alpha (\epsilon^{[3]})^{\alpha\beta} \chi_\beta \mathcal{A}_{[3]} - i \frac{9}{512} \chi_\alpha (\epsilon_{(a}^{d_1 d_2})^{\alpha\beta} \chi_\beta \mathcal{A}_{b) d_1 d_2} + \\
 & + \frac{33}{1024} \chi_\alpha (\epsilon_a^{d_1 d_2})^{\alpha\beta} \chi_\beta \chi_\epsilon (\epsilon_{cd_1 d_2})^{\epsilon\gamma} \chi_\gamma.
 \end{aligned}$$

Это уравнение является последним в наборе уравнений движения. Последнее, что мы должны сделать для получения явного вида для новой  $\mathcal{D} = 10$   $\mathcal{N} = 1$  супергравитация - Янг-Миллс теории, нужно подставить явный вид для тензора  $\mathcal{A}$ , который содержит струнные поправки. Эти выражения приведены в работе /8/.

Благодаря прогрессу в построении четырехмерных струнных теорий /9/, проблема компактификации этой теории приобретает особое значение. Мы продолжим свои исследования в этом направлении.

В заключение мы хотим поблагодарить С. Дж. Гейтса за об-



суждения и предложения. Автор призывает Е.Иванову, В.Г. Кадмеевскому и В.И.Оттевцовскому за интерес к работе.

Поступила 27.III.1987

ИВФВ ТГУ

### Литература

1. J.J.Alick, A.Dhar, B.Ratra. Phys.Rev., D33 (1986), p. 2824;  
E.Witten. Nucl. Phys. B266, 245 (1986);  
S.W.MacDowell and M.T.Rakowski. Nucl. Phys., B274 (1986), 589;  
L.Bonor.; P.Pasti, M.Tonin. Padua PPN DFPD 21/86.
2. R.E.Kallosh, B.E.W.Nilson. Phys. Lett., 167B (1986), 46.
3. E.E.W. Nilsson, A.K.Tollsten. Phys. Lett., 171B (1986), 212;  
P.Kuusk, Tartu Inst. Physics Preprint F-41 (1987).
4. S.J. Gates Jr., H.Nishino. Phys. Lett., 173B (1986), 46; *ibid.*, 52.  
Univ. of Md. preprint UMDEPP 87-108;  
H.Nishino, S.J.Gates Jr. Nucl. Physics B282 (1987), 1; *ibid.* Brandeis  
Preprint BRX-Th-209.
5. H.Nishino. Brandeis Preprint BRX-TH-209.
6. S.J.Gates Jr., S.Vashakidze. Univ. of Md. UMDEPP 86-177.
7. B.E.Nilson, Nucl. Phys., B188 (1981), 176.
8. S.J.Gates Jr., H.Nishino. Univ. of Md. preprint UMDEPP 87-108.
9. H.Kawai, D.C.Lewellen, S.-H.H.Tye. Phys. Rev., D34 (1986), 8794;  
*ibid.* Phys.Rev. Lett., 57 (1986) 1832;  
K.S.Narain, M.N. Sarmadi, E.Witten. Nucl. Phys., B279 (1987), 369.





3. Վաշակիժ

Նորմալի ժամանակագրություն  $D=10$   $N=1$  լանդ-տեղան

ճշգրտման առաջադրանքների վերաբերյալ

Կրճիտ

Թողնալով թեքման սխալի յոթերորդ օրակարգի ստանդարտացումը և  
 ճանաչողական ճշգրտման ստանդարտացումը հրահանգներում, թեքման յս  
 ճշգրտումը ուղղված  $D=10$   $N=1$  ճշգրտման հրահանգներում, մասնավոր ճշգրտման  
 ճշգրտման ժամանակի ճշգրտման ստանդարտացումը ճշգրտման ճշգրտման  
 ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման  
 ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման ճշգրտման

Vashakidze

BRING CORRECTIONS TO THE NEW D=10 N=1 SUPERGRAVITY-  
 YANG MILLS THEORY

Summary

A complete set of constraints for the dual version of Supergravity  
 Yang-Mills theory in superspace formulation is presented. This set of  
 constraints leads to the on-shell formulation of the  $D=10$ ,  $N=1$  theory.  
 A correction to this theory can be taken into account by A-tensor  
 supercurrent in a manifestly supersymmetric way by solving the Bianchi  
 identities. A complete set of equations of motion is derived.

С О Д Е Р Ж А Н И Е



1. М.Я.Гогоберашвили. Калибровочные поля группы Пуанкаре в формализме расслоения как "дефекты" пространственно-временного многообразия.....	5
2. Л.С.Чоторлишвили. Прогнозирование изменений свойств неметаллических материалов, вызванных влиянием температуры и влажности.....	32
3. Л.С.Чоторлишвили. Метод прогнозирования изменений неметаллических материалов.....	44
4. Т.Л.Будишвили, Н.П.Фокина. Магнитное детектирование охлаждения дипольного резервуара спинов при нерезонансном насыщении оптических переходов в твердых парамагнетиках.....	56
5. М.Ш.Кобахидзе. К теории количественного исследования стационарного режима работы генераторных схем II порядка.....	72
6. И.С.Авалиани, Д.Т.Гегелия, Г.Ш.Джапаридзе. О функциях распределения глюино, глюона и кварка в адроне.....	74
7. Б.С.Колосницын, З.А.Миминошвили, Т.Д.Камушадзе, Д.Н.Кочияшвили, З.Ф.Троян. Интердиффузия в двухслойных тонкопленочных структурах на основе теллура.....	93
8. Н.И.Маисурадзе. Т.А.Дзиграшвили, Н.М.Глазова, Р.Н.Кутелия, Н.И.Хасия, Р.Н.Деканосидзе, Т.Д.Камушадзе, Н.Ш.Харшиладзе. Исследование ближнего порядка аморфных пленок бора.....	101
9. Г.О.Кураташвили, Н.К.Купиди, Г.Г.Сехниадзе,	





Т.П.Толурия. Программа перекодировки целых чисел

РЕТЕН ..... 110

10. М.Ю.Боголюбовский, Л.Л.Закавказский, Л.Е.Киришин,  
А.М.Моисеев, А.И.Мчедlishvili, М.Н.Уханов, А.В.  
Плескач, Т.В.Толурия, В.Ф.Чунухян, Ю.В.Ярба. Мо-  
делирование эффективности топологического триг-  
гера для гибридных установок по исследованию оча-  
рованных частиц..... 118

11. Л.П.Бычкова, О.И.Даварашвили, Н.П.Кекелидзе,  
В.Н.Набичvришvили, И.В.Ширкулов, А.П.Шотов.  
Перестройка частоты излучения неэкзационных гете-  
ролазеров на основе  $PbSnSeTe$  ..... 149

12. Л.П.Бычкова, Г.Г.Гьгмадзе, Р.Г.Гуляев, О.И.Дава-  
рашвили, Н.П.Кекелидзе, А.П.Шотов. Тонкие эпитак-  
сиальные слои  $PbSnSeTe$  для активных слоев ла-  
зеров..... 160

13. Ш.И.Валакидзе. Струнные поправки к новой  $\mathcal{D}=4$   
 $\lambda$ -I супергравитации взаимодействующей с полями  
Янга-Миллса..... 167







კვების შექმნაველი კიბორღელი დანადგარების  
 მოპოვებური ტრეფინის ექვევითობის მოპოვებ-  
 რება . . . . . 135

11. ც.ბიჩკოვა, კ.ბაგრატიონი, ნ.კვარციანი, ვ.ნაბიჭვირი-  
 შვილი, ი.პირველი, ა.ბიჭვირი,  $Pb Sn Se Te$   
 საფუძველზე შექმნილი ინვესტიური კვანძობა-  
 რების გამოხატულების სინთეზის დარღვევა . . . 155

12. ც.ბიჩკოვა, ნ.ბაგრატიონი, რ.ბიჭვირი, კ.ბაგრატიონი,  
 ნ.კვარციანი, ა.ბიჭვირი,  $Pb Sn Se Te$  მხვედარი  
 უმრავლესობის ფენების დამზადება აუტორი მონ-  
 ტაჟის საფუძველზე . . . . . 164



1. M. Gogborashvili. Poincare gauge fields as "defects" of space-time manifold . . . . .	31
2. L. Chotorlishvili. On the prediction of the change of the properties of nonmetallic materials caused by thermal and humidity effects . . . . .	43
3. L. Chotorlishvili. On the prediction of the change of the properties of nonmetallic materials . . . . .	43
4. T. Buishvili, N. Fokina. Magnetic detection of the spin dipole reservoir cooling at the non-resonant saturation of optical transitions in solid paramagnets . . . . .	62
5. M. Kobakhidze. On the theory of the quantitative investigation of the generator schemes of second order stationary regime . . . . .	75
6. I. Avaliani, G. Dzheparidze, D. Gegelia. The distribution functions of gluino, gluon, and quark in a hadron . . . . .	90
7. B. Kolosnitsin, Z. Miminoshvili, T. Kamushadze, D. Kochlashvili, E. Troyan. Interdiffusion in two-layer thin film structures based on Te . . . . .	96
8. N. Malsuradze, T. Dzigrashvili, N. Glazova, R. Kutelia, N. Khasia, R. Dekanosidze, T. Kamushadze, N. Kharashiladze. Study of short-range order of boron amorphous films . . . . .	106
9. G. Kurafashvili, N. Koutsidi, G. Seckhniadze, T. Topuria, "PRTEN": A decoding program for integer numbers . . . . .	114
10. M. Bogolyubski, L. Zakamski, A. Kirunin, A. Moiseev, A. Mchedlishvili, M. Uchanov, A. Plekach, T. Topuria, V. Chunikin, Yu. Yarba. Monte Carlo simulation of the topological trigger for hybrid setups of study charmed particles . . . . .	136
11. L. Bychkova, O. Davarashvili, N. Kekelidze, V. Nabichvishvili, I. Pirikulov, A. Shotov. Emission frequency retuning og injection heterolasers on $\text{PbSnSeTe}$ . . . . .	156





12. L.Bychkova, G.Gogiatze, R.Gulyaev, O.Davarashvili, N.Kekelitze, A.Shotoz. *PhS* Safe thin epitaxial layers for the active regions of lasers . . . . . 165
13. S.Vashel. *Ica*. String corrections of the new D-10, N-1 supergravity-Yang-Mills theory . . . . . 178

Редактор издательства Л. Абушвили

Подписано в печать 4.07.88

УЗ 07200 Бумага 60x84

Уч.изд.л. II,5 Уч.изд.л.6,59

Тираж 300 Заказ 932 Цена I р.30 коп.

Издательство Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 14.

საბჭოს რესპუბლიკის გამომცემლობა,

თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის ქ. 14.

Библиограф Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 1.

საბჭოს რესპუბლიკის სკოლა,

თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის 16.1.