90-300

+

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-90-300

Ш.И.Вашакидзе

IIA СУПЕРГЕОМЕТРИЯ ДЛЯ σ-МОДЕЛИ ГРИНА - ШВАРЦА

1990

Проблема ковариантного квантования струнных моделей Грина-Шварца является одной из фундаментальных в современной математической физике. На протяжении последних нескольких лет в литературе появляется множество ошибочных утверждений о решении этой проблемы[1]. Во многом это объясняется тем, что из-за громоздкости эффективных теорий сложно проверить корректность ее решения. В такой ситуации очень важно иметь суперполевые формулировки для супергравитаций первого и второго типов в $D=10$ измерениях, которые являются эффективными теориями соответствующих струнных моделей.

Супергравитации первого типа достаточно хорошо исследованы, и их формулировки (с учетом и без учета полей материи) даны в очень удобной для струнных вычислений форме[2]. Для этих теорий проблема состоит лишь в суперсимметричном учете аномальных лоренцевых поправок[3].

Что касается теорий второго типа (IIA и IIB супергравитации), суперполевая формулировка, пригодная для струнных вычислений, найдена сравнительно недавно[4]. Первое же применение этих формулировок для вычисления струнных поправок привело к неожиданному результату. А именно, были найдены однопетлевые поправки к супергравитациям, которые нарушают лоренцеву ковариантность[5], и было показано, что эти поправки определяются нековариантностью схемы квантования[6]. В этих работах используются результаты решения тождеств Бьянки до $D=1$ уровня включительно. Однако если удастся построить ковариантную схему квантования, то для вычисления струнных поправок к супергравитации необходимо знать все уравнения движения. Для IIB теории эта задача была решена в работе[7], однако связи, рассмотренные в этой работе, непригодны для σ-модельного описания суперструны, так как не обеспечивают K-суперсимметрию системы. Эта проблема решена в работах[4,6].

Что касается IIA теории, уравнения движения для нее еще не были построены. В настоящей работе мы восполним этот пробел.

В первом разделе мы более детально рассмотрим систему связей до $d=1$ уровня включительно. Мы введем множество произвольных констант в определения этих связей и найдем условия, накладываемые на эти константы тождествами Бьянки. Полученные условия не фиксируют значения всех констант. Остается произвол в выборе этих констант, который будет использован нами для получения различных наборов связей. В частности, легко можно получить канонический набор связей, впервые рассмотренный в работе[8], с исправлением допущенных в ней некоторых неточностей. Однако существует более простой набор связей, который очень удобен, особенно при струнных вычислениях. Мы сосредоточим наше внимание именно на этом наборе.

В следующих двух разделах приводятся новые результаты. В третьем разделе мы решим $d=3/2$ тождества Бьянки и найдем уравнение Рариты-Швингера, уравнения движения для полей дилатино и поля дилотона. В четвертом разделе мы детально исследуем $d=2$ тождества и найдем уравнение Эйнштейна и уравнения движения для F- и G -полей.

Мы используем обозначения, приведенные в работе[9].

2. IIA супергеометрия: решение $d=0,1/2$ и 1 тождеств Бьянки

IIA суперпространство содержит две фермионные координаты с противоположной киральностью и, следовательно, описывается вектороподобной супергравитацией (типа IIA).

Прежде чем приступить к решению поставленной задачи, нужно отметить, что в теории присутствуют три потенциала, напряженности которых обозначим через F_{AB}, G_{ABC} и F_{ABCE}. Антисимметричный тензор G_{ABC} содержится во всех $\mathcal{D}=10$ супергравитациях и играет ключевую роль в анализе тождеств Бьянки уже на $d=0$, $d=1/2$ уровне. Это поле присутствует в явном виде в струнных действиях Грина-Шварца и обеспечивает проведение самосогласованного квантования этих моделей. Что касается остальных двух полей, то в нашем анализе они начинают играть важную роль лишь на $d=1$ уровне. Отметим, что эти поля в струнное действие не входят и появляются лишь в эффективном действии безмассового сектора струны. При этом 4-форма F_{ABCE} не является точной формой, а удовлетворяет аномальному тождеству Бьянки

$$\nabla_{[A_1}F_{A_2\cdots A_5)} - 2T^{B}_{[A_1A_2|}F_{B|A_3\cdots A_5)} = K_1 F_{[A_1A_2}G_{A_3A_4A_5]} + K_2 G_{[A_1A_2A_3}F_{A_4A_5]}. \tag{2.1}$$

Интересно отметить, что при отсутствии "аномалий" $(K_1=K_2=0)$ самосогласованное решение тождеств Бьянки не существует!

Для сохранения общности в построении IIA супергеометрии введем произвольные константы $\ell, \kappa, a_1, a_2, b_1, b_2$, c_1 и c_2 и определим связи на $d=0$ и $d=1/2$ уровне в следующем виде

$$T^{a}_{\alpha\beta} = i\sigma^{a}_{\alpha\beta}, \quad T^{a}_{\dot\alpha\dot\beta} = i\sigma^{a}_{\dot\alpha\dot\beta},$$

$$T^{b}_{\dot\alpha\beta} = T^{b}_{\alpha a} = T^{b}_{\dot\alpha a} = T^{c}_{ab} = 0,$$

$$T^{\gamma}_{\alpha\beta} = \ell\left[\delta^{\gamma}_{(\alpha}\chi_{\beta)} + \sigma^{d}_{\alpha\beta}\sigma^{\gamma\delta}_{d}\chi_{\delta}\right],$$

$$T^{\dot\gamma}_{\dot\alpha\dot\beta} = \ell\left[\delta^{\dot\gamma}_{(\dot\alpha}\chi_{\dot\beta)} + \sigma^{d}_{\dot\alpha\dot\beta}\sigma^{\dot\gamma\dot\delta}_{d}\chi_{\dot\delta}\right], \tag{2.2}$$

$$T^{\dot\delta}_{\dot\alpha\dot\beta} = \kappa C^{\delta\dot\delta}\sigma_{a\,\alpha\beta}\sigma^{a}_{\delta\gamma}\chi^{\gamma}, \quad T^{\delta}_{\dot\alpha\dot\beta} = \kappa\sigma^{a}_{\dot\alpha\dot\beta}\sigma^{\delta\gamma}_{a}\chi_{\gamma},$$

$$T^{\dot\alpha}_{\beta\dot\gamma} = -\kappa C_{\gamma\dot\gamma}\left[2\delta^{\gamma}_{\beta}\delta^{\alpha}_{\delta} + \sigma^{\gamma\alpha}_{a}\sigma^{a}_{\beta\delta}\right]\chi^{\delta},$$

$$T^{\dot\alpha}_{\dot\beta\dot\gamma} = -\kappa C_{\beta\dot\beta}C^{\alpha\dot\alpha}\left[2\delta^{\delta}_{\alpha}\delta^{\beta}_{\gamma} + \sigma^{a}_{\alpha\gamma}\sigma^{\delta\beta}_{a}\right]\chi_{\delta},$$

$$F_{\alpha\dot\beta} = a_1 C_{\alpha\dot\beta}e^{c_1\varphi}, \quad F_{\alpha\beta} = F_{\dot\alpha\dot\beta} = 0,$$

$$F_{a\alpha} = i a_2 e^{c_1\varphi}\sigma_{a\,\alpha\beta}\chi^{\beta},$$

$$F_{a\dot\alpha} = i a_2 C_{\alpha\dot\alpha}e^{c_1\varphi}\sigma^{\alpha\beta}_{a}\chi_{\beta}, \tag{2.3}$$

$$G_{\underline{\alpha\beta\gamma}} = 0,$$

$$G_{\alpha\beta c} = i b_1 e^{c_1\varphi}\sigma_{c\,\alpha\beta}, \quad G_{\dot\alpha\dot\beta c} = -i b_1 e^{c_1\varphi}\sigma_{c\,\dot\alpha\dot\beta},$$

$$G_{ab\alpha} = b_2 e^{c_2\varphi}\sigma_{ab}{}^{\gamma}{}_{\alpha}\chi_{\gamma}, \quad G_{ab\dot\alpha} = C_{\alpha\dot\alpha}b_2 e^{c_2\varphi}\sigma_{ab\gamma}{}^{\alpha}\chi^{\gamma}, \tag{2.4}$$

$$F_{\underline{\alpha\beta\gamma}A} = F_{\alpha\beta ab} = F_{\dot\alpha\dot\beta ab} = 0,$$

$$F_{\alpha\dot\beta ab} = a_1 b_1\frac{K_1+K_2}{2}e^{(c_1+c_2)\varphi}\sigma_{ab}{}^{\beta}{}_{\alpha}C_{\beta\dot\beta},$$

$$F_{\alpha abc} = -i\ell a_1 b_1\frac{K_1+K_2}{2}e^{(c_1+c_2)\varphi}\sigma_{abc\,\alpha\beta}\chi^{\beta},$$

$$F_{\dot\alpha abc} = C_{\alpha\dot\alpha}i\ell a_1 b_1\frac{K_1+K_2}{2}e^{(c_1+c_2)\varphi}\sigma_{abc}{}^{\alpha\gamma}\chi_{\gamma}. \tag{2.5}$$

При получении результатов (2.3-2.5) мы находим соотношения

$$\nabla_\alpha \Phi = \frac{\ell-2K}{C_1}\chi_\alpha ,$$

$$\nabla_{\dot\alpha} \Phi = \frac{\ell-2K}{C_1}\chi_{\dot\alpha} \qquad \text{при} \qquad a_2 \neq 0 . \qquad (2.7)$$

Константы ℓ, k, a, b и C должны удовлетворять условиям

$$a_2 = a_1[\ell-2K],$$

$$b_2 = \frac{C_2}{C_1}(\ell-2K)b_1, \qquad b_2 = 2b_1K . \qquad (2.8)$$

Уравнения (2.1-2.8) позволяют нам найти решения для $d=1$ тождеств Бьянки. После некоторых вычислений находим

$$T_{\alpha a}^{\ \ \beta} = \frac{1}{16\cdot 2}\sigma^{bc\ \beta}_{\ \ \alpha} A_{abc} + \frac{1}{16\cdot 3!}\sigma_a^{\ [3]\beta}_{\ \ \ \ \alpha} B_{[3]} ,$$

$$C_{\alpha\dot\alpha}C^{\beta\dot\beta}T^{\dot\alpha}_{\ \dot\beta a} = \frac{1}{16\cdot 2}\sigma^{bc\ \beta}_{\ \ \alpha}\bar A_{abc} + \frac{1}{16\cdot 3!}\sigma_a^{\ [3]\beta}_{\ \ \ \ \alpha}\bar B_{[3]} , \qquad (2.9)$$

где

$$A_{[3]} = -\frac{4}{b_1}\frac{\ell-3K}{\ell+3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} + i2K\ell\frac{3\ell-7K}{\ell-3K}\chi_\alpha\sigma_{[3]}^{\ \alpha\beta}\chi_\beta - i4K^2\frac{2\ell-3K}{\ell-3K}\chi^\alpha\sigma_{[3]\alpha\beta}\chi^\beta ,$$

$$\bar A_{[3]} = -\frac{4}{b_1}\frac{\ell-3K}{\ell+3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} - i2K\ell\frac{3\ell-7K}{\ell-3K}\chi^\alpha\sigma_{[3]\alpha\beta}\chi^\beta + i4K^2\frac{2\ell-3K}{\ell-3K}\chi_\alpha\sigma_{[3]}^{\ \alpha\beta}\chi_\beta ,$$

$$B_{[3]} = \frac{4}{b_1}\frac{4}{\ell-3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} + i2K\frac{\ell^2-5K\ell}{\ell-3K}\chi_\alpha\sigma_{[3]}^{\ \alpha\beta}\chi_\beta + i\frac{12K^3}{\ell-3K}\chi^\alpha\sigma_{[3]\alpha\beta}\chi^\beta ;$$

$$\bar B_{[3]} = -\frac{4}{b_1}\frac{K}{\ell-3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} + i2K\frac{\ell^2-5K\ell}{\ell-3K}\chi^\alpha\sigma_{[3]\alpha\beta}\chi^\beta + i\frac{12K^3}{\ell-3K}\chi_\alpha\sigma_{[3]}^{\ \alpha\beta}\chi_\beta . \qquad (2.10)$$

Суперсимметричные преобразования для дилатино определяются соотношениями

$$\nabla_\alpha\chi_\beta = \frac{i}{2}\frac{C_1}{\ell-2K}\sigma^a_{\ \alpha\beta}\nabla_a\Phi - \frac{1}{96}\sigma^{[3]}_{\ \ \alpha\beta}\Big\{i\frac{4}{b_1}\frac{1}{\ell-3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} - \frac{\ell^2-5K\ell-6K^2}{\ell-3K}\chi_\gamma\sigma_{[3]}^{\ \gamma\delta}\chi_\delta - \frac{12K^2}{\ell-3K}\chi^\gamma\sigma_{[3]\gamma\delta}\chi^\delta\Big\},$$

$$\nabla^{\dot\alpha}\chi^{\dot\beta} = \frac{i}{2}\frac{C_1}{\ell-2K}\sigma^{a\,\dot\alpha\dot\beta}\nabla_a\Phi + \frac{1}{96}\sigma^{[3]\dot\alpha\dot\beta}\Big\{i\frac{4}{b_1}\frac{1}{\ell-3K}e^{-C_2\Phi}G_{[3]} - \frac{\ell^2-5K\ell-6K^2}{\ell-3K}\chi_\gamma\sigma_{[3]}^{\ \gamma\delta}\chi_\delta - \frac{12K^2}{\ell-3K}\chi^\gamma\sigma_{[3]\gamma\delta}\chi^\delta\Big\} . \qquad (2.11)$$

Для кручения со смешанными спинорными индексами получаем

$$C_{\beta\dot\beta}T^{\dot\beta}_{\ \dot\alpha a} \equiv T_{\dot\alpha a\beta} = \frac{i}{16}\sigma_{a\dot\alpha\beta}A + \frac{i}{16\cdot 2}\sigma_{a\dot\alpha\gamma}\sigma^{bc\ \gamma}_{\ \ \beta}B^{(1)}_{bc} + \frac{i}{16\cdot 2}\sigma^{bc\ \gamma}_{\ \ \dot\alpha}\sigma_{a\beta\gamma}B^{(2)}_{bc} + \frac{i}{16\cdot 4!}\sigma_{a\dot\alpha\gamma}\sigma^{[4]\gamma}_{\ \ \ \beta}D^{(1)}_{[4]} + \frac{i}{16\cdot 4!}\sigma^{[4]\gamma}_{\ \ \ \dot\alpha}\sigma_{a\gamma\beta}D^{(2)}_{[4]} ,$$

$$C^{\alpha\dot\alpha}T^{\beta}_{\ \dot\alpha a} \equiv T^{\alpha\ \beta}_{\ a} = \frac{i}{16}\sigma_a^{\ \alpha\beta}\bar A + \frac{i}{16\cdot 2}\sigma_a^{\ \alpha\gamma}\sigma^{bc\ \beta}_{\ \ \gamma}\bar B^{(1)}_{bc} + \frac{i}{16\cdot 2}\sigma^{bc\ \alpha}_{\ \ \gamma}\sigma_a^{\ \gamma\beta}\bar B^{(2)}_{bc} + \frac{i}{16\cdot 4!}\sigma_a^{\ \alpha\gamma}\sigma^{[4]\beta}_{\ \ \ \gamma}\bar D^{(1)}_{[4]} + \frac{i}{16\cdot 4!}\sigma^{[4]\alpha}_{\ \ \ \gamma}\sigma_a^{\ \gamma\beta}\bar D^{(2)}_{[4]} , \qquad (2.12)$$

где

$$A = -2\chi_\alpha\chi^\alpha ,$$

$$B^{(1)}_{ab} = \frac{2}{a_1}e^{-C_1\Phi}F_{ab} - 2[\ell^2-2K\ell+2K^2]\chi_\beta\sigma_{ab}^{\ \ \beta}{}_\gamma\chi^\gamma = -\bar B_{ab} ,$$

$$B^{(2)}_{ab} = -6K\frac{e^{-C_1\Phi}}{a_1(\ell-3K)}F_{ab} + 2K\frac{3\ell-7K}{\ell-3K}\chi_\alpha\sigma_{ab}^{\ \ \alpha}{}_\beta\chi^\beta = -\bar B^{(2)}_{ab} .$$

$$D^{(1)}_{[4]} = -\frac{4}{(K_1+K_2)a_1b_1} F_{[4]} - 2[I^2+2KI-2K^2]\chi_\beta \sigma_{[4]}{}^\beta{}_\gamma \chi^\gamma = -\bar{D}^{(1)}_{[4]},$$

$$D^{(2)}_{[4]} = -\frac{2K}{l-3K}\left[\frac{2}{(K_1+K_2)a_1b_1} F_{[4]} + l(l+K)\chi_\alpha \sigma_{[4]}{}^\alpha{}_\beta \chi^\beta = -\bar{D}^{(2)}_{[4]}. \quad (2.13)$$

Суперсимметричные преобразования для дилатино определяются соотношениями

$$\nabla_\alpha \chi^\beta = -\nabla^\beta \chi_\alpha ,$$

$$\nabla_\gamma \chi^\gamma = \frac{1}{l-2K}(-2\chi_\alpha\chi^\alpha) - 2(4l-5K)\chi_\alpha\chi^\alpha ,$$

$$\sigma_{ab}{}^\alpha{}_\gamma \nabla_\alpha \chi^\gamma = 6\,\frac{e^{-c_1\phi}}{a_1(l+3K)} F_{ab} - 6\,\frac{l^2-Kl-4K^2}{l-3K}\chi_\beta \sigma_{ab}{}^\beta{}_\gamma \chi^\gamma ,$$

$$\sigma_{[4]}{}^\alpha{}_\beta \nabla_\alpha \chi^\beta = -\frac{2}{l-3K}\left[\frac{2}{(K_1+K_2)a_1b_1} F_{[4]} + l(l+K)\chi_\alpha \sigma_{[4]}^\alpha \chi^\beta\right]. \quad (2.14)$$

Приведенная выше форма связей весьма удобна при исследовании различных формулировок IIA супергравитации. С помощью выражений (2.1-2.14) можно получить канонические связи, приведенные в работе /79/. Для этого нужно выбрать следующие значения для констант

$$C_1 = C_2 = K = b_1 = b_2 = 1 . \quad (2.15)$$

Однако в наших дальнейших вычислениях мы будем пользоваться масштабно-инвариантной системой связей (типа ГНЗ). Приведенные нами результаты позволяют получить и этот набор связей, который имеет наиболее простой вид из всех возможных. В частности, мы выберем

$$l = b_{1,2} = a_{1,2} = 1, \quad K_1 = K_2 = 1, \quad C_1 = K = 0 . \quad (2.16)$$

При струнных вычислениях этот набор связей является очень удобным. Поэтому в оставшейся части настоящего раздела мы будем исследовать лишь эти связи.

При значении констант (2.16) решение $d = 0,\ 1/2$ тождеств Бьянки дает результаты

$$T^a_{\alpha\dot\beta} = T^b_{\alpha a} = T^b_{\dot\alpha a} = 0 ,$$

$$T^c_{\alpha\beta} = i\sigma^c_{\alpha\beta} , \qquad T^c_{\dot\alpha\dot\beta} = i\sigma^c_{\dot\alpha\dot\beta} ,$$

$$T^\gamma_{\alpha\beta} = [\delta^\gamma_{(\alpha}\delta^\delta_{\beta)} + \sigma^c_{\alpha\beta}\sigma_c{}^{\gamma\delta}]\chi_\delta ,$$

$$T^{\dot\gamma}_{\dot\alpha\dot\beta} = [\delta^{\dot\gamma}_{(\dot\alpha}\delta^{\dot\delta}_{\dot\beta)} + \sigma^c_{\dot\alpha\dot\beta}\sigma_c{}^{\dot\gamma\dot\delta}]\chi_{\dot\delta} ,$$

$$T^\alpha_{\dot\beta\gamma} = T^\alpha_{\dot\beta\dot\gamma} = T^{\dot\alpha}_{\beta\gamma} = T^{\dot\alpha}_{\beta\dot\gamma} = 0 , \quad (2.17)$$

$$F_{\alpha\beta} = F_{\dot\alpha\dot\beta} = 0, \qquad F_{\alpha\dot\beta} = e^\phi C_{\alpha\dot\beta} ,$$

$$F_{a\alpha} = ie^\phi \sigma_{a\alpha\beta}\chi^\beta , \qquad F_{a\dot\alpha} = iC_{\alpha\dot\alpha} e^\phi \sigma_a{}^{\alpha\gamma}\chi_\gamma ,$$

$$G_{\alpha\beta\gamma} = G_{\dot\alpha\beta\gamma} = G_{\alpha\dot\beta c} = G_{\alpha ab} = 0 ,$$

$$G_{\alpha\beta c} = i\sigma_{c\alpha\beta} , \qquad G_{\dot\alpha\dot\beta c} = -i\sigma_{c\dot\alpha\dot\beta} ,$$

$$F_{\alpha\beta\gamma A} = 0, \qquad F_{ab\alpha\beta} = F_{ab\dot\alpha\dot\beta} = 0 ,$$

$$F_{ab\alpha\dot\beta} = e^\phi \sigma_{ab}{}^\beta{}_\alpha C_{\beta\dot\beta} , \qquad F_{\dot\alpha abc} = iC_{\alpha\dot\alpha} e^\phi \sigma_{abc}{}^{\alpha\gamma}\chi_\gamma ,$$

$$F_{\alpha abc} = -ie^\phi \sigma_{abc\,\alpha\beta}\chi^\beta , \quad (2.18)$$

$$\nabla_\alpha \Phi = \chi_\alpha , \quad \nabla^\alpha \Phi = \chi^\alpha .$$

$d = 1$ тождества Бьянки дают следующие решения для тензоров кручения

$$T^\beta_{\alpha a} = C_{\alpha\dot\alpha} C^{\beta\dot\beta} T^{\dot\alpha}_{\dot\beta a} = -\frac{1}{8}\sigma^{bc}{}^\beta{}_\alpha G_{abc} ,$$

$$C_{\beta\dot\beta} T^{\dot\beta}_{\alpha a} \equiv T_{a\alpha\beta} = \frac{i}{16}\sigma_{a\alpha\gamma} f^\gamma{}_\beta \equiv$$

$$\equiv \frac{i}{16}\sigma_{a\alpha\gamma}\left[-2\delta^\gamma_\beta \chi_\nu \chi^\nu + \sigma^{bc}{}^\gamma{}_\beta \tilde F_{bc} - \frac{1}{12}\sigma^{[4]\gamma}{}_\beta \tilde F_{[4]}\right] .$$

$$C^{\dot\alpha\alpha} T^\beta_{\dot\alpha a} \equiv T^\alpha_a{}^\beta = -\frac{i}{16}\sigma_a{}^{\alpha\gamma} f^\beta_\gamma \quad (2.19)$$

Тензоры кривизны принимают простой вид

$$R_{\alpha\beta ab} = \frac{i}{2}\sigma^c_{\alpha\beta} G_{abc} , \qquad R_{\dot\alpha\dot\beta ab} = -\frac{i}{2}\sigma^c_{\dot\alpha\dot\beta} G_{abc} ,$$

$$R_{\dot\alpha\dot\beta ab} = \frac{1}{16}\sigma_{[a|\alpha\nu}\, f^{\nu}_{\varepsilon}\,\sigma_{|b]}{}^{\varepsilon\beta} C_{\beta\dot\beta} \tag{2.20}$$

И последнее, что можно извлечь из $d=1$ тождеств, это суперсимметричные преобразования для дилатино

$$\nabla_\alpha \chi^\beta = -\nabla^\beta \chi_\alpha = -\frac{5}{8}\delta^\beta_\alpha \chi_\gamma\chi^\gamma - \frac{3}{16}\sigma^{[2]}{}^{\beta}_{\alpha}\tilde F_{[2]} - \frac{1}{16\cdot 12}\sigma^{[4]}{}^{\beta}_{\alpha}\tilde F_{[4]},$$

$$\nabla_\alpha \chi_\beta = \frac{i}{2}\sigma^a_{\alpha\beta}\nabla_a\Phi - \frac{1}{24}\sigma^{[3]}_{\alpha\beta}G_{[3]} - \chi_\alpha\chi_\beta,$$

$$\nabla^\alpha\chi^\beta = \frac{i}{2}\sigma^{a\,\alpha\beta}\nabla_a\Phi + \frac{1}{24}\sigma^{[3]\,\alpha\beta}G_{[3]} - \chi^\alpha\chi^\beta. \tag{2.21}$$

В уравнениях (2.19-2.21) использованы следующие обозначения

$$f^\beta_\alpha = -2\delta^\beta_\alpha(\chi_\varepsilon\chi^\varepsilon) + \sigma^{[2]}{}^{\beta}_{\alpha}\tilde F_{[2]} - \frac{1}{12}\sigma^{[4]}{}^{\beta}_{\alpha}\tilde F_{[4]},$$

$$\tilde F_{[2]} = e^{-\Phi}F_{[2]} - \chi_\alpha\sigma_{[2]}{}^{\alpha}_{\beta}\chi^\beta,$$

$$\tilde F_{[4]} = e^{-\Phi}F_{[4]} + \chi_\alpha\sigma_{[4]}{}^{\alpha}_{\beta}\chi^\beta. \tag{2.22}$$

3. <u>$d=3/2$ тождества Бьянки</u>

G- и F-тождества Бьянки дают суперсимметричные преобразования для этих полей. В частности,

$$\nabla_\alpha G_{abc} = \frac{1}{2}\sigma_{[a|\alpha\gamma}T^{\gamma}_{|bc]}, \qquad \nabla^\alpha G_{abc} = -\frac{1}{2}\sigma_{[a}{}^{\alpha\beta}T_{bc]\beta},$$

$$e^{-\Phi}\nabla_\alpha F_{ab} - i\sigma_{[a|\alpha\gamma}[\nabla_{|b]}\Phi + \nabla_{|b]}]\chi^\gamma + T_{ab\alpha} -$$
$$-\frac{i}{8}\chi^\delta\sigma_{[a|\delta\gamma}\sigma^{cd}{}^{\gamma}_{\alpha}G_{b]cd} - \frac{1}{16}\chi_\delta\sigma_{[a|}{}^{\delta\gamma}f^\beta_\gamma\sigma_{b]\beta\alpha},$$

$$e^{-\Phi}\nabla^\alpha F_{ab} = i\sigma_{[a|}{}^{\alpha\gamma}[\nabla_{|b]}\Phi + \nabla_{|b]}]\chi_\gamma + T^{\alpha}_{ab} - \frac{i}{8}\chi^\delta\sigma_{[a|\delta\gamma}\sigma^{cd}{}^{\gamma}_{\alpha}G_{b]cd}$$
$$+\frac{1}{16}\chi^\delta\sigma_{[a|\delta\beta}f^\beta_\gamma\sigma_{b]}{}^{\gamma\alpha},$$

$$e^{\Phi}\nabla_\alpha F_{abcd} = +\frac{i}{6}\sigma_{[abc]\alpha\gamma}[\nabla_{d]}\Phi + \nabla_{d]}]\chi^\gamma + \frac{1}{4}\sigma_{[ab]}{}^{\gamma}_{\alpha}T_{[cd]\gamma} -$$
$$-\frac{i}{6}\sigma_{[a|\alpha\gamma}\chi^\gamma G_{bcd]} -$$

$$-\frac{1}{48}\sigma^{[2]}{}^{\gamma}_{\alpha}\sigma_{[abc|\gamma\nu}\chi^\nu G_{|d][2]} - \frac{1}{96}\sigma_{[a|\alpha\beta}f^\beta_\gamma\sigma_{|bcd]}{}^{\gamma\delta}\chi_\delta,$$

$$e^{-\Phi}\nabla^\alpha F_{abcd} = -\frac{i}{6}\sigma_{[abc]}{}^{\alpha\gamma}[\nabla_{d]}\Phi + \nabla_{d]}]\chi_\gamma + \frac{1}{4}\sigma_{[ab}{}^{\alpha}_{\gamma}T^{\gamma}_{|cd]},$$

$$-\frac{i}{6}\sigma_{[a|}{}^{\alpha\gamma}\chi_\gamma G_{bcd]} + \frac{1}{48}\sigma^{[2]}{}^{\alpha}_{\gamma}\sigma_{[abc|}{}^{\gamma\nu}\chi_\nu G_{d][2]} - \frac{1}{96}\sigma_{[a}{}^{\alpha\gamma}f^\beta_\gamma\sigma_{bcd]\beta\delta}\chi^\delta, \tag{3.1}$$

где, как обычно, "неправильное" положение спинорного индекса у тензора кручения отражает наличие матрицы зарядового сопряжения

$$T_{ab\alpha} \equiv C_{\alpha\dot\alpha}T^{\dot\alpha}_{ab}. \tag{3.2}$$

Отметим, что эти обозначения очень удобны. Они позволяют опускать матрицу зарядового сопряжения в вычислениях и дают возможность более наглядно увидеть симметрию между двумя секторами IIA теории с противоположной киральностью.

$d=3/2$ R-тождества Бьянки дают

$$\sigma^c_{(\alpha\beta}\nabla_{\gamma)}G_{abc} \equiv -2\sigma^c_{(\alpha\beta}R_{\gamma)cab},$$

$$\sigma^{c(\alpha\beta}\nabla^{\gamma)}G_{abc} \equiv 2\sigma^{c(\alpha\beta}R^{\gamma)}{}_{cab}. \tag{3.3}$$

Из $d=3/2$ T-тождеств Бьянки получаем

$$R_{a(\alpha\beta)}{}^{\gamma} = i\sigma^b_{\alpha\beta}T^{\gamma}_{ab} - \frac{1}{8}\sigma^{bc}{}_{(\alpha}{}^{\gamma}\nabla_{\beta)}G_{abc} + t^{\gamma\delta}_{\alpha\beta}\nabla_a\chi_\delta$$
$$+\frac{1}{8}t^{\delta\nu}_{\alpha\beta}\chi_\nu\sigma^{bc}{}^{\gamma}_{\delta}G_{abc} - \frac{1}{8}t^{\gamma\nu}_{\delta(\alpha}\sigma^{ab}{}^{\delta}_{\beta)}\chi_\nu G_{abc}, \tag{3.4}$$

$$R_{a\alpha}{}^{\beta}{}_{\gamma} = -\frac{1}{8}\sigma^{bc}{}^{\beta}_{\gamma}\nabla_a G_{abc} + \frac{i}{16}\sigma_{a\alpha\nu}\nabla^\beta f^\nu_\gamma + \frac{i}{16}t^{\beta\varepsilon}_{\gamma\nu}\chi^\nu\sigma_{a\alpha\delta}f^\delta_\varepsilon, \tag{3.5}$$

$$R_{\alpha[ab]} = -i\sigma^c_{\alpha\gamma}T^{\gamma}_{ab}, \tag{3.6}$$

где

$$t^{\gamma\delta}_{\alpha\beta} \equiv \delta^\gamma_{(\alpha}\delta^\delta_{\beta)} + \sigma^a_{\alpha\beta}\sigma_a^{\gamma\delta}.$$

Тождества Бьянки дают еще три уравнения, которые отличаются от (3.3-3.6) лишь расположением спинорных индексов (другими словами, все тензоры имеют противоположную киральность), и поэтому мы их не выпишем. Из (3.6) легко найти тензоры кривизны

$$R_{\alpha abc} = \frac{i}{2}\sigma_{a\,\alpha\beta} T^{\beta}_{bc} - \frac{i}{2}\sigma_{[a\,\alpha\beta} T^{\beta}_{|c]a},$$

$$R^{\alpha}_{abc} = \frac{i}{2}\sigma_a^{\alpha\beta} T_{bc\beta} - \frac{i}{2}\sigma^{\alpha\beta}_{[b} T_{c]a\beta}. \qquad (3.7)$$

Следует отметить, что этот результат можно получить совершенно другим путем, используя уравнения (3.3) и (3.5). Это является хорошей проверкой самосогласованности нашей системы связей.

Теперь мы перейдем к решению уравнения (3.4). Используя (3.7), получаем

$$i\sigma^{ab\alpha}{}_{\beta} T^{\beta}_{ab} = 2\sigma^{a\alpha\gamma}\nabla_a\chi_\gamma - \frac{1}{4}\sigma^{[3]\alpha\gamma}\chi_\gamma G_{[3]},$$

$$i\sigma^{b}_{\alpha\beta} T^{\beta}_{ab} = 2\nabla_a\chi_\alpha - \frac{1}{4}\sigma^{bc}{}_{\alpha}{}^{\beta}\chi_\beta G_{abc},$$

$$i\sigma^{ab}{}_{\alpha}{}^{\beta} T_{ab\beta} = -2\sigma^{a}{}_{\alpha\gamma}\nabla_a\chi^{\gamma} - \frac{1}{4}\sigma^{[3]}{}_{\alpha\gamma}\chi^{\gamma} G_{[3]},$$

$$i\sigma^{b\alpha\beta} T_{ab\beta} = 2\nabla_a\chi^{\alpha} - \frac{1}{4}\sigma^{bc\alpha}{}_{\beta}\chi^{\beta} G_{abc}. \qquad (3.8)$$

Для определения уравнения Рариты-Швингера в окончательном виде нужно определить уравнение движения для поля дилатино $-\chi$. Это можно сделать, используя тождество Бьянки (3.3). Однако существует второй способ нахождения уравнений для поля дилатино, который заключается в использовании суперсимметричных преобразований для поля дилатино и определении тензоров напряженности

$$\nabla_{(\alpha}\nabla_{\beta)}\chi_\gamma = T^{\delta}_{\alpha\beta}\nabla_\delta\chi_\gamma + T^{a}_{\alpha\beta}\nabla_a\chi_\gamma - R_{\alpha\beta\,\gamma}{}^{\delta}\chi_\delta. \qquad (3.9)$$

Используя это соотношение, мы находим

$$\frac{1}{3}\sigma^{[3]}{}_{\gamma(\alpha}\nabla_{\beta)} G_{[3]} - \frac{1}{4} i\,\sigma^{a}_{\alpha\beta}\sigma_{a\gamma\delta} f^{\delta}_{\nu}\chi^{\nu} - 8\sigma^{a}_{\alpha\beta}\nabla_a\chi_\gamma + 4\sigma^{a}_{\gamma(\alpha|}\nabla_a\chi_{|\beta)}$$

$$+ 4\sigma^{a}_{\alpha\beta}\sigma_{a\,\gamma\delta}\sigma^{b\,\delta\nu}\chi_\nu\nabla_b\Phi - \sigma^{a}_{\alpha\beta}\sigma_a{}^{[3]\nu}{}_{\gamma}\chi_\nu G_{[3]} - \frac{1}{2}\sigma^{a}_{\gamma(\alpha}\sigma^{bc}{}^{\nu}{}_{\beta)}\chi_\nu G_{abc} = 0. \qquad (3.10)$$

Уравнение (3.10) весьма удобно для анализа. В частности, после несложных вычислений нетрудно получить уравнения движения для полей дилатино

$$\sigma^{a\alpha\beta}\nabla_a\chi_\beta = -2\sigma^{a\alpha\beta}\chi_\beta\nabla_a\Phi - \frac{1}{24}\sigma^{[3]\alpha\gamma}\chi_\gamma G_{[3]} + \frac{i}{8} f^{\alpha}{}_{\delta}\chi^{\delta},$$

$$\sigma^{a}{}_{\alpha\beta}\nabla_a\chi^{\beta} = -2\sigma^{a}{}_{\alpha\beta}\chi^{\beta}\nabla_a\Phi + \frac{1}{24}\sigma^{[3]}{}_{\alpha\beta}\chi^{\beta} G_{[3]} - \frac{i}{8} f^{\delta}{}_{\alpha}\chi_\delta. \qquad (3.11)$$

Из этих уравнений можно получить уравнение движения поля дилатона. Действуя оператором ∇_α на первое из уравнений (3.11), имеем

$$\nabla_a\nabla^a\Phi = -2(\nabla\Phi)^2 + \frac{1}{12} G^{[3]}G_{[3]} + \frac{3}{8} F^{[2]}F_{[2]} + \frac{1}{96} F^{[4]}F^{[4]}$$

$$-\frac{1}{2}(\chi_\alpha\sigma^{[2]\alpha}{}_{\beta}\chi^{\beta})e^{-\Phi}F_{[2]} + 5(\chi_\alpha\chi^\alpha). \qquad (3.12)$$

Естественно, что уравнения (3.12) совместимы с уравнением (3.5). В этом можно убедиться путем прямых вычислений. При проведении этой проверки нами были найдены соотношения, которые весьма полезны при анализе $d=2$ тождеств Бьянки. Приведем эти соотношения:

$$[\nabla^\alpha + 7\chi^\alpha] f^{\beta}{}_{\alpha} = 0,$$

$$T^{\alpha}_{ab} = -\frac{1}{128}[\nabla^{\beta} + 7\chi^{\beta}]\sigma_{ab}{}^{\gamma}{}_{\beta} f^{\alpha}{}_{\gamma}. \qquad (3.13)$$

На этом завершается анализ $d=3/2$ тождеств Бьянки.

4. $d=2$ тождества Бьянки

Сначала рассмотрим следующие два тождества

$$0 = \nabla_\alpha T^{\delta}_{ab} + \nabla_{[a} T_{b]}{}^{\delta}{}_{\alpha} - T^{E}_{\alpha[a|} T_{E|b]}{}^{\delta} - T^{E}_{ab} T_{E}{}^{\delta}{}_{\alpha} - R_{ab\,\alpha}{}^{\delta},$$

$$0 = \nabla_{[a} T_{bc]}{}^{d} - T_{[ab|}{}^{E} T_{E|c]}{}^{d} - R_{[abc]}{}^{d}. \qquad (4.1)$$

Используя явный вид тензоров кручения (2.16-2.21), после несложных вычислений получаем уравнения

$$R_{ab\alpha}{}^{\delta} = \nabla_\alpha T_{ab}{}^{\delta} + t^{\delta\varepsilon}_{\alpha\nu}\chi_\varepsilon T_{ab}{}^{\nu} + \frac{1}{8}\sigma^{d_1 d_2}{}_{\alpha}{}^{\delta}\nabla_{[a}G_{b]d_1 d_2} - \frac{1}{256}\sigma_{[a|\alpha\beta}f^{\beta}_{\varepsilon}\sigma_{|b]}{}^{\varepsilon\gamma}f_{\gamma}^{\delta} + \frac{1}{8}\sigma^{de}{}_{\alpha}{}^{\delta}G_{adf}G_{be}{}^{f}$$

$$R_{[abc]}{}^{d} = 0 . \qquad (4.2)$$

В приведенных результатах мы часто будем использовать тензоры f_{α}^{δ}, $\tilde F_{[2]}$, $\tilde F_{[4]}$ и $t^{\delta\gamma}_{\alpha\beta}$, определенные в (2.12) и (3.6), которые очень удобны при анализе системы.

Второе из уравнений (4.2) показывает, что тензор Риччи симметричен. Это наблюдение будет играть важную роль при получении уравнения движения для поля G.

Прежде чем найти тензор и скаляр Риччи из первого из уравнений (4.2), приведем соотношение, которое нам будет использовано в вычислениях. Это соотношение следует из условия $R_{ab\alpha}{}^{\alpha} = 0$ и имеет следующий вид:

$$(\nabla_\alpha + 7\chi_\alpha)T^{\alpha}_{ab} = \frac{1}{256}\sigma_{[a|\alpha\nu}f^{\nu}_{\varepsilon}\sigma_{|b]}{}^{\varepsilon\gamma}f_{\gamma}^{\alpha} . \qquad (4.3)$$

Первое из уравнений (4.2) после некоторых вычислений дает скаляр Риччи

$$\mathbb{R} \equiv -\frac{1}{8}R_{ab\alpha}{}^{\delta}\sigma^{ab}{}^{\alpha}{}_{\delta} = -4(\nabla^a\phi)^2 + \frac{5}{12}G^2 + \frac{3}{2}e^{-2\phi}F^2_{[2]} + \frac{1}{24}e^{-2\phi}F^2_{[4]} - \frac{5}{2}(\chi_\alpha\sigma^{[2]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)e^{-2\phi}F_{[2]} + \frac{1}{24}(\chi_\alpha\sigma^{[4]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)e^{-2\phi}F_{[4]} + 10(\chi_\alpha\chi^\alpha)^2, \qquad (4.4)$$

тензор Риччи

$$\mathbb{R} \equiv -\frac{1}{16}R_{(a|c\alpha}{}^{\delta}\sigma_{|b)}{}^{c}{}^{\alpha}{}_{\delta} = \nabla_{(a}\nabla_{b)}\phi + \frac{1}{4}G_a^{[2]}G_{b[2]} - \frac{1}{2}\tilde F_a{}^{d}\tilde F_{bd} - \frac{1}{12}\tilde F_a^{[3]}\tilde F_{b[3]} + \frac{1}{8}\eta_{ab}\{e^{-2\phi}F_{[2]} + \frac{1}{12}e^{-2\phi}F_{[4]} - 2e^{-\phi}(\chi_\alpha\sigma^{[2]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)F_{[2]} + \frac{1}{6}e^{-\phi}(\chi_\alpha\sigma^{[4]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)F_{[4]} - 20(\chi_\alpha\chi^\alpha)^2 \qquad (4.5)$$

и, следовательно, уравнение Эйнштейна

$$\mathbb{R}_{ab} - 2\eta_{ab}\mathbb{R} = \nabla_{(a}\nabla_{b)}\Phi + 8\eta_{ab}(\nabla_d\Phi)^2 + \frac{1}{4}G_a^{[2]}G_{b[2]} - \frac{5}{6}\eta_{ab}G^2_{[3]} - \frac{1}{2}\tilde F_a{}^{d}\tilde F_{bd} - \frac{1}{12}\tilde F_a^{[3]}\tilde F_{b[3]} + \eta_{ab}\{-\frac{23}{8}e^{-2\Phi}F^2_{[2]} - \frac{7}{96}F^2_{[4]} + \frac{19}{4}(\chi_\alpha\sigma^{[2]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)e^{-\Phi}F_{[2]} - \frac{1}{16}e^{-\Phi}(\chi_\alpha\sigma^{[4]\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta)F_{[4]} - \frac{45}{2}(\chi_\alpha\chi^\alpha)^2\} . \qquad (4.6)$$

Условие симметричности тензора Риччи дает уравнение

$$R_{[a|d\alpha}{}^{\delta}\sigma_{b]}{}^{d}{}^{\alpha}{}_{\delta} = 0 , \qquad (4.7)$$

которое дает уравнение движения для поля G:

$$\nabla^d G_{abd} = -2G_{abd}\nabla^d\Phi - \frac{1}{2}\tilde F_{ab[2]}\tilde F^{[2]} + \frac{1}{48}\varepsilon_{ab}{}^{[4][\tilde 4]}\tilde F_{[4]}\tilde F_{[\tilde 4]} + 2\chi_\gamma T^{\gamma}_{ab} - 2\chi_{\dot\gamma}T^{\dot\gamma}_{ab} . \qquad (4.8)$$

Перейдем теперь к анализу последнего набора тождеств Бьянки, который позволяет нам найти последние уравнения движения. Нам осталось только найти уравнения движения для $F_{[2]}$- и $F_{[4]}$-полей. Для этого рассмотрим следующий набор $d=2$ тождеств Бьянки

$$\nabla_{[a|}T^{\alpha}_{\alpha|b]\delta} = \nabla_\alpha T_{ab\delta} - T_{\alpha[a|}{}^{\nu}T_{\nu|b]\delta} - T_{\alpha[a|\nu}T_{\delta|b]}{}^{\nu} , \qquad (4.9)$$

$$\nabla_{[a|}T^{\alpha}{}_{|b]}{}^{\delta} = \nabla^{\alpha}T^{\delta}_{ab} - T^{\alpha}_{[a|}{}^{\nu}T_{\nu|b]}{}^{\delta} - T_{\nu[a}{}^{\alpha}T^{\nu}{}_{b]}{}^{\delta} . \qquad (4.10)$$

Чтобы найти уравнение движения для поля $F_{[2]}$, умножим уравнение (4.10) на $\sigma^{b}{}_{\alpha\delta}$. После не очень сложных вычислений получаем

$$e^{-\Phi}\nabla^d F_{ad} = \nabla^d[\chi_\alpha\sigma_{ad}{}^{\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta] - 2\nabla_a[\chi_\alpha\chi^\alpha] - 3[\chi_\alpha\sigma_{ad}{}^{\alpha}{}_{\beta}\chi^\beta]\nabla^d\Phi + \frac{5}{12}G_{[3]}F_a^{[3]} + \frac{1}{6}\chi_\alpha\sigma_a{}^{\alpha\beta}\sigma^{[3]}{}_{\beta\gamma}\chi^\gamma G_{[3]} . \qquad (4.11)$$

Наиболее сложным из всего анализа II A супергеометрии является определение уравнения движения для поля $F_{[4]}$. Из всех возможных способов нахождения этого уравнения наиболее простым, на наш взгляд, является следующий. Умножим тождества Бьянки (4.9) и (4.10) соответственно на

$$-i\frac{1}{24}\sigma^{ab\delta}{}_{\beta}\,\sigma_{a_1a_2a_3}{}^{\beta\alpha} \quad \text{и} \quad -i\frac{1}{24}\sigma^{ab}{}^{\beta}{}_{\delta}\,\sigma_{a_1a_2a_3\beta\alpha}$$

и возьмем сумму этих уравнений. Вычисления существенно упрощаются, если воспользоваться соотношением

$$\sigma_{abc\,\alpha\nu}\nabla^{\alpha}f^{\nu}_{\delta}=\{f^{\nu}_{\delta}\,\sigma_{abc\nu\alpha}+f^{\nu}_{\alpha}\,\sigma_{abc\nu\delta}\}\chi^{\alpha}-\sigma^{d}_{\delta\nu}\chi^{\nu}\sigma^{\beta\gamma}_{d}\,\sigma_{abc\beta\varepsilon}f^{\varepsilon}_{\gamma}$$
$$+4\sigma^{ef}{}^{\beta}{}_{\delta}\,\delta_{abc\,\beta\nu}T^{\nu}_{ef}\,, \qquad (4.12)$$

которое получается путем умножения уравнения (3.5) на $\sigma_{bc\beta}{}^{\alpha}$ при $b, c\neq a$. Аналогичное уравнение можно получить и для $\nabla_{\alpha}f^{\nu}_{\delta}$. Используя эти соотношения, получаем

$$e^{-\Phi}\nabla^{d}F_{da_1a_2a_3}=-\nabla^{d}[\chi_{\alpha}\sigma_{da_1a_2a_3}{}^{\alpha}{}_{\beta}\chi^{\beta}]-\frac{11}{36}\varepsilon_{a_1a_2a_3}{}^{[3\,[4]}G_{[3]}\tilde{F}_{[4]}$$
$$+\frac{1}{32}\{\sigma_{a_1a_2a_3\alpha\beta}f^{\beta}_{\gamma}\chi^{\alpha}\chi^{\gamma}+\sigma_{a_1a_2a_3}{}^{\alpha\beta}f^{\gamma}_{\beta}\chi_{\alpha}\chi_{\gamma}\}+\tilde{F}^{d}{}_{[a_1}G_{a_2a_3]d}+$$

$$+\frac{1}{8}\chi^{\gamma}\sigma^{ef}{}^{\varepsilon}{}_{\gamma}\sigma_{a_1a_2a_3\varepsilon\nu}T^{\nu}_{ef}+\frac{1}{8}\chi_{\nu}\sigma^{ef}{}^{\gamma}{}_{\varepsilon}\sigma_{a_1a_2a_3}{}^{\varepsilon\nu}T_{ef\nu}\,. \qquad (4.13)$$

На этом завершается полный анализ тождеств Бьянки для II A супергравитации.

Нами построена супергеометрия для II A пространства, пригодная для σ-модельного подхода к струнным моделям Грина-Шварца. Эти результаты особенно полезны при вычислении струнных поправок к супергравитации.

References

1. Kallosh R. Phys.Lett. – 1987, 174B, p. 369.
   Kallosh R., Rahmanov M. Phys.Lett. 1988, 209B, p .239.
   Gates J., Grisaru M., Lindstrom U., Roceck M., Siegel W., Van Nieuwenhuizen P., van de Ven A.E. Stony Brock preprint, 1989, LTP-SB 89-32.
2. Grisaru M., Nishino H., Zanon D. Nucl.Phys. 1989, B314, 363.
3. Bonora L., Pasti P., Tonin M. Phys.Lett 188B (1987) 112.
   Ferrara S., Fre P., Porrati M. Ann.Phys. 175 (1987) 112.
   Bellucci S., Gates S.J. Jr., Phys.Lett. 208B (1989) 456.
4. Bellucci S., Gates J., Radak B., Vashakidze S., University of Maryland preprint, 1989, UMDEPP 39-124.
5. Gates J., Majumdar P., Radak B., Vashakidze S. Phys.Lett. 1989, B226, 237.
6. Depireux D., Gates J., Majumdar P., Radak B., Vashakidze S. University of Maryland preprint, 1989, UMDEPP 89-169.
7. Howe P.S., West P.C., Nucl.Phys. 1984, B238, 181.
8. Carr J., Gates J., Oerter R. Phys.Lett. 1987, 189B, 68.
9. Gates J., Vashakidze S. Nucl.Phys. 1987, B291, 172.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1990 года.