Определим условия, при которых специфический предел чувствительности ΔW_β может быть ниже термодинамического предела (2). Из (10) и (11) найдем, что $\Delta W_\beta < \Delta W_0$ при

$$T_B G_{\text{эф}}^2/\beta^2 G (T_B - T_0) < G_0 T_0^2. \quad (14)$$

Неравенство (14) может быть выполнено в следующих случаях:

1. При $G_{\text{эф}} \ll G_0$, т. е. при $\left|\beta (T_B - T_0) \frac{R_0 - R}{R_0 + R}\right| \approx 1$. Однако снижение специфического предела в этом случае достигается в режиме, близком к самосгоранию болометра, и сопровождается увеличением времени тепловой релаксации $\tau_{\text{т}} = C/G_{\text{эф}}$.

2. При $G_{\text{эф}} \approx G > G_0$, но $\beta T_0 \gg 1$.

Если $|\beta (T_B - T_0)(R_0 - R)/(R_0 + R)| \ll 1$, то при $T_B = (4/3) T_0$ найдем, что $\Delta W_\beta < \Delta W_0$ будет при $|\beta T_0| > 3$. У полупроводниковых болометров при низких температурах [9] $\beta \approx 4/T$. Следовательно, для них согласно (12) $\Delta W_\beta \geqslant \Delta W_0$.

В случае сверхпроводящих болометров сравнение их специфической чувствительности с ΔW_0 не имеет смысла, так как их рабочая температура задана температурой перехода в сверхпроводящее состояние. Предел чувствительности этих болометров будет близок к соответствующему пределу $\Delta W_{\text{т}}$, т. е. не будет зависеть от электрических флуктуаций, если $\beta T_B \gg 1$. У современных сверхпроводящих болометров величина β достигает нескольких десятков обратных градусов. Достигнутая чувствительность, однако, в несколько раз превышает $\Delta W_{\text{т}}$ [10] из-за избыточных шумов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Low F. J., Hoffman A. R. The detectivity of cryogenic bolometers.— Appl. Opt., 1963, 2, p. 649—650. [2] Low F. J. Low-temperature germanium bolometer.— J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, p. 1300—1304. [3] Lewis W. B. Fluctuations in streams of thermal radiation.— Proc. Phys. Soc., 1947, 59, p. 34. [4] Jones R. W. The detection of thermal radiation.— Proc. Roy. Soc., 1959, A 249, p. 10. [5] Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физическом эксперименте.— М.: Наука, 1974, с. 16—29. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Физматгиз, 1976, с. 221—224. [7] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. Квантовые особенности пондеромоторного измерителя электромагнитной энергии.— ЖЭТФ, 1977, 72, с. 10. [8] Тепловые приемники излучения. Материалы конференции.— Л., 1978, 40 с. [9] Инфракрасные методы в космических исследованиях. Под ред. В. И. Мороза.— М.: Энергия, 1977, 384 с. [10] Clarke J., Richards P. L., Yeh N. H. A composite superconducting transition edge bolometer.— Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 664—666.

Поступила в редакцию
31.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 533.951

СИНХРОНИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ СТРАТ ПУТЕМ МОДУЛЯЦИИ ТОКА РАЗРЯДА

П. С. Ланда, Н. А. Сухотскова

(кафедра общей физики для мехмата)

Синхронизация частоты страт впервые наблюдалась А. А. Зайцевым [1, 2] при включении в цепь разряда источника переменного тока. Впоследствии это явление использовалось во многих работах для получения дисперсионных характеристик страт в области самовозбуждения [3]. Однако теория этого явления до сих пор отсутствует. По-видимому, связано это с целым рядом трудностей, возникающих при решении существенно нелинейных задач в распределенных системах (к каковым относится и задача о синхронизации). Изложенная ниже теория позволяет продемонстрировать эти трудности и указывает возможные пути их преодоления.

Обычно задачи о синхронизации в распределенных системах решаются в рамках сосредоточенной модели [4]. Во многих случаях (для молекулярных генераторов, лазеров) такая модель дает удовлетворительные результаты. Однако задачи, связанные с возбуждением страт, не могут быть решены на основе простых сосредоточенных моделей. Причина этого заключается в существенной анизотропии системы, имеющей место вследствие наложения внешнего электрического поля.

В настоящей работе задача о синхронизации частоты страт решается на основе укороченных уравнений для амплитуд и фаз встречных волн, аналогичных полученным в работе [5].

В качестве исходных используем уравнения (4), (5) из работы [5] для отклонений концентрации и температуры электронов:

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} - \eta_U \frac{\omega}{\omega_0} U = -\eta_U \frac{\omega-\omega_0}{\omega_0} U + \frac{\partial^2 N}{\partial \xi^2} + \eta_N N + f_1, \qquad (1.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = \alpha \frac{\partial U}{\partial \xi} + 2(N - \tilde{j}) + h_U U + f_2. \qquad (1.2)$$

Здесь $N=(n-n_0)/n_0$, $U=(T-T_0)/T_0$ — безразмерные отклонения концентрации и температуры электронов от стационарных значений; $\tilde{j}=(j-j_0)/j_0$ — безразмерная переменная составляющая тока разряда; $\xi=(E_0/T_0)x$ — безразмерная координата (положительное направление оси x выбрано от катода к аноду); $\tau=b_i(E_0^2/T_0)t$ — безразмерное время; b_i — подвижность ионов в плазме газового разряда; E_0 — стационарное значение электрического поля; η_U и η_N — безразмерные производные по температуре и концентрации от функции, характеризующей частоту ионизации; h_U — безразмерная производная по температуре от функции, описывающей потери энергии электронов в единицу времени при соударениях; f_1, f_2 — нелинейные функции N, U и их производных по ξ; γ и α — кинетические коэффициенты; ω_0 — одна из собственных частот страт; ω — частота внешнего воздействия (частота модуляции тока разряда).

Вблизи порога возбуждения страт можно считать, что отклонения концентрации электронов от равновесной малы, $N \leqslant \varepsilon$ (где $\varepsilon \equiv \eta_U^{-1/4} \ll \ll 1$), поэтому в разложении для f_1 и f_2 можно ограничиться кубическими членами [5]. Учтем также, что квадратичная нелинейность не дает вклада в первое приближение по малому параметру ε. Тогда функции f_1, f_2 запишутся в виде:

$$f_1 = \rho_1 N^3 + \rho_2 N^2 U + \rho_3 N U^2 + \rho_4 U^3;$$

$$f_2 = \alpha (N - \tilde{j}) N \frac{\partial U}{\partial \xi} + \gamma N \frac{\partial U}{\partial \xi} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \qquad (2)$$

$$+ N(2\tilde{j} - 3N) \frac{\partial N}{\partial \xi} + 2N(2N - \tilde{j})(N - \tilde{j}) + \sigma_1 N^3 + \sigma_2 N^2 U + \sigma_3 N U^2 + \sigma_4 U^3.$$

Здесь ρ_1, ρ_2, ρ_3, ρ_4, σ_1, σ_2, σ_3, σ_4 — коэффициенты разложения функций f_1, f_2 в ряд по степеням N и U.

Мы ограничимся случаем, когда сопротивление источника питания достаточно велико, так что ток можно считать заданным. Положим

$$\tilde{j}=\bar{C}e^{i\omega\tau}+\bar{C}^*e^{-i\omega\tau},$$

где $\bar{C}$ и ω — соответственно комплексная амплитуда и частота модуляции тока. Начало отсчета времени можно выбрать так, чтобы $\bar{C}=\bar{C}^*=C$. Граничные условия зададим так же, как и в [5]:

$$N(0)=N(l)=0,$$
$$U(0)=U(l)=0, \tag{3}$$

где $l=(E_0/T_0)L$ — безразмерная длина трубки. Эти условия соответствуют заданию постоянной концентрации и температуры электронов на концах разрядной трубки.

Отличие уравнений (1) от соответствующих уравнений в [5] заключается в том, что в обе части уравнения (1.1) добавлен малый член

$$-\eta_U((\omega-\omega_0)/\omega_0)U,$$

который характеризует расстройку между частотой внешнего воздействия и одной из собственных частот страт.

При введении этой поправки независимо от частоты ω, на которой мы ищем решение порождающей системы (1), решением дисперсионного уравнения является собственная частота страт:

$$\omega_0=\eta_U/(\gamma\varkappa_0),$$

где $\varkappa_0$ — собственное волновое число страт. Значение $\varkappa_0$, в свою очередь, задается граничными условиями.

Отметим, что при $\omega=\omega_0$ уравнения (1) переходят в (4), (5) из [5].

Решение характеристического уравнения в случае, когда источник питания является источником тока, имеет вид [6]:

$$\varkappa_0 l=\varkappa_1 l+2\pi m, \tag{4}$$

где $\varkappa_1=h_U\omega_0/\eta_U$ — волновое число встречной волны, распространяющейся от анода к катоду.

Решение уравнений (1) с правой частью в виде (2) ищем на частоте вынуждающей силы (случай синхронизации) и с волновыми числами $\varkappa_1=0$ и $\varkappa_2=\varkappa_0$, полученными из решения дисперсионного уравнения:

$$N=A(\xi,\tau)\exp[i(\omega\tau+\varkappa_0\xi)+i\varphi_1(\xi,\tau)]+$$
$$+B(\xi,\tau)\exp[i\omega\tau+i\varphi_2(\xi,\tau)]+\text{к. с.}+\ldots$$
$$U=(i\omega_0/\eta_U)\{A(\xi,\tau)\exp[i(\omega\tau+\varkappa_0\xi)+i\varphi_1(\xi,\tau)]+$$
$$+B(\xi,\tau)\exp[i\omega\tau+i\varphi_2(\xi,\tau)]\}+\text{к. с.}+\ldots$$

Применяя асимптотический метод, аналогичный методу Крылова — Боголюбова для сосредоточенных систем, получаем укороченные уравнения для амплитуд A, B и фаз φ_1, φ_2 в первом приближении по ε:

$$\frac{\partial A}{\partial\tau}+\frac{\omega}{\varkappa_0}\frac{\partial A}{\partial\xi}=\frac{\omega}{\varkappa_0}\psi A+\left\{A^2\left[\frac{\omega}{\varkappa_0}(\chi_1-6(1+a))\right]+\right.$$
$$\left.+2B^2\left[\frac{\omega}{\varkappa_0}(\chi_1-2(5+a))\right]-4\frac{\omega}{\varkappa_0}C^2+4\frac{\omega}{\varkappa_0}(5+a)BC\cos\varphi_2\right\}A; \tag{5.1}$$

$$\frac{\partial B}{\partial\xi}=2B-2C\cos\varphi_2+(12+\zeta_1)B^3+[8(2+a)+2\zeta_1]A^2B-18B^2C\cos\varphi_2+$$

$$+4BC^2-4(2+a)A^2C\cos\varphi_2+2BC^2\cos 2\varphi_2; \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tau}+\frac{\omega}{\varkappa_0}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\xi}=-\delta\omega+A^2\omega(\chi_2+4)+2B^2\omega(\chi_2+3)-4BC\omega\cos\varphi_2; \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial\varphi_2}{\partial\xi}=\varkappa_1+(2C/B)\sin\varphi_2+6BC\sin\varphi_2+$$

$$+4(2+a)\frac{A^2}{B}C\sin\varphi_2-2C^2\sin 2\varphi_2+\varkappa_0\zeta_2(2A^2+B^2). \quad (5.4)$$

Здесь использовались следующие обозначения:

$$\zeta_1=3\sigma_1+(\omega_0^2/\eta_U^2)\sigma_3;$$
$$\zeta_2=[\omega_0/(\eta_U\varkappa_0)][\sigma_2+3(\omega_0^2/\eta_U^2)\sigma_4];$$
$$\chi_1=(\varkappa_0/\omega)\ [3\rho_1+(\omega_0^2/\eta_U^2)\rho_3]-\zeta_1;$$
$$\chi_2=(\omega_0/\omega)\ (1/\eta_U)\ [\rho_2+3(\omega_0^2/\eta_U^2)\rho_4]-\zeta_2;$$
$$a=1-\alpha/2\gamma;\ \delta\omega=\omega-\omega_0+(\omega/\varkappa_0)\varkappa_1;$$
$$\psi=(\varkappa_0/\omega)\,[(\eta_N-\varkappa_0^2)-2a\omega/\varkappa_0].$$

Аналогично [5] уравнения (5) будем решать методом последовательных приближений, который справедлив, если $N\leqslant\varepsilon$, т. е. $A,\ B\sim\varepsilon$. Амплитуду внешнего воздействия полагаем $C\leqslant\varepsilon^2$, а также $\delta\omega/\omega_0\leqslant\varepsilon$.

В линейном приближении решения уравнений (5.1), (5.2), (5.4) запишутся в виде

$$A_л=A_0\exp(\psi\xi);\ B_л=B_0\exp(2\xi);\ \varphi_{2л}=\varkappa_1\xi+\varphi_{20}.$$

Далее ищем малые поправки к линейным решениям:

$$A=A_л+x;\ B=B_л+y,$$

где $x,\ y\leqslant\varepsilon^2$.

Приведем выражения для x и y:

$$x=\frac{\chi_1-6(1+a)}{2\psi}A_0^3e^{3\psi\xi}+\frac{\chi_1-2(5+a)}{2}e^{(\psi+4)\xi}A_0B_0^2;$$

$$y=\left(3+\frac{\zeta_1}{4}\right)B_0^3e^{6\xi}+\frac{4(2+a)+\zeta_1}{\psi}A_0^2B_0e^{2(\psi+1)\xi}+$$

$$+\frac{2C}{\varkappa_1^2+4}(2\cos(\varkappa_1\xi+\varphi_{20})-\varkappa_1\sin(\varkappa_1\xi+\varphi_{20})).$$

Амплитуды A_0 и B_0 определим из граничных условий. После подстановки N и U в выражение (3) граничные условия принимают вид:

$$Ae^{i\varphi_1}|_{\xi=0}+Be^{i\varphi_2}|_{\xi=0}=0;$$
$$Ae^{i\varphi_1}|_{\xi=l}e^{i\varkappa_0 l}+Be^{i\varphi_2}|_{\xi=l}=0.$$

Учитывая соотношение (4), имеем:

$$\varphi_1(0)=\varphi_2(0), \quad (6.1)$$
$$\varphi_2(l)=\varphi_1(l)+\varkappa_1 l, \quad (6.2)$$
$$A_0+B_0+x(0)+y(0)=0, \quad (6.3)$$
$$A_0\exp(\psi l)+B_0\exp(2l)+x(l)+y(l)=0. \quad (6.4)$$

Известно, что в случае, когда источник питания является источником тока, значение ψ на границе области самовозбуждения страт равно $\psi_0=2$; так как задача решается вблизи порога самовозбуждения, то

$$(\psi-\psi_0)\,l\sim\varepsilon\ll1.$$

Исключая из уравнений (6.3), (6.4) B_0, мы можем записать уравнение, позволяющее определить A_0:

$$\begin{aligned}A_0(\psi-2)\,l=A_0^3\exp(4l)\cdot3[\zeta_1-\chi_1+6(3+a)]/4+\\+(2C/(\varkappa_1^2+4))\,[2(\cos\varphi_{20}-\exp(-2l)\cdot\cos(\varkappa_1 l+\varphi_{20}))-\\-\varkappa_1(\sin\varphi_{20}-\exp(-2l)\cdot\sin(\varkappa_1 l+\varphi_{20}))].\end{aligned}\qquad(7)$$

Решение уравнения (7) представляем в виде суммы A_0, не зависящего от C, и малой добавки A_C, обусловленной наличием членов, содержащих амплитуду внешнего воздействия $C(C\leqslant\varepsilon^2)$. Тогда

$$A_0^2=\frac{4\,(\psi-2)\,le^{-4l}}{3\,[\zeta_1-\chi_1+6\,(3+a)]};$$

$$A_C=\frac{C}{(\psi-2)\,l\,(\varkappa_1^2+4)}\,[2\,(e^{-2l}\cos(\varkappa_1 l+\varphi_{20})-\cos\varphi_{20})-$$

$$-\varkappa_1\,(e^{-2l}\sin(\varkappa_1 l+\varphi_{20})-\sin\varphi_{20})];$$

$$B_0=-A_0;\ B_C=-A_C.$$

(Далее везде через A_0 и B_0 обозначена та часть A_0, B_0, которая не зависит от C.)

Для нахождения ширины полосы синхронизации обратимся теперь к уравнениям фаз (5.3), (5.4). Учитывая, что в режиме синхронизации $\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tau}=0$, запишем уравнение для разности фаз $\varphi_1-\varphi_2$ и проинтегрируем его от 0 до l. Тогда получим

$$\begin{aligned}(\varkappa_0/\omega)\,\delta\omega\cdot l=\int\limits_0^l d\xi\,\{\varkappa_0\,(\chi_2+4-2\zeta_2)\,A^2+\\+\varkappa_0\,[2\,(\chi_2+3)-\zeta_2]\,B^2-4BC\,\varkappa_0\cos\varphi_2-\\-2\,(C/B)\sin\varphi_2-6\,BC\sin\varphi_2-4\,(2+a)\,(A^2/B)\,C\sin\varphi_2\}.\end{aligned}\qquad(8)$$

Если теперь в правой части положить $C=0$, то интеграл от всех остальных членов будет равен $(\varkappa_0/\omega)\,\delta\omega_{нл}\cdot l$, где $\delta\omega_{нл}$ — нелинейная поправка к собственной частоте системы. Так как в отсутствие внешнего воздействия генерация страт в системе происходит на частоте

$$\omega_0+\delta\omega_{нл}-\frac{\omega_0}{\varkappa_0}\,\varkappa_1,$$

то и расстройку мы должны переопределить по отношению к этой истинной собственной частоте генерации волн. Введем параметр

$$\Delta=\omega-(\omega_0+\delta\omega_{нл}-(\omega_0/\varkappa_0)\,\varkappa_1)=\delta\omega-\delta\omega_{нл}.$$

При дальнейших преобразованиях (8) учитывались известные оценки [5]:

$$\chi_1,\ \zeta_1\leqslant(1/\varepsilon);\ \chi_2,\ \zeta_2\leqslant1;\ \varkappa_0\sim(1/\varepsilon);$$
$$\varkappa_1\sim1;\ (\psi-2)\,l\sim\varepsilon;\ a\leqslant1;\ \exp(2l)\gg1\,(\geqslant(1/\varepsilon^2)).$$

В результате получено следующее выражение, связывающее расстройку Δ с амплитудой внешнего воздействия C и фазой φ_{20}:

$$\frac{\Delta l}{\omega}=\frac{C}{A_0}\,\frac{2/\varkappa_0}{\sqrt{\varkappa_1^2+4}}\sqrt{1+\left[\frac{3(\chi_2-\zeta_2)+10}{3(\zeta_1-\chi_1+6(3+a))}\,\varkappa_0\right]^2}\cdot\sin(\varphi_{20}-\beta),$$

где

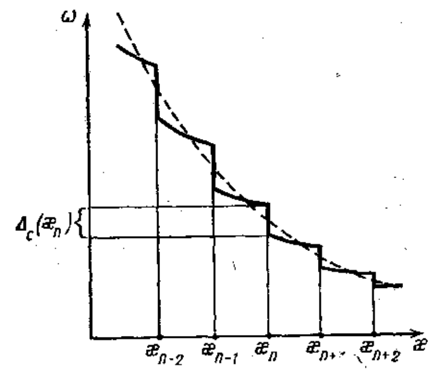
$$\beta=\operatorname{arctg}\frac{2[3(\chi_2-\zeta_2)+10]-3(\varkappa_1/\varkappa_0)[\zeta_1-\chi_1+6(3+a)]}{\varkappa_1[3(\chi_2-\zeta_2)+10]+(6/\varkappa_0)[\zeta_1-\chi_1+6(3+a)]}.$$

Ширину полосы синхронизации получаем из тригонометрического условия:

$$|\sin(\varphi_{20}-\beta)|\leqslant 1;$$

$$\left|\frac{\Delta_c}{\omega_0}\right|\leqslant\frac{C}{A_0}\,\frac{2/(\chi_0 l)}{\sqrt{\varkappa_1^2+4}}\sqrt{1+\left[\frac{3(\chi_2-\zeta_2)+10}{3(\zeta_1-\chi_1+6(3+a))}\,\varkappa_0\right]^2}. \qquad (9)$$

Отметим определенное сходство полученных результатов с результатами теории синхронизации сосредоточенных генераторов [7]. Во-первых, малое внешнее воздействие для обоих классов задачи практи-



Качественный вид дисперсионной характеристики страт в области самовозбуждения (сплошная линия). Пунктиром дана зависимость $\omega=\eta v/\gamma\varkappa$

чески не влияет на амплитуду автоколебаний; воздействие же на фазу является сильным — имеет место синхронизации частоты. Во-вторых, из (9) видно, что, как и для сосредоточенных систем, ширина полосы синхронизации с точностью до коэффициентов пропорциональна отношению амплитуды внешнего воздействия к амплитуде собственных автоколебаний.

В работе [2] приводятся экспериментальные данные по измерению ширины полосы синхронизации страт, но так как в (9) входят коэффициенты, не измеряемые непосредственно в эксперименте (χ_1, χ_2, ζ_1, ζ_2), то проведение численного сравнения теории с экспериментом невозможно.

Вышеизложенная теория позволяет уточнить вид дисперсионных характеристик страт в области самовозбуждения. В эксперименте дисперсионные соотношения измерялись в дискретных точках $\omega=\omega_{0n}$, и зависимость ω от $\varkappa$ хорошо аппроксимировалась гиперболой $\omega\sim 1/\varkappa$ (пунктирная линия на рисунке). Однако из теории следует, что в точках $\varkappa=\varkappa_n$ мы должны иметь вертикальные отрезки прямых, высота которых равна ширине синхронизации Δ_c (которая, как видно из (9), убывает с ростом $\varkappa_n$). Качественно теоретическая зависимость $\omega(\varkappa)$ показана на рисунке сплошной линией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Зайцев А. А. Колебания в разряде как источник бегущих волн.— ДАН СССР, 1951, 79, № 5, с. 779—781. [2] Зайцев А. А. Автоколебательные режимы и бегущие слои в разряде.— ДАН СССР, 1952, 84, № 1, с. 41—44. [3] Зайцев А. А., Махров В. Ф., Савченко И. А. О правилах подобия для подвижных страт.— Радиотехника и электроника, 1970, 15, № 12, с. 2650—2654. [4] Манешин П. К., Хохлов Р. В. Взаимная синхронизация двух молекулярных генераторов при малой связи.— Научн. докл. высшей школы. Радиотехника и электроника, 1958, № 3, с. 74—83. [5] Ланда П. С., Пономарев Ю. В., Садовский В. Н. Ионизационные волны (страты) в ограниченной низкотемпературной плазме. — Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1978, 21, № 11, с. 1691—1701. [6] Ланда П. С., Пономарев Ю. В. Возбуждение ионизационных волн в низкотемпературной плазме.— Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 11, с. 2337—2343. [7] Теодорчик К. Ф. Автоколебательные системы.— М.: Гостехиздат, 1952, 104 с.

Поступила в редакцию
07.09.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 530.12

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ В СЛУЧАЕ ДИСКРЕТНЫХ СИММЕТРИЙ

Г. А. Сарданашвили

(кафедра теоретической физики)

Распространение калибровочной теории на дискретные симметрии представляет интерес в различных аспектах.

1. Многие фундаментальные характеристики полей и элементарных частиц могут описываться не группами Ли, как принято, а дискретными группами симметрий, в частности группами Кокстера отражений весовых диаграмм конечномерных представлений соответствующих групп Ли [1]. Например, группа Кокстера $A_2=(a_1,\ a_2:(a_1a_2)^3=1)$ полностью характеризует симметрии триплета $SU(3)$-кварков.

2. В последние годы в теории поля значительное внимание уделяется так называемым топологическим характеристикам полей, которые остаются инвариантными при некоторого рода топологических преобразованиях. Существует мнение, что большинство физических характеристик полей и частиц должно иметь топологическую природу [2] и их теорию следует строить на языке топологически инвариантных структур и величин [3]. Калибровочная теория дискретных симметрий является примером такого рода теорий.

3. Калибровочная теория в случае дискретных групп симметрий обнаруживает также определенные аналогии с описанием дислокаций в кристаллах, а ее калибровочным полям оказываются присущи эффекты типа квантования потока напряженности этих полей и образования флаксонов. В этой связи возникает перспектива применения разнообразных комбинаций флаксонов калибровочных полей для моделирования различных характеристик элементарных частиц [4].

В формулировке калибровочной теории в формализме расслоений построение калибровочной теории данной группы симметрий G трактуется как задание связности на главном расслоении λ_G со структурной группой G над координатным многообразием X. Калибровочные поля группы Ли G представляются коэффициентами некоторой формы связности A на λ_G. В общем случае связность на λ_G определяется заданием группы голономии, т. е. гомоморфизма группы петель ΩX базы X в G.

В случае дискретной группы G главное расслоение λ_G — это регулярное накрытие, необходимым и достаточным условием существования