хромосферы и короны Солнца всё чаще связывают с диссипацией магн. полей (т. е. с одной из форм П.). П. магн. силовых линий используется в самых разнообразных моделях солнечных вспышек. По одной из таких моделей небольшой петельной вспышки всплывающий поток (рис. 6) пересоединяется с лежащим выше полем. Выделяющееся тепло и ускоряемые частицы направляются вниз в ниж. часть хромосферы, где вызывают H_α-вспышку [7] (см. *Вспышка на Солнце*).

Лит.: 1) Vasylinas V. M., Theoretical models of magnetic field line merging, «Revs Geophys. and Space Phys.», 1975, v. 13, № 1, p. 303; 2) Нейтральные токовые слои в плазме, «Тр. ФИАН», 1974, т. 74; 3) Галеев А. А., Зелёный Л. М., Метастабильные состояния диффузного нейтрального слоя и взрывная фаза суббури, «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, № 7, с. 360; 4) Сомов Б. В., Проблемы физики солнечных вспышек, М., 1982, с. 5—52; 5) Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 2, М., 1975, с. 50; 6) Зелёный Л. М., Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, т. 24, М., 1986; 7) Прист Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985. *Л. М. Зелёный.*

ПЕРЕСТАНОВОК ГРУППА степени n — множество $S(n)$ перестановок n «предметов». П. г. также наз. симметрической группой. Условимся считать, что данные предметы размещены на n занумерованных местах и символ

$$S = \downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \ldots i_n \\ j_1 j_2 \ldots j_n \end{pmatrix} \quad (i_k, j_k = 1, 2, \ldots, n)$$

обозначает перестановку, к-рая состоит в перемещении предмета с места i_k на место j_k (движение вниз). Из этого представления видно, что порядок расположения пар (i_k, j_k) в символе S не имеет значения, а умножение в группе $S(n)$

$$\downarrow\begin{pmatrix} j_1 j_2 \ldots j_n \\ k_1 k_2 \ldots k_n \end{pmatrix}\downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \ldots i_n \\ j_1 j_2 \ldots j_n \end{pmatrix} = \downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \ldots i_n \\ k_1 k_2 \ldots k_n \end{pmatrix}$$

напоминает закон умножения матриц. П. г. является конечной группой порядка $n!$

Элементы из $S(n)$ могут быть порождены более простыми элементами, наз. циклами или транспозициями, напр.

$$\downarrow\begin{pmatrix} 1\,2\,3\,4\,5\,6\,7\,8\,9 \\ 2\,3\,4\,1\,6\,7\,5\,8\,9 \end{pmatrix} = (1234)(567)(8)(9),$$

где каждый цикл $(i_1 i_2 \ldots i_m)$ определяется как частичная перестановка

$$\downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \ldots i_{m-1} i_m \\ i_2 i_3 \ldots i_m i_1 \end{pmatrix}.$$

Цикл из двух символов наз. транспозицией. Цикл можно записать иначе: $(1234) = (2341) = (3412) = (4123)$; произведение непересекающихся циклов коммутативно: $(1234)\ (567) = (567)\ (1234)$; цикл с одним символом обычно опускают. Любой цикл можно представить как произведение транспозиций: $(1234) = (12)(13)(14)$ (действие слева направо). Каждая перестановка представляется в виде произведения непересекающихся циклов (однозначно, с точностью до порядка множителей). Каждая конечная группа порядка n изоморфна подгруппе группы $S(n)$ (теорема Кэли).

Группа $S(n)$ допускает точное линейное представление (см. *Представление группы*) в векторном пространстве V_n размерности n. Оператор представления T_s переводит $x \in V_n$ в $x' = T_s x \in V_n$, так что в произвольном фиксиров. базисе $e_1, e_2, \ldots, e_n$ представление T_s элемента S действует след. образом:

$$T_s e_{i_k} = e_{j_k} \quad (i_k, j_k = 1, 2, \ldots, n).$$

В каждом столбце и в каждой строке матрицы T_s содержится по единств. элементу, равному единице, все остальные элементы равны нулю. Все неприводимые представления П. г. можно описать при помощи *Юнга схем*.

Если физ. система состоит из n тождественных частиц, то группа симметрии её гамильтониана будет содержать группу $S(n)$.

Лит.: Любарский Г. Я., Теория групп и ее применение в физике, М., 1958; Хамермеш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966; Барут А., Рончка Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1980. *С. И. Азаков.*

ПЕРЕСТАНОВОЧНЫЕ СООТНОШЕНИЯ — алгебраич. равенства, к-рым подчинены коммутаторы или антикоммутаторы нек-рых матем. величин, в частности величин, встречающихся при формулировке квантовой теории, напр. операторов квантовой механики. Если A_1 и A_2 — две такие величины, то коммутатором $[A_1, A_2]$ наз. разность между произведениями A_1A_2 и A_2A_1, т. е. $[A_1, A_2] = A_1A_2 - A_2A_1$. Антикоммутатором $\{A_1, A_2\}$ наз. сумма этих произведений, т. е. $\{A_1, A_2\} = A_1A_2 + A_2A_1$. Обычно коммутаторы или антикоммутаторы нек-рой совокупности величин $A_1, A_2, \ldots, A_n$ выражаются посредством П. с. через линейные комбинации тех же величин. Важнейшие свойства (напр., допустимые значения) физ. величин $A_1, \ldots, A_n$ определяются именно П. с. и не зависят от представления последних, т. е. от того, каким конкретным способом реализованы величины $A_1, \ldots, A_n$. Этим объясняется фундам. роль П. с. в квантовой физике.

Если П. с. не включают антикоммутаторов, т. е. имеют вид $[A_j, A_k] = \sum_l t_{jkl} A_l$, то П. с. задают нек-рую *Ли алгебру*, причём числа t_{jkl} наз. структурными константами соответствующей Ли группы, а величины $A_1, \ldots, A_n$ — генераторами этой группы. Реализация генераторов $A_1, \ldots, A_n$ самосопряжёнными операторами в *гильбертовом пространстве* или конечномерном евклидовом пространстве наз. представлением алгебры Ли. Приведём нек-рые примеры.

Если все $t_{jkl} = 0$, т. е. если все попарные коммутаторы равны нулю, то соответствующая группа наз. абелевой или коммутативной. Тогда в каждом представлении можно одновременно привести генераторы $A_1, \ldots, A_n$ к диагональному виду. Физически это означает, что величины $A_1, \ldots, A_n$ могут иметь одновременно точные значения. Если в числе генераторов есть *гамильтониан* $\hat{H}$ квантовой системы, то в состояниях с фиксиров. энергией $\mathscr{E}$ все др. физ. величины из числа генераторов $A_1, \ldots, A_n$ также могут принимать вполне определ. значения. Поскольку гамильтониан управляет временной эволюцией системы, все величины $A_1, \ldots, A_n$ оказываются интегралами движения, т. е. сохраняются с течением времени. Так, в задаче о движении частицы в центр. поле попарно перестановочными являются гамильтониан $\hat{H}$, оператор квадрата момента импульса $\hat{L}^2$ и оператор $\hat{L}_3$ проекции момента импульса на к.-л. ось. Поэтому в пространстве состояний существует базис, составленный из собств. векторов сразу трёх операторов: $\hat{H}$, $\hat{L}^2$ и $\hat{L}_3$. Это позволяет использовать стандартную классификацию состояний частицы с помощью трёх квантовых чисел — главного n, орбитального (азимутального) l и магнитного m.

Если $n = 3$, а $A_1 = \hat{L}_1$, $A_2 = \hat{L}_2$, $A_3 = \hat{L}_3$ — проекции операторов момента импульса на оси x, y, z, то П. с. приобретают форму $[\hat{L}_j, \hat{L}_k] = i\sum_l \varepsilon_{jkl} \hat{L}_l$, где ε_{jkl} — полностью антисимметричный тензор. В этом случае П. с. задают простейшую неабелеву алгебру — алгебру Ли группы SU_2. Группа SU_2 возникает в физике всегда, когда физ. система обладает симметрией по отношению к вращениям трёхмерного пространства. Из П. с. видно, что разл. проекции момента не перестановочны друг с другом, так что они не имеют одновременно точных значений. К диагональному виду можно привести любой, но только один из трёх операторов, напр. $\hat{L}_3$. Его собств. значения дискретны и равны $\hbar m$, где m — целое или полуцелое число. Квадрат оператора