$S_p(4,p^n)$ 的第一 Cartan 不变量

在模表示理论中，Cartan 不变量的矩阵是一个重要的研究课题，它的元素的性质尚未完全搞清．我们主要讨论 B_2 型 Chevalley 群 $S_p(4,p^n)$ 的 Cartan 矩阵中的一个元素——C_{11}——第一 Cartan 不变量，它等于平凡模 $M(n,\theta)$ 在它的射影包 $R(n,\theta)$ 的合成列中的重数，即$C_{11}^{(n)}=[R(n,\theta):M(n,\theta)]$．当 p 充分大时，它是一个与 p 无关，只依赖于自然数 n 的值．Cheng 和笔者分别计算了 $p=2$ 和 $p\geqslant 7$ 时，A_2 型 Chevalley 群 $SL(3,p^n)$及其扭群 $SU(3,p^n)$的第一 Cartan 不变量；Chastkofsky 用另外的方法得到了与笔者相同的结果，Chastkofsky-Feit 得到了 $Suz(2^n)$ 和 $S_p(4,2^n)$ 的第一 Cartan 不变量，这些就是目前关于这方面工作的成果．

我们通过构造一些有向图，归结为计算有向图的闭路径数的图论问题，利用代数群表示理论中的一些结果，得到了下述定理．

定理 A　设 $p\geqslant 7$．则

$$\dim R(n,\theta)=(32^n-r^n-s^n+1)p^{4n},$$

其中 r,s 为 $x^2-24x+64$ 的根．

定理 B　设 $p>7$．则

$$C_{11}^{(n)}=[R(n,\theta):M(n,\theta)]$$
$$=a^n+b^n+c^n+d^n+e^n+f^n+g^n-2(\alpha^n+\beta^n+\gamma^n),$$

其中 a,b,c,d 为 $x^4-64x^3+804x^2-2672x+2048$ 的根；e,f,g 为 $x^3-36x^2+256x-512$ 的根；α,β,γ 为 $x^3-43x^2+312x-512$ 的根．

叶家琛

（同济大学应用数学系，上海）

Hamilton 图泛圈性的 Ore 类条件

在本文中，所有的图都是简单图，未定义的术语是常见的．

众所周知，一个 n 阶图 G，若对任何点对 x,y; $xy\notin E(G)$ 总有 $d(x)+d(y)\geqslant n$，则 G 是 Hamilton 图 (Ore，1960)；进一步，G 是泛圈图或二部图 $K_{\frac{n}{2},\frac{n}{2}}$(Bondy，1971 年)．

Jung 指出，存在 toughness 至少是 1 的 n 阶图 G，虽然对任何点对 x,y; $xy\notin E(G)$，总有 $d(x)+d(y)\geqslant n-5$．但 G 不是 Hamilton 图．

另一方面，Häggkvist 猜想：每个 n 阶 Hamilton 图：若 $\delta(G)\geqslant\frac{2n+1}{5}$，则 G 是泛圈图或二部图，界是最好可能的．

在本文中，我们证明了下述更强的结果：

定理　在 n 阶 Hamilton 图 G 中，$n\geqslant 40$，若对任何点对 x,y; $xy\notin E(G)$，总有 $d(x)+d(y)>\frac{4}{5}n$ 则 G 是泛圈图或二部图．界是最好可能的．

这一结果，首先为中国科学院田丰副研究员所猜想．它比 Häggkvist 猜想更为深刻．

把上述各结果加以比较(联系 Meta 猜想)是十分有意义的事．

在这篇文章的论证方法上，组合结构 $C_k\nabla C_{k-1}$ 又一次起了重要作用；($C_k\nabla C_{k-1}$ 表示含有弦 a_1a_3 的长为 k 的圈 C_k: $a_1,a_2,a_3,\cdots\cdots,a_ka_1$; $k\geqslant 4$)．前不久，我们利用它证明了 Woodall 猜想：若 bind$(G)\geqslant 3/2$，则 G 是泛圈图．可以断言，这一方法必将在图的泛圈性研究中引起反响．

施容华

（青海师范大学数学系，西宁）

氧化物玻璃中短程有序的穆斯堡尔谱学研究

在以往对氧化物玻璃的穆斯堡尔研究中，通常将谱线按分立的洛仑兹线拟合．谱线宽度通常远大于相应晶体．加宽主要来自铁离子周围环境引起的电场梯度分布和同质异能移分布．事实上，各个铁离子都有其单独的环境，因而有其各自的 EFG 贡献．因此穆斯堡尔谱线的加宽是对各个铁离子的结构环境的相似性的良好量度．而铁离子在玻璃中的结构环境的相似性直接与玻璃中的短程有序度相联系，后者在玻璃研究中是一个令人感兴趣的因子．

首先将测得的数据根据 Hesse-Rubartsch 法计

算四极分裂分布，假设测得的实验谱线为具有不同的同质异能移 δ 和四极分裂 Δ 的洛仑兹双线的加权总和:

$$\sum_i P(\Delta_i)\left[\frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left(v-\delta_i-\frac{\Delta_i}{2}\right)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}+\frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left(v-\delta_i+\frac{\Delta_i}{2}\right)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}\right],$$

其中 i 是求和指数，v 是多普勒速度．再将四极分裂分布拟合为分别代表 Fe^{3+} 及 Fe^{2+} 处于八面体配位环境和四面体配位环境的四个高斯分布:

$$G(\Delta)\propto\frac{1}{\sigma_\Delta^2}\exp\{-[(\Delta-\bar{\Delta})^2/\sigma_\Delta^2]\},$$

其中平均四极分裂 $\bar{\Delta}$ 及分布宽度 σ_Δ 为拟合参量．

玻璃中铁离子的结构畸变和穆斯堡尔谱上四极分裂的关系已由 Brodbeck-Bukrey 模型给出． 由以上得出的分布以及该模型，导出平均畸变参量及畸变参量分布：平均方位角畸变 $\bar{\alpha}$ 及其分布 σ_α，平均极角畸变 $\bar{\beta}$ 及其分布 σ_β，以及配合基-中心离子平均间距畸变 $\overline{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)}$ 及其分布 σ_{R_1/R_0}．畸变参量的均方展开值与多面体的相似性相联系，因此可以度量玻璃中的短程有序．

实验观察到，四面体配位的畸变参量分布大于八面体配位相应值，证明四面体配位的可畸变性较高．相比硅酸盐玻璃，硼硅酸盐玻璃有更大的畸变参量分布值，作者认为这是由于在该体系中各种复杂的构型（诸如 $[BO_3]$ 三角体，$[BO_4]$ 四面体以及其它 B-O 和 Si-O 混合构型）增加了结构无序．

夏元复　刘荣川
（南京大学物理系）
景剑峰　H. 英格曼　U. 贡泽尔
（德意志联邦共和国萨尔大学应用物理系）

一种新型双电流探针研究激光等离子体自发电流

激光辐照固体靶产生的激光等离子体自发电流研究是高温、高密度等离子体物理研究的一项重要内容．传统的研究方法是采用带耦合线圈的单电流探针．我们首次研制了一种新型的双电流探针研究激光等离子体自发电流．优点是在一次激光辐照靶中，不仅可以测量到激光等离子体自发电流随时间的变化，而且可同时得到电流空间分布两个点的数据． 这种新方法测量精度较以往的单电流探针法高．在实验方法上，传统的实验均采用较长脉冲宽度如 ns 或更长的几十到几百个 ns 脉宽的激光束，且多为波长为 10.6 μm 的 CO_2 激光器． 本实验采用 70—100 ps 和 200—250 ps 的短激光脉冲宽度，输出波长为 Nd 玻璃 1.06 μm．在实验数据处理技巧上，采用计算机积分反演来处理 $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$ 图像，从而获得自发电流 $I(t)$ 随时间变化的图形，减少了用 RC 积分电路获得 $I(t)\sim t$ 曲线时带来的波形畸变和误差．

实验中拍摄了典型的激光等离子体自发电流微分随时间的变化波形$\left(\frac{dI(t)}{dt}\sim t\right)$ 和由计算机积分反演得到的 $I(t)\sim t$ 曲线． 结果发现初始的几个 ns 之内自发电流明显出现负值，初步分析可能由于激光辐照靶室本底气体使其光离化产生与靶发射方向相反的电子流．还研究了激光等离子体自发电流和靶材原子序数的关系，发现高 z 靶产生的自发电流明显比低 z 靶大．这主要是高 z 靶对激光的吸收率大．

尽管实验中采用的激光脉宽为 10^2 ps 量级，但激光等离子体自发电流达到峰值的持续时间要长得多(10ns)．整个电流持续时间为 40ns．这个实验结果与 M. G. Drouet 等人用长激光脉宽 (30ns) 的结果明显不一致．

此外还测量激光等离子体峰值自发电流 I_p 和激光在靶面上的功率密度之间的关系．给出了双电流探针离焦斑不同距离的峰值电流分布值．

王润文　潘成明　林尊琪　朱大庆
何兴法　毕无忌　赵继然　陈仲裕
（中国科学院上海光学精密机械研究所）