

快报

强 CP 问题的避风港——重夸克

吴丹迪*

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

黄 峰

(Department of Physics, Simon Fraser University Burnaby,
B. C. Canada V5A 1S6)

摘 要

我们指出了讨论强 CP 问题的某些文献的疏漏, 强调正确解决真空取向问题的重要性, 以及必须把重夸克考虑进来。在给出了真空取向的基本方程以后, 我们指出: 夸克质量 m 与该夸克的动力学凝聚 C^d 之积 $m C^d = 0$ 是使 $\langle F\tilde{F} \rangle = 0$ 的充分必要条件。以前人们只讨论过 u 夸克质量 $m_u = 0$ 的可能性。我们提议某重夸克的 $C_n^d = 0$ 的可能性。

长久以来, 色动力学 (QCD) 中的强 CP 问题一直困扰着人们。避免强 CP 的简单的轴子模型由于实验上找不到轴子而告失败。“不可见”轴子模型本身没有吸引力, 却也被挤到其参数空间的一个小窗口, 如果将其与天体物理和宇宙学的事实联系起来的话, 也许我们对强 CP 的理解本身有什么疏漏?

认真考察有关主要文献。我们的确发现一些矛盾或者疏漏。例如: 1) 任意对哈密顿 (H) 进行手征变换而不顾轻夸克真空凝聚的变化, 显然不符合 Dashen 有关真空取向的概念。常见的一种“方便”取法是: “ $\theta_{\text{QCD}} \approx 0$ 而所有的夸克质量和真空凝聚都是实的”。问题在于 H 中的强 CP 应当在真空凝聚中有所表现, 除非动力学的 CP 破坏正好抵消 θ_{QCD} 的贡献。从上述取法转到另一个“方便”的工作基: “ $\theta_{\text{QCD}} = 0$, 复的轻夸克质量, 实的真空凝聚”也犯同样错误。2) Dashen 的真空取向方法是变分法, 却被错误地理解成是微扰论。结果关于 θ_{QCD} 项是否应该在真空取向问题中考虑众说不一, 反对的理由是 $U(1)_A$ 反常严重破坏 $U(1)_A$ 对称性。其实在经典的变分原理中 (体现在找氢分子解的方法中), 变分参量不必是对称变换的参量。3) 在讨论强 CP 的文献中从来不提重夸克。理由是真空取向要做手征变换, 而重夸克没有手征对称性。显然, 这个理由是站不住脚的。

本文的目的是引进一个包括重夸克在内的真空取向的基本方程 $E_q(1)$ 。我们的主要结果是当 $m C^d = 0$ 时, 强 CP 问题有特殊解。而不象文献中仅提及 $m = 0$ 。这里 m 是夸克质量, C^d 是该夸克的动力学凝聚。

本文 1990 年 11 月 18 日收到。

* 现在墨尔本大学访问, 地址: School of Physics, University of Melbourne, Parkville 3052, Australia.

在作者与 Viswanathan 的一篇论文中^[1], QCD 真空取向的基本方程给出如下

$$\langle 0 | F\tilde{F} | 0 \rangle + C_i^f m_i \sin \phi_i = 0 \quad (i \text{ 不求和}) \quad (1)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n, n \text{ 是夸克总数})$$

这里

$$\langle 0 | F\tilde{F} | 0 \rangle = \frac{\partial}{\partial \theta} \ln Z, \quad C_i^f m_i \sin \phi_i = - \frac{\partial}{\partial \phi_i} \ln Z. \quad (2)$$

方程(1)中的真空 $|0\rangle$ 是用下述公约的轻夸克真空凝聚为实的条件定义为

$$\langle 0 | \bar{\psi}_{iL} \psi_{iR} | 0 \rangle = C_i^f = \text{实数 (对所有轻夸克)} \quad (3)$$

这里 m_i, ϕ_i 分别是第 i 夸克的质量值和质量项的相角. C_i^f 是其动力学凝聚, $F\tilde{F} = \frac{g^2}{64\pi^2}$

$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma}$. Z 是该系统的配分函数. 读者也许知道, H 中的复质量项 $\bar{\psi}\tilde{m}\psi$ 并不引起任何理论上的困难, 这里 $\tilde{m} = m(\cos \phi + i\gamma_5 \sin \phi)$. 例如自由 Dirac 方程变成 $(i\partial - \tilde{m})\psi = 0$, K-G 方程是 $(\square + m^2)\psi = 0$, 因为 $\tilde{m}\partial = \partial\tilde{m}^+$. 自由传播子为 $i(P + \tilde{m})/(P^2 - m^2 + i\epsilon)$ 等等.

方程(1)是直接由 Dashen 定理^[2]导出的. 该定理说, H 应当与其相应的物理真空适当地取向, 以保证真空能量较之其它取向时的能量为最小. 当改变真空取向时, 我们只变换真空的参数, 或者 H 中的参数, 而不是同时变换它们, 这一点体现在微分只对 H 中的显参量进行. 如果对真空和 H 自洽地同时变换, 那么真空能量显然不会改变. 所以真空能量对 θ 的全微分是零. 如已强调的, 所做的变换不必是对称变换. 但须是么正的规范不变的变换, 以保证真空的模不变和真空的规范不变性. 特别地, 由于轴矢流反常的关系, 手征变换 $\phi_i \rightarrow \phi_i + \alpha_i$ 须伴之以 $\theta \rightarrow \theta - \alpha_i$, 这里 α_i 是第 i 夸克的手征变换参量. $E_q(2)$ 显示, 为得到 $E_q(1)$, 我们只做了微分运算, 没有做任何微扰计算. 我们发现, $E_q(1)$ 中有关轻夸克的部分已经在文献中用不同的方法得到过^[3], 由于这些作者只考虑轻夸克, $C_i^f = C$ 被现成地接受下来. 显然, 一般来说 C_i^f 对不同的夸克可以不一样, 特别地, QCD 可能有手征相变换, 即当 α_i 小到一定临界值以下时, $C_i^f = 0$.

$E_q(1)$ 直接地与轴矢流反常方程有关,

$$\partial^\mu J_{i\mu}^5 = 2i\bar{\psi}_i \gamma_5 \tilde{m}_i \psi_i - 2F\tilde{F}, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (4)$$

把两边夹入物理真空, 此式右边正好是(1)式的左边. 所以我们得到轴矢流散度的物理真空平均值为 0.

$$\langle 0 | \partial^\mu J_{i\mu}^5 | 0 \rangle = 0, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (5)$$

式(1)确实有我们在引言中提及的解, 即当 $m_i C_i^f = 0$ 对某一个夸克成立时, 该夸克的相角可取任何值, 而且 $\langle 0 | F\tilde{F} | 0 \rangle = 0$. 不幸的是在文献[1]以前没有人提及 $C_h^f = 0$ 的可能性, 这里下标 h 是指一个重夸克. 假定 $C_h^f = 0$ 与假定 $m_h = 0$ 不一样, $C_h^f = 0$ 时强 CP 的相角在 H 的重夸克质量项里显现, 因此强 CP 不是消失了, 而是移到重夸克那边去了.

略微推敲一下, 我们发现 $C_h^f = 0$ 并不是一个很强的假定. 它并不是要求整个的重夸克凝聚等于 0, 只是它的动力学部分, 即由于各种非微扰效应引起的部分为零. 可以证明, 由于微扰原因引起的凝聚不进入(1)式. 的确, 费米子对 $\ln Z$ 的贡献是 $\ln \det(i\mathcal{D} - \tilde{m})$,

而

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \ln \det(i\mathcal{D} - \tilde{m}) = \int d^4x \times \text{Tr} \frac{i\gamma_5 \tilde{m}(i\mathcal{D} + \tilde{m}^*)}{-\mathcal{D}^2 - m^2} = 0 \quad (6)$$

这里 $\int d^4x \times F\tilde{F} = 0$ 在最后一步中用到, 因为瞬子效应属于非微扰效应. 在一般情况下, 我们有

$$\ln \det(i\mathcal{D} - m) = \ln \det(i\mathcal{D}^1 - \tilde{m}) + \ln \det[(i\mathcal{D} - \tilde{m})/(i\mathcal{D}^1 - \tilde{m})],$$

这里 \mathcal{D}^1 只包含微扰规范场. 所以我们的假定只要求对重夸克第二项为零. 同一个假定也自然地导出对该重夸克 $\langle V | \bar{\psi} \tilde{m} \psi | V \rangle = \tilde{m} \tilde{m}^* \lambda^2 =$ 实数和 $\langle V | \bar{\psi} \gamma_5 \psi | V \rangle = 0$, 这里 λ^2 是一个未知的实的正规化因子. 该重夸克的真空凝聚不过是微扰论中一个最简单的泡泡图, 没有任何实质贡献, 而轻夸克的真空凝聚因为有动力学部分, 所以与流代数的计算密切相联.

回过头来看看我们新建议的解 $C_h^1 = 0$ 的含义, 我们发现它是很有趣味的. 除了已经提到的理论意义以外, 我们的解有重要的唯象意义^[4]. 我们阅读的所有关于强 CP 物理效应的计算中, 从来没有讨论过重夸克质量是复数会怎样, 只讨论 $\theta \approx 0$ 和(或) $\phi_1 \approx 0$ (1 指轻夸克)的情况. 尽管在这些计算中包含有前面提及的错误, 我们可以一般地提出这样的问题, 即重夸克质量的相角对中子的电偶极矩会有什么贡献? 有可能中子电偶极矩的实验仅限制了 θ 和 ϕ_1 , 而没有限制 $\bar{\theta}$, 因为

$$\bar{\theta} = \theta + \sum_{i=1}^n \phi_i, \quad (7)$$

这里求和包括重夸克. 关于 ϕ_c , ϕ_b 和 ϕ_t 有多大的问题不只是一个理论问题, 也是一个实验问题. 显然, 任何把这些相角与物理效应联系起来努力都是宝贵的. 我们发现, 在最小标准模型中, 在微扰论范围里, 重夸克强 CP 不会对中子电偶极矩有贡献, 因为所有的重夸克圈各都是强 CP 偶的(来自 $\bar{\psi} \tilde{m} = \tilde{m}^* \psi$). 但是, 由于重夸克满足方程

$$(\mathcal{D}_{\theta=0} - \tilde{m}_h) \psi_h = 0. \quad (8)$$

如果只有一个重夸克 $C_h^1 = 0$, 那么任何将 \tilde{m}_h 转为实数的手征转动, 都会把强 CP 移到更难处理的地方. 伴随着该重夸克的反常磁矩, 有一个电偶极矩. $d = \frac{1}{2m_h} \sin \phi_h$. 这个电

偶极矩可以对中子的电偶极矩有贡献, 如果中子有极化的重夸克成分^[5]. 另外, 式(8)使得重夸克偶素的 P 宇称不确定从而导致^[4] $\eta_c \rightarrow K^+ K^-$, 2π 衰变分支比约为 $10^{-2} \sin \phi_c$. 通过 $\eta_c - \eta$ 混合又导致 $\eta \rightarrow 2\pi$ 衰变, 分支比约为 $10^{-4} \sin \phi_c$. 进一步的研究正在进行中.

总之, 重夸克强 CP 不仅为强 CP 困难找到一个好的避风港. 而且, 不管我们的假定 $C_h^1 = 0$ 正确与否, 重夸克强 CP 都是一个有趣的唯象问题.

参 考 文 献

- [1] Z. Huang, K. S. Viswanathan and D. D. Wu, Simon Fraser Preprint, SFU-July-90-1, to be published;
Z. Huang and D. D. Wu, SFU-July-90-2, *Comm. Theo. Phys.* (Beijing), in press.
[2] R. Dashen, *Phys. Rev.*, **D3**(1971), 1879.

- [3] R. Crewther, in *Field Theoretical Methods in Particle Physics*, NATO Advanced Study Institute, Kaiserslautern, Germany, 1979, ed. W. Rühl (Plenum Press, New York and London, 1980); P. Di Vecchia and G. Veneziano, *Nucl. Phys.*, **B171**, (1980), 253; E. Witten, *Ann. Phys.*, (NY) **128**(1980), 363. G. 't Hooft, *Phys. Rep.*, **142**(1986), 357, see Eq. (2.27).
- [4] Z. Huang and D. D. Wu, SFU-July-90-3.
- [5] B. McKellar and D. D. Wu, in preparation.

A Harbour for Strong CP Problem—Heavy Quarks

WU DANDI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

HUANG ZHENG

(*Department of Physics, Simon Fraser University Burnaby, B. C. Canada V5A 1S6*)

ABSTRACT

Missing points in previous literature about strong CP are remarked. Emphasis is put on vacuum alignment with heavy quark taking into account. After obtaining the master equations of vacuum alignment, we point out that $mC^d = 0$ is the sufficient and necessary condition for $\langle F\tilde{F} \rangle = 0$, where m is the mass of a quark and C^d the dynamical condensate of the same quark. People have discussed the scenario with a vanishing u quark mass. We propose here a different scenario with $C_h^d = 0$ where C_h^d is the dynamical condensate of a heavy quark.