

01.3

Магнитный аналог вращения Квинке

© А.И. Грачев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: grach.shuv@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 23 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 23 сентября 2020 г.

Принято к публикации 2 апреля 2021 г.

Обсуждается возможность наблюдения магнитного аналога вращения Квинке, т. е. спонтанного вращения в постоянном однородном магнитном поле (\mathbf{B}) сферической частицы. Рассмотрено два варианта эксперимента: 1) слабомагнитная частица, погруженная в ферромагнитную жидкость; 2) диамагнитная сфера, левитирующая в вакууме. В первом случае спонтанное вращение возможно в полях $B < 0.1$ Т для времен релаксации намагниченности частицы порядка 10^{-3} с. Принципиальным условием ускоренного вращения диамагнитной сферы является ограничение ее вращательной степени свободы с единственно возможным направлением для оси вращения, ортогональной вектору \mathbf{B} .

Ключевые слова: вращение Квинке, магнитная жидкость, диамагнитная сфера.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.13.51116.18557

Вращение Квинке (ВК) — физическое явление, известное с конца XIX века [1,2], которое заключается в спонтанном вращении частицы, находящейся в постоянном однородном электрическом поле. Направление оси вращения (вектора угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$) произвольно при условии ортогональности $\boldsymbol{\omega}$ вектору электрического поля \mathbf{E} . Реализация ВК требует выполнения трех основных экспериментальных условий [2]: 1) частица должна быть помещена (диспергирована) в жидкую среду, электропроводность которой обеспечивает противоположное направление вектора дипольного момента частицы \mathbf{p} относительно \mathbf{E} ; 2) при повороте частицы поверхностный заряд, индуцирующий \mathbf{p} , должен перемещаться в том же направлении; 3) величина \mathbf{E} должна превышать некоторое критическое значение $E_c \sim (\eta/\tau_{el})^{1/2}$, где η — динамическая вязкость жидкости, а τ_{el} — время релаксации поверхностного заряда. Два первых условия отвечают выполнению неравенства $\tau_l < \tau_p$, где τ_l и τ_p — время максвелловской релаксации для жидкости и частицы соответственно. Целью настоящей работы является демонстрация принципиальной возможности наблюдения аналога ВК — эффекта спонтанного вращения (сферической) частицы, помещенной в постоянное однородное магнитное поле (именуемого далее „магнитное вращение Квинке“ (МВК)) — на основе результатов качественного анализа двух довольно сильно различающихся физических моделей. Насколько нам известно, эффект МВК ранее в академической научной литературе не обсуждался, хотя явление вращения частиц во вращающемся магнитном поле и электровращение, являющееся его аналогом, известны достаточно давно, причем последнее, как, например, отмечается в [2], тесно связано с ВК.

Наш анализ естественно начать с рассмотрения модели так называемых магнитных дыр (МД), представляющих собой диамагнитную или парамагнитную

микрочастицу, погруженную в (ферро)магнитную жидкость [3–5]. В магнитном поле магнитный момент МД \mathbf{m}_h равен общему моменту ферромагнитных наночастиц, занимающих тот же объем, что и МД, причем \mathbf{m}_h и вектор магнитного поля \mathbf{B} антипараллельны друг другу. Для начала сравним крутящие моменты $\mathbf{T}_e = (\mathbf{p} \times \mathbf{E})$ и $\mathbf{T}_m = (\mathbf{m}_h \times \mathbf{B})$, возникающие при небольшом повороте сферических частиц одинакового размера, отвечающие в случае электрического поля условию ВК, а в случае магнитной жидкости — области линейности зависимости \mathbf{M}_l от \mathbf{B} соответственно:

$$\widehat{R} = T_e/T_m = 3\epsilon_0\mu_0 E^2/2\chi_l B^2, \quad (1)$$

где ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, а χ_l — магнитная восприимчивость магнитной жидкости. Используя данные [3] для магнитной жидкости ($B = 10^{-2}$ Т и $\chi_l = 0.1$) и предполагая, что $E \sim E_c = 10^6$ В · м⁻¹, получаем, что $\widehat{R} \approx 1.5$. Эффект ВК наблюдается в суспензиях с вязкостью $\eta \sim 10^{-2}$ Па · с при значениях $\tau_{el} \sim 10^{-3}$ с. С учетом того, что для магнитных жидкостей значение η в лучшем случае $\sim 10^{-3}$ Па · с, реализация МВК (в указанной области магнитных полей) требует обеспечения времени релаксации намагниченности МД того же порядка, что и τ_{el} .

Релаксация \mathbf{M}_l , например, во вращающемся магнитном поле определяется двумя конкурирующими процессами: броуновским движением ферромагнитных наночастиц, вызывающим поворот частицы (и ее магнитного момента) как целого, и внутренним неслевским вращением намагниченности частицы с соответствующими характерными временами τ_B и τ_N [3]. Величина τ_B и τ_N зависит от размера наночастиц, и, согласно данным [6], время $\tau_{rel} = (\tau_B^{-1} + \tau_N^{-1})^{-1}$ достигает значений $\sim 10^{-3}$ с для частиц, радиус которых превышает 15–20 нм. Здесь, однако, следует учесть, что для механизма релаксации

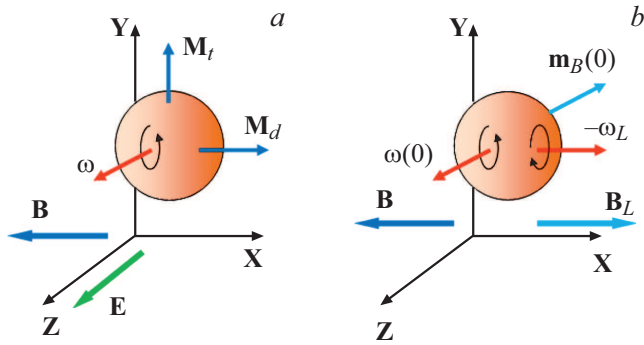


Схема вращения в постоянном однородном магнитном поле диамагнитной сферы, левитирующей в вакууме. *a* — в условиях ограничения ее вращательной степени свободы (путем приложения постоянного электрического поля \mathbf{E}) с единственно возможным направлением оси вращения ($\parallel \mathbf{Z}$); *b* — при отсутствии указанного ограничения. В начальный момент времени $t = 0$ в результате случайной флуктуации сфера приобретает момент количества движения $\delta\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ и соответственно скорость вращения $\omega(0) = I^{-1}\delta\mathbf{L}$ (I — момент инерции сферы).

намагниченности МД существенное значение должна иметь адгезия наночастиц, причем их закреплению на поверхности МД и соответственно росту времени релаксации в значительной степени будет способствовать наличие каверн, трещин и других шероховатостей поверхности.

Таким образом, спонтанное вращение магнитных дыр в принципе реализуемо для ферромагнитных жидкостей в области полей $B < 0.1$ Т. Поскольку одной из основных целей исследования вращения Квинке являлось создание электростатического микромотора [2], рассмотренный эффект может в свою очередь стимулировать разработку его магнитостатического аналога.

Другой вариант МВК (см. рисунок, *a*) — диамагнитная непроводящая сфера, левитирующая в среде со сколь угодно низкой вязкостью (в вакууме), — специфичен именно для магнитного взаимодействия. Нетрудно увидеть, что в этом случае „автоматически“ выполнены два первых условия для наблюдения МВК. Действительно, магнитный момент частицы $\mathbf{m}_d = V\mathbf{M}_d = \chi_d\mu_0^{-1}V\mathbf{B}$ (где \mathbf{M}_d — равновесная намагниченность, χ_d — диамагнитная восприимчивость, V — объем сферы), индуцируемый магнитным полем \mathbf{B} , антипараллелен последнему. При (случайном) повороте частицы относительно направления \mathbf{B} вектор \mathbf{m}_d меняется не мгновенно, а с характерным временем релаксации намагниченности τ_d . Поэтому на протяжении определенного временного интервала сохраняется компонента \mathbf{m}_d , ортогональная \mathbf{B} , и существует момент сил, работающий на дальнейшее увеличение отклонения. Наконец, разумные значения критического поля $B_c = (\mu_0\eta/\chi_d\tau_d)^{1/2}$ могут быть обеспечены для достаточно коротких τ_d при конечной величине η . Например, при $B_c \sim 0.1$ Т, $\chi_d \sim 10^{-5}$ и $\tau_d \sim 10^{-9}$ с величина $\eta \sim 10^{-11}$ Па · с, что отвечает вязкости воздуха

при давлении ~ 0.1 Па. Таким образом, все необходимые условия для наблюдения МВК выполнены. Однако следует вспомнить о различии динамики частиц, например, с постоянным электрическим или магнитным моментом, неколлинеарным \mathbf{E} и \mathbf{B} соответственно. В первом случае частица поворачивается вокруг оси, ортогональной \mathbf{E} , а во втором совершает прецессию вокруг \mathbf{B} с угловой (ларморовской) частотой $\omega_L = -\gamma\mathbf{B}$, где γ — гиромагнитное отношение. Поэтому необходимо ограничить вращательную степень свободы диамагнитной сферы лишь одной осью вращения, ортогональной \mathbf{H} (ось \mathbf{Z} на рисунке, *a*) (отметим, что в магнитной жидкости ларморовской прецессии МД препятствует вязкое сопротивление среды [3]). Бесконтактно ограничить вращение сферы можно, приложив постоянное электрическое поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{Z}$ (см. рисунок, *a*), а необходимое соотношение между величиной последнего и полем \mathbf{B} грубо можно оценить, используя выражение (1), откуда при $\chi_d \sim 10^{-5}$ получаем $E[V \cdot m^{-1}] > 10^6 B[T]$.

Из анализа вращения частиц в постоянном магнитном поле, например, для случая вращения магнитной жидкости как целого [6] следует вывод о появлении компоненты намагниченности $\mathbf{M}_t \perp \mathbf{B}$, которая при $\omega\tau_{rel} \ll 1$ равна $M_t(t) = \omega(t)\tau_{rel}M_0$, где M_0 — равновесная намагниченность. Допустим теперь, что в результате соударения с некой частицей (в момент времени $t = 0$) покоившаяся до того сфера приобретает момент количества движения $\delta\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$. Это вызовет ее вращение с начальной скоростью $\omega(0) = \delta\mathbf{L}/I$ (I — момент инерции сферы), и в отсутствие вязкого сопротивления среды и условия $\omega\tau_d \ll 1$ дальнейшее движение частицы описывается уравнением

$$I d\omega/dt = V(\mathbf{M}_t \times \mathbf{B}) = \mu_0^{-1}\chi_d V\omega\tau_d B^2. \quad (2)$$

Видно, что на начальном этапе скорость вращения растет экспоненциально: $\omega(t) = \omega(0) \exp(t/\tau_{rot})$ с $\tau_{rot} = \mu_0 2\rho R^2 / 5\chi_d \tau_d B^2$, где ρ и R — плотность и радиус сферы. Для величины τ_{rot} частицы с $R \sim 0.1 \mu m$ и значениях остальных величин $\chi_d \sim 10^{-5}$, $B \sim 0.1$ Т, $\rho \sim 2.5 \cdot 10^3$ kg · m⁻³ и $\tau_d \sim 10^{-9}$ с получаем $\tau_{rot} \sim 10^{-1}$ с.

Общее описание динамики сферы и изменения вектора намагниченности $\mathbf{M}(t)$ требует решения системы уравнений, аналогичной случаю ВК [7]:

$$I d\omega/dt = V(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}) - 6\eta V\omega, \quad (3)$$

$$d\mathbf{M}/dt = (\omega \times \mathbf{M}) - (\mathbf{M} - \mathbf{M}_d)/\tau_d. \quad (4)$$

Предположим теперь, что флуктуация $\delta\mathbf{L}$ произошла в отсутствие поля \mathbf{E} (см. рисунок, *b*). Теперь \mathbf{M}_t совместно с моментом $\mathbf{m}_B = \chi_d(\mu_0\gamma)^{-1}\omega(0)$ (на рисунке, *a* не показан) вызовет начало ларморовской прецессии. Далее исходя из общих соображений эволюция вращения и намагниченности частицы при условии $\eta = 0$ будет выглядеть следующим образом. Установившаяся прецессия приведет к появлению поля $\mathbf{B}_L = -\gamma^{-1}\omega_L$, равного по

абсолютной величине \mathbf{B} , поэтому продольная составляющая намагниченности частицы исчезнет. В результате сфера одновременно с прецессией будет испытывать вращение вокруг двух других осей таким образом, что $|\mathbf{m}_B(t)| \sim |\boldsymbol{\omega}(t)| = |\omega_Z(t) + \omega_Y(t)| = \text{const}(t)$. В случае конечного значения η вращение частицы рано или поздно должно полностью прекратиться. Таким образом, в отсутствие указанного ограничения вращательной степени свободы флуктуации момента количества движения сферы не только не могут вызвать ее последующего ускоренного вращения (т.е. эффект МВК), но и должны со временем затухать.

Практическая реализация экспериментальной схемы, показанной на рисунке, *a*, может представлять интерес для изучения таких фундаментальных явлений, как квантовое трение в вакууме, трение Казимира и пр. [8]. На данный момент максимальная скорость $\omega_{\text{max}} \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ частиц микронного размера достигнута в экспериментах с использованием оптических пинцетов [9], способных одновременно осуществлять вращение частиц и их левитацию. Использование диамагнитных частиц, помещенных в неоднородное магнитное поле, позволяет реализовать механизм их пассивной левитации, причем, приложив неоднородное электрическое поле, в принципе можно усилить эффект левитации, если его максимум пространственно совмещен с минимумом магнитного поля. Все это позволяет надеяться на то, что в случае развития данной методики она сможет составить конкуренцию оптическим пинцетам, хотя интересным может оказаться также и их совместное использование.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Quincke, Ann. Phys. Chem. Band., **59**, 417 (1896).
- [2] T.B. Jones, *Electromechanics of particles*, 1st ed. (Cambridge University Press, N.Y., 1995).
- [3] М.И. Шлиомис, УФН, **112** (3), 427 (1974).
- [4] M.C. Miguel, J.M. Rubi, Physica A, **231** (1-3), 288 (1996). DOI: 10.1016/0378-4371(96)00077-5
- [5] B.E. Kashevsky, Phys. Fluids, **9**(6), 1811 (1997). DOI: 10.1063/1.869296
- [6] J.P. Embs, B. Huke, A. Leschhorn, M. Lücke, Z. Phys. Chem., **222** (2-3), 527 (2008). DOI: 10.1524/zpch.2008.222.2-3.527
- [7] N. Pannacci, L. Lobry, E. Lemaire, Phys. Rev. Lett., **99** (9), 094503 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.094503
- [8] Г.В. Дедков, А.А. Кясов, УФН, **187** (6), 599 (2017). DOI: 10.3367/UFNr.2016.12.038006R
- [9] R. Reimann, M. Doderer, E. Hebestreit, R. Diehl, M. Frimmer, D. Windey, F. Tebbenjohanns, L. Novotny, Phys. Rev. Lett., **121** (3), 033602 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.033602