

09.3

Вращение атомно-молекулярной частицы, находящейся в поле линейно поляризованной световой волны и постоянном электрическом или магнитном поле

© А.И. Грачев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: grach.shuv@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 июня 2022 г.

В окончательной редакции 1 августа 2022 г.

Принято к публикации 1 августа 2022 г.

Кратко проанализированы механизмы вращения атомно-молекулярных частиц, находящихся в поле линейно поляризованной световой волны, в условиях приложения статического электрического или магнитного поля. Продуцирование крутящего момента частицы базируется на динамическом молекулярном эффекте Холла, отличительные особенности которого способны расширить возможности оптико-механической манипуляции молекулярными объектами.

Ключевые слова: нелинейная оптика, нанофотоника, эффект Фарадея, эффект Холла, крутящий момент.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.18.53395.19281

Одно из интенсивно развиваемых научно-технологических направлений современной нанофизики — разработка и совершенствование методов управления перемещением (вращением) различных нанообъектов, находящихся в жидкой среде или помещенных на некоторую поверхность [1–3]. Для манипуляции частицами и передачи им энергии, требуемой для выполнения механической работы, используется ряд физических явлений, включая различные эффекты светового воздействия [2,3]. К основным достоинствам использования световых пучков следует отнести в первую очередь дистанционный (бесконтактный) способ передачи объекту (или его окружению) энергии, импульса или крутящего момента. Однако каждый из методов оптико-механической манипуляции имеет определенные ограничения, и поэтому актуален вопрос расширения их спектра. Цель настоящей работы состоит в анализе на феноменологическом уровне новых механизмов продуцирования крутящего момента атомно-молекулярных частиц, которые иллюстрируют следующее утверждение: линейно поляризованная световая волна способна вызвать постоянный крутящий момент любой находящейся в ее поле атомно-молекулярной частицы в условиях приложения постоянного электрического или магнитного поля.

В работе [4] был предложен механизм передачи крутящего момента проводящей частице за счет силы Лоренца (при приложении квазистатического электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) поля) и представлены две экспериментальные схемы: классическая геометрия эффекта Холла ($\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{B}$) и схема с использованием дополнительного поля \mathbf{E}_2 ($\mathbf{E}_2 \parallel \mathbf{B}$ в [4]). Крутящий момент частицы (\mathbf{T}) является результатом электростатического взаимодействия ее дипольного момента \mathbf{d}_H (благодаря напряжению Холла) с \mathbf{E}_1 или \mathbf{E}_2 и в общем случае описывается следующим двойным векторным произве-

дением [4]:

$$\mathbf{T} = (\mathbf{d}_H \times \mathbf{E}_2) \times ((\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}) \times \mathbf{E}_2). \quad (1)$$

Из соотношения (1) видно, что постоянная компонента \mathbf{T} продуцируется и в том случае, когда любые два поля в (1) не являются статическими, что, в частности, иллюстрирует экспериментальная схема [4] с использованием электрических импульсов. Для нас интересен вопрос о возможности использования в качестве указанных полей переменного электрического и магнитного поля световых частот. Ответ на него дает анализ физики таких явлений, как „оптический эффект Холла“ [5] и родственный ему („counterpart“ [6]) эффект Фарадея в растворах органических молекул, наблюдавшийся при использовании терагерцевых импульсов магнитного поля [6]. В последней работе для объяснения полученных результатов была привлечена феноменологическая модель динамического молекулярного эффекта Холла (ДМЭХ). В отличие от классического эффекта Холла в случае ДМЭХ благодаря силе Лоренца происходит отклонение тока смещения \mathbf{J}_e , индуцируемого внутри отдельной молекулы электрическим полем световой волны $\tilde{\mathbf{E}}(t)$, что приводит к поляризации молекулы $\mathbf{P}_H(t)$ в ортогональном вектору $\tilde{\mathbf{E}}$ направлению. Аналогичная модели ДМЭХ феноменология используется и для описания еще одного эффекта, заключающегося в постоянной поляризации атома (молекулы) \mathbf{P}^{ME} в направлении волнового вектора \mathbf{k} падающей линейно поляризованной световой волны [7,8]. Показательно, что авторы [8] применили для обозначения данного явления термин „longitudinal Hall effect“ (далее нами используется название „магнитоэлектрическое выпрямление“ (МЭВ)).

Анализируя предложенную в работе [6] модель ДМЭХ для случая эффекта Фарадея, нетрудно понять, что в

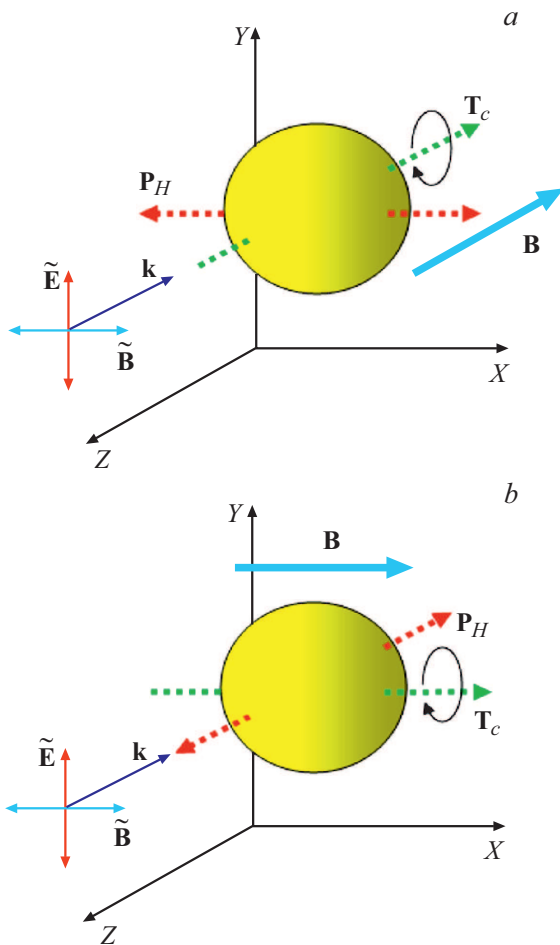


Рис. 1. Схема передачи крутящего момента T_c изотропной сферической частице в геометрии эффекта Фарадея (a) и геометрии эффекта Фохта (b). Сфера находится в электромагнитном поле линейно поляризованной световой волны и постоянном магнитном поле \mathbf{B} . Момент частицы T_c является результатом электростатического взаимодействия поляризации сферы $\mathbf{P}_H(t)$, возникающей благодаря силе Лоренца, и ортогонального ей электрического поля волны $\tilde{\mathbf{E}}(t)$.

результате электростатического взаимодействия переменной поляризации отдельной молекулы $\mathbf{P}_H(t)$ с ортогональным электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}(t)$ частицы должны испытывать крутящий момент $\mathbf{T}(t)$

$$\mathbf{T}(t) = (\mathbf{d}_H(t) \times \tilde{\mathbf{E}}(t)) \propto (\mathbf{P}_H(t) \times \tilde{\mathbf{E}}(t)) \propto [(\mathbf{J}_e(t) \times \mathbf{B}) \times \tilde{\mathbf{E}}(t)], \quad (2)$$

где

$$\mathbf{d}_H(t) \propto \int (\mathbf{J}_e(t) \times \mathbf{B}) dt,$$

$$\mathbf{J}_e(t) = d\mathbf{P}_e(t)/dt = d\chi(\omega)\tilde{\mathbf{E}}(t)/dt,$$

а $\chi(\omega)$ — поляризуемость молекулы на частоте световой волны ω (отметим здесь сходство с механизмом вращения, реализуемым в так называемой оптической центрифуге [9], где с индуцируемым дипольным моментом молекулы взаимодействует вращающееся поле $\tilde{\mathbf{E}}(t)$). Если мнимая компонента $\chi(\omega)$ пренебрежимо мала, то

колебания $\mathbf{P}_H(t)$ и $\tilde{\mathbf{E}}(t)$ находятся практически в фазе (противофазе) и среднее значение крутящего момента молекулы T_c отлично от нуля. Рис. 1 иллюстрирует описанный выше механизм возникновения T_c не только в случае геометрии эффекта Фарадея (a), но при ортогональной ориентации вектора \mathbf{B} , отвечающей геометрии эффекта Фохта (b). Таким образом, за исключением случая $\tilde{\mathbf{E}} \parallel \mathbf{B}$, крутящий момент должен возникать при любой ориентации магнитного поля. Это свидетельствует о принципиальном отличии ДМЭХ-механизма генерации T_c от передачи крутящего момента частице световой волной, следующей из классического описания эффекта Фарадея. Конкретно линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию волн с левой и правой циркулярной поляризацией, способных передать частице крутящий момент противоположного знака T_+ и T_- , но равной величины в отсутствие поля \mathbf{B} . В результате приложения магнитного поля коэффициенты поглощения указанных волн оказываются различными, поэтому теперь $|T_+| \neq |T_-|$ и, следовательно, на частицу должен воздействовать некоторый постоянный крутящий момент.

Переходя к анализу эффекта МЭВ, легко понять, что в этом случае продуцирование крутящего момента частицы можно реализовать путем приложения статического электрического поля \mathbf{E}_2 , неколлинеарного вектору поляризации \mathbf{P}^{ME} . Теперь выражение для генерируемого крутящего момента отвечает следующему расширению выражения (1):

$$\mathbf{T}(t) = (\mathbf{d}_H(t) \times \mathbf{E}) \propto [(\mathbf{J}_e(t) \times \tilde{\mathbf{B}}(t)) \times \mathbf{E}], \quad (3)$$

где $\mathbf{d}_H(t) \propto \int (\mathbf{J}_e(t) \times \tilde{\mathbf{B}}(t)) dt$. Частный случай геометрии эксперимента для изотропной сферической частицы, где $\mathbf{E} \parallel \tilde{\mathbf{E}}$, показан на рис. 2. Очевидно, что постоянный крутящий момент T_c будет иметь максимальное значение при любой ориентации вектора \mathbf{E} при условии его ортогональности вектору \mathbf{P}^{ME} .

Как следует из теории МЭВ [7,8], реализация эффекта не требует участия реальных электронных переходов, т.е. поглощения света. Однако в рамках модели Лоренца–Друде, используемой для описания МЭВ [7], величина $|\mathbf{P}^{ME}| \propto \sin \varphi_0$, где величина (фазы) φ_0 пропорциональна коэффициенту затухания осциллятора, т.е. в реальном эксперименте коэффициенту поглощения световой волны. С другой стороны, работа в области прозрачности частицы желательна как с экспериментальной, так и с практической точки зрения, поскольку нелинейно-оптическая природа МЭВ предполагает применение довольно интенсивных световых пучков [7,8]. Для разрешения данного противоречия можно предложить использование экспериментальной схемы (пример которой представлен на рис. 3), когда излучение лазера разделяется на два световых пучка равной интенсивности с $\mathbf{k}_1 \perp \mathbf{k}_2$ и с ортогональной же ориентацией их векторов поляризации ($\tilde{\mathbf{E}}_1 \perp \tilde{\mathbf{E}}_2$). Частица находится в области пересечения пучков, где обеспечивает разность фаз электромагнитных колебаний пучков

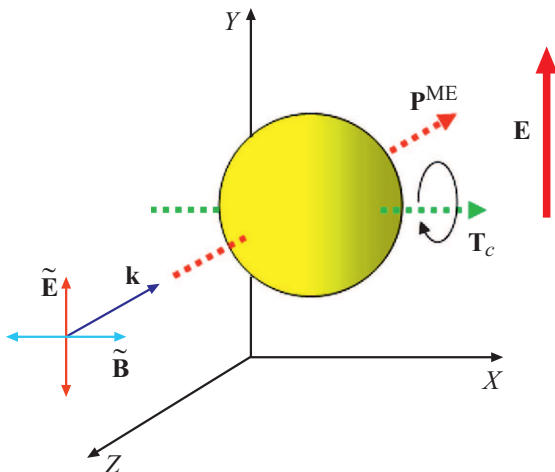


Рис. 2. Схема передачи крутящего момента T изотропной сферической частице, помещенной в статическое электрическое поле E , ортогональное волновому вектору k линейно поляризованной световой волны. Момент частицы T_c является результатом электростатического взаимодействия поля E и статической поляризации сферы P^{ME} , обусловленной эффектом магнитоэлектрического выпрямления.

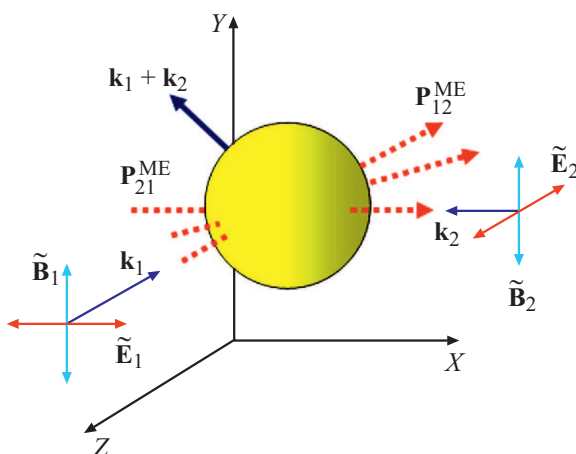


Рис. 3. Схема эксперимента, иллюстрирующая способ усиления магнитоэлектрического выпрямления (величины P^{ME}) в области оптической прозрачности молекулярного объекта. Сфера помещена в область пересечения двух световых пучков, где разность фаз их электромагнитных колебаний составляет $\Delta\varphi = \pm\pi/2$. Основной вклад в P^{ME} вносят компоненты P_{12}^{ME} и P_{21}^{ME} , обусловленные перекрестным взаимодействием тока смещения, индуцируемого полем \tilde{E}_1 пучка 1, с магнитным полем \tilde{B}_2 пучка 2 и наоборот.

$\Delta\varphi = \pm\pi/2$. Теперь в случае малости φ_0 основной вклад в поляризацию P^{ME} будут определять взаимодействия токов смещения, индуцируемых соответственно \tilde{E}_1 и \tilde{E}_2 , с магнитным полем ортогонально распространяющегося пучка, т. е. $P^{ME} = P_{12}^{ME} + P_{21}^{ME}$. Как показано на рис. 3, вектор P^{ME} ортогонален вектору $k_1 + k_2$ и его направление будет определяться знаком $\Delta\varphi$.

В заключение остановимся на перспективах использования описанных способов вращения атомно-молекулярных объектов в научно-технологических целях. Несмотря на очевидную скудость теоретических и экспериментальных данных, необходимых для оценки реального потенциала механизма ДМЭХ, уже сейчас можно отметить ряд его привлекательных сторон. Прежде всего это возможность работы в области оптической прозрачности объекта. Это в сочетании с высоким быстродействием ДМЭХ (время отклика $\sim 10^{-12}$ с [6,10]) позволит использовать достаточно мощные световые пучки, включая ультракороткие лазерные импульсы, при минимизации их теплового воздействия. Следующий привлекательный момент — симметрия ДМЭХ, допускающая его реализацию практически в любых неорганических или органических молекулярных объектах. Поэтому перспективной выглядит возможность управлять большими органическими молекулами, не опираясь на их способность к оптически индуцируемым пространственным трансформациям [2,3], например перемещению глобулярных белковых молекул. Интересен также вопрос о конкуренции с упоминавшимся ранее методом оптической центрифуги [9], позволяющим разгонять молекулы газа до скоростей вращения порядка 10^{12} с $^{-1}$. Благодаря сверхбыстрому отклику механизм ДМЭХ, с одной стороны, способен обеспечить указанные скорости вращения, а с другой — существенно упростить экспериментальную схему передачи крутящего момента молекуле в сравнении с реализуемой в оптической центрифуге.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.C.M. Kistemaker, A.S. Lubbe, B.L. Feringa, *Mater. Chem. Front.*, **5** (7), 2900 (2021). DOI: 10.1039/d0qm01091j
- [2] H. Chen, Q. Zhao, X. Du, *Micromachines*, **9** (2), 41 (2018). DOI: 10.3390/mi9020041
- [3] D.R.S. Pooler, A.S. Lubbe, S. Crespi, B.L. Feringa, *Chem. Sci.*, **12** (45), 14964 (2021). DOI: 10.1039/D1SC04781G
- [4] А.И. Грачев, *ФТП*, **56** (1), 76 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.01.51815.9703 [A.I. Grachev, *Semiconductors*, **56**, 67 (2022). DOI: 10.1134/S1063782622010079].
- [5] M. Schuber, P. Kühne, V. Darakchiev, T. Hofmann, *J. Opt. Soc. Am. A*, **33** (8), 1553 (2016). DOI: 10.1364/JOSAA.33.001553
- [6] V. Balos, G. Bierhance, M. Wolf, M. Sajadi, *Phys. Rev. Lett.*, **124** (9), 093201 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.124.093201
- [7] W.M. Fisher, S.C. Rand, *J. Appl. Phys.*, **109** (6), 064903 (2011). DOI: 10.1063/1.3561505
- [8] E.F.C. Dreyer, A.A. Fisher, G. Smail, P. Anisimov, S.C. Rand, *Opt. Express*, **26** (14), 17755 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.017755

- [9] A.I. MacPhail-Bartley, W.W. Wasserman, A.A. Milner, V. Milner, *Rev. Sci. Instrum.*, **91**, 045122 (2020).
DOI: 10.1063/1.5140358
- [10] M.T. Trinh, G. Smail, K. Makhal, D.S. Yang, J. Kim, C. Rand, *Nature Commun.*, **11**, 5296 (2020).
DOI: 10.1038/s41467-020-19125-w