

ЛЕЗВИЕ БРИТВЫ

Приветствие Добрый день уважаемые члены жюри, команды-соперницы и зрители. Я Маркович Дмитрий представляю доклад команды “Лицея БГУ “ лезвие бритвы. Позвольте напомнить условие

Условие задачи Аккуратно положите лезвие бритвы на воду. Если поднести к плавающему лезвию заряженное тело, то лезвие придёт в движение. Опишите движение лезвия под действием внешнего поля.

В работе мы решили выполнить следующее: Кратко ознакомимся с целями работы

*** Кратко ознакомимся с целями работы***

1-Экспериментально проверить явление

2-Привести качественное и дать математическое объяснение явления

3-Выявить факторы, влияющие на явление.

В своём ***Лезвие в поле*** первом опыте мы подносили к подвешенному лезвию заряженный шар. В соответствии с явлением электростатической индукции наблюдается притяжение незаряженного лезвия к шару вследствие явления электрической поляризации.

Механизм этого явления достаточно прост. Т.к. лезвие является проводником, то оно обладает огромным количеством свободных зарядов. (Их концентрация- около 10^{22} ч/см³.)

При появлении внешнего электрического поля \vec{E}_0 на свободные электроны действуют электрические силы, под действием которых электроны приходят в движение. Электроны скапливаются на одной стороне лезвия, с другой стороны образуется недостаток электронов, поэтому + заряд ионов кристаллической решётки оказывается нескомпенсированным.

Поскольку напряженность поля больше вблизи шара, то возникает результирующая сила притяжения к шару, не зависящая от знака его заряда.

На поверхности лезвия появляются поляризационные электрические заряды, причём суммарный заряд лезвия остаётся нулевым. По принципу ЭСЗ поле E_i , созданное индуцированными зарядами и направленное против внешнего поля компенсирует внешнее поле в лезвии и суммарное поле внутри лезвия становится равным нулю.

Мы предположили, что ***Лезвие в воде*** аналогичное явление будет наблюдаться и с лезвием, расположенным на поверхности воды.. Однако, первые же опыты показали, что лезвие в воде уплывает от заряженного шара.

Мы объясняем такое поведение лезвия следующим образом: вследствие э/с взаимодействия с полем шара полярные молекулы воды втягиваются в область неоднородности поля, образуя «горку», с которой лезвие съезжает как с наклонной плоскости.

Этот эффект подобен тому, как струйка воды (полярного диэлектрика) притягивается к заряженному телу и отклоняется от вертикали.

Для проверки этой теории мы ***Видео*** провели следующий эксперимент: укрепили металлический шар на малом расстоянии от поверхности воды и подавали на него напряжение. (По мере приближения шара к воде отражение вытягивается и можно наблюдать пробой.) Как видим, образовавшуюся горку можно чётко наблюдать на экране.

Для объяснения физического механизма явления подъема жидкости в электростатическом поле рассмотрим ***6.6.22*** следующую задачу:

Одна из пластин незаряженного конденсатора лежит на поверхности воды. Найдём, на какую высоту поднимется уровень жидкости, если сообщить конденсатору заряд Q .

Мы рассмотрим наиболее простой способ решения: возьмём какую-нибудь точку А в области приподнявшейся жидкости. По закону сообщающихся сосудов, давление в любой другой точке В должно быть таким же, как и в А. Значит, давление излишнего столба жидкости компенсируется разностью давлений электростатического поля конденсатора внутри жидкого диэлектрика и вне его. (1)

Подставим теперь туда выражения для поля конденсатора и выразим искомую высоту(2).

$$\rho gh = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2}{2} \quad (1)$$

$$h = \frac{Q^2(\varepsilon - 1)}{2\varepsilon_0\varepsilon\rho gs^2} \quad (2)$$

Таким образом, мы получили решение задачи, для случая однородного поля.

Однако в случае поставленной задачи вышерассмотренная модель не совсем корректна, ***Шар и горка*** так как мы используем заряженный шар, электростатическое поле которого неоднородно.

Опишем появление горки для этого случая, воспользовавшись тем же методом. Пусть вода непосредственно под шаром поднимется на максимальную высоту h.

По закону сообщающихся сосудов давление в точке А должно быть равно давлению в точке В. С другой стороны гидростатическое давление должно быть уравновешено разностью давлений электростатического поля. Тогда:

$$\frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2}{2} = \rho gh$$

$$h = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2}{2\rho g} \quad (3)$$

Для описания поля Е шара в присутствии диэлектрика в общем случае воспользуемся методом изображений. ***Поле шара*** Мы не можем точно рассчитать поверхностную плотность поляризационных зарядов на границе раздела воды, поэтому предположим, что распределение зарядов на поверхности воды совпадает с распределением зарядов на поверхности проводника, находящегося в аналогичных условиях.

Такое распределение создаёт в полупространстве поле, эквивалентное полю точечного заряда. В верхнем полупространстве над диэлектриком суммарное поле будет определяться как суперпозиция напряжённостей двух шаров зарядом q и q', расположенных симметрично по разные стороны диэлектрика. В нижнем полупространстве поле будет определяться суперпозицией напряжённостей шаров с зарядом q+q', расположенных в одной точке. Для справедливости нашего предположения, необходимо выполнение следующих условий:

$$E_{0n} = \varepsilon E_n; E_{0\tau} = E_\tau. \quad (4)$$

Нормальная составляющая поля возле границы над диэлектриком определяется по формуле :

$$E_{0n} = \frac{q - q'}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \cos \theta \quad (5)$$

Внутри диэлектрика у границы:

$$E_n = \frac{q + q'}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \cos \theta \quad (6)$$

Как видим, граничное условие $E_{0n} = \varepsilon E_n$ будет выполняться в любой точке границы, если

$q - q' = \varepsilon(q + q')$, или $q' = -q \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}$. (7) Так как оба граничных условия выполняются, то наше предположение верно.

Попробуем вычислить поле E в точке максимального *Click* поднятия жидкости h .

$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$, где E_1 -поле шара, E_2 -поле шара-изображения.

$E = E_1 + E_2, E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0(d-h)^2} + \frac{q(\varepsilon-1)}{4\pi\varepsilon_0 d^2(\varepsilon+1)}$, в силу малости высоты горки h по

отношению к расстоянию до шара d перепишем равенство в виде:

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 d^2} + \frac{q(\varepsilon-1)}{4\pi\varepsilon_0 d^2(\varepsilon+1)}, \quad \text{*Click*} \quad E = \frac{q\varepsilon}{2\pi\varepsilon_0 d^2(\varepsilon+1)} \quad (8)$$

Тогда выражение для h в формуле примет вид:

$$h = \frac{q^2 \varepsilon^2 (\varepsilon - 1)}{8\rho g \pi^2 \varepsilon_0 (\varepsilon + 1)^2 d^4} \quad (9)$$

Представив горку в приближении в виде полусферы, можем утверждать, что определённая нами высота будет одновременно являться и радиусом горки.

Опишем теперь движение лезвия. *Описание движения* Движущей силой является проекция силы тяжести, мешать движению будет сила притяжения лезвия к шару. Точный расчёт данной силы не представляется возможным вследствие специфичности формы лезвия, а именно наличия острых краёв, где плотность поляризационных зарядов максимальна. Нельзя также и не отметить силу притяжения зарядов на дальней от шара части лезвия к ориентированным диполям молекул воды, как впрочем и силу отталкивания между ними в других частях лезвия, однако вследствие несомненной малости мы не берём их в расчёт.

В качестве оценки можем выразить результирующую силу как $F_k = \frac{q^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 d^5} V$,

рассматривая лезвие как цилиндр с малым радиусом. Как видно из формулы $F_k \sim 1/d^5$, те влияние силы притяжения на порядок меньше высоты горки, что является основным фактором объяснения отталкивания.

В нашей модели не уделяется внимания влиянию сил поверхностного натяжения, а также различных искривлений поверхности жидкости вблизи лезвия вследствие его смачиваемости.

Основанием для *Парафин* подобных утверждений стал результат опыта с заменой лезвия на малый кусочек парафина. Сила притяжения парафина к шару крайне мала, он является смачиваемым, а влияние сил поверхностного натяжения на малое тело крайне значительно. Однако парафин буквально выстреливает из-под шара, что означает маловажность влияния сил поверхностного натяжения. Поэтому отмеченное пренебрежение является вполне приемлемым.

На этом мы считаем объяснение движения лезвия завершённым, тк оценок скорости или смещения лезвия от нас не требовалось.

Подведём итоги проделанной работы

- **сформулировано качественное объяснение отталкивания лезвия в воде**
- **предложено математическое описание эффекта поднятия воды**
- **Проведены опыты, подтверждающие выдвинутую гипотезу**
- **Описан характер движения лезвия**

На этом у нас всё, спасибо за внимание!

Про оценки: $h=0,0035m$.

Попытаемся количественно оценить максимальную высоту поднятия жидкости: вычислим электроёмкость шара по формуле $c = 4\pi\epsilon_0 r$, $c = 1,1 \cdot 10^{-10}$ Ф. Подаваемое напряжение $5 \cdot 10^3$ В, соответственно заряд шара $q = cu$, $q = 5,56 \cdot 10^{-9}$ Кл. Учитывая, что расстояние x до воды составляет, получим $h =$ **Количественная оценка**

Механизм поляризации молекулы воды:

Теперь переходим к воде. Как известно, некоторые молекулы обладают собственным дипольным моментом даже в отсутствие внешнего Эл поля. Такие молекулы называются полярными, а диэлектрики, образованные такими молекулами – полярными диэлектриками. Полярные молекулы несимметричны, электронные плотности в них смещены к одному из атомов. Типичный пример – молекула воды ***Молекула Воды***, где электронные облака смещены к атому О, вследствие чего центры + и – зарядов смещены относительно друг друга, а молекула обладает собственным дипольным моментом. Рассмотрим механизм поляризации воды: в отсутствие внешнего поля дипольные моменты молекул ориентированы хаотически ***Хаотичные диполи***, поэтому в любом объёме диэлектрика, содержащим достаточно много молекул, суммарный дипольный момент равен нулю. Во внешнем Эл поле ***Воздействие внешнего поля*** на каждую молекулу действует вращающий момент, и они начинают ориентироваться так, что вектор дипольного момента выстраивается вдоль вектора напряжённости внешнего поля. Диэлектрик и каждая его часть приобретают индуцированный дипольный момент – это и есть ориентационная поляризация. ***Вода с повёрнутыми диполями***. Полной ориентации препятствует хаотическое тепловое движение, поэтому молекулы диэлектрика лишь частично ориентируются по внешнему полю. Естественно, нельзя забывать в качественном описании и про индукционный эффект, т.е. смещение зарядов под действием Эл поля, однако он на несколько порядков меньше ориентационного, и им можно спокойно пренебрегать.

Описание втягивания диполя в область поля:

Можем привести следующий комментарий: силы действующие на заряды диполя неодинаковы по величине. Результирующая этих сил отлична от нуля, а её проекция на ось X $f = q \frac{\partial E}{\partial x} l \cos \alpha$. Таким образом ***Диполь в поле*** на диполь в неоднородном поле помимо вращающего момента действует сила, заставляющая диполь втягиваться в область поля.