



Рис. 3

модулю) скоростью $v + u$ в системе координат самого кубика. А в неподвижной системе координат скорость налетающей молекулы, естественно, равна $-(v + u) + u = -v$, а отраженной $(v + u) + u = v + 2u$, так что изменение импульса одной молекулы составит $m((v + 2u) - (-v)) = 2m(v + u)$. Значит, сам кубик в единицу времени будет получать от этих молекул тормозящий импульс, равный

$$-\frac{n}{6}(v + u) \cdot 2m(v + u).$$

Аналогичные рассуждения для грани CD дадут импульс

$$\frac{n}{6}(v - u) \cdot 2m(v - u).$$

Таким образом, суммарное изменение импульса кубика в единицу времени, т.е. действующая на него тормозящая сила, составит

$$F = \frac{1}{3} \pi a^2 m n ((v - u)^2 - (v + u)^2) = -\frac{4}{3} \pi a^2 \rho v u$$

(здесь учтено, что $mn = \rho$). Точное значение силы сопротивления получится при интегрировании по поверхности сферической частицы потоков молекул с учетом их разброса по скоростям. Оно равно

$$F_r = -\pi a^2 \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \rho \left(1 + \frac{\pi}{8}\right) \sqrt{\frac{2}{3}} v u.$$

Отношение этих сил составляет

$$\frac{F}{F_r} = \frac{\sqrt{3\pi/8}}{1 + \pi/8} = 0,78.$$

Не так уж и намного наш результат отличается от точного. Собственно, эти две формулы и отличают грамотного школьника от грамотного студента первого курса Московского физико-технического института.

Пусть теперь две одинаковые капельки, имеющие одинаковые по модулю электрические заряды q , находятся на расстоянии r (см. рис.2) и притягиваются друг к другу с

кулоновской силой, равной

$$F_K = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Давайте рассмотрим так называемое квазистатическое движение, когда скорость капельки хотя и меняется, но в каждый момент времени сила кулоновского притяжения F_K уравнивается силой сопротивления F воздуха. Таким образом, для каждой капельки можно записать

$$\frac{4}{3} \pi \rho a^2 v u = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Поскольку r – расстояние между капельками, скорость каждой из них равна

$$u = \frac{1}{2} \frac{dr}{dt}.$$

Итак, получаем простенькое дифференциальное уравнение

$$r^2 dr = \frac{6q^2}{4\pi \cdot 4\pi\epsilon_0 \rho a^2 v} dt.$$

Проинтегрируем его, учитывая граничные условия: при $t = 0$ расстояние между каплями $r = r_0$, а в некоторый момент времени τ капли окажутся уже так близко друг к другу, что расстояние r можно считать пренебрежимо малым по сравнению с r_0 – ну, почти нулевым (для упрощения оценок). Получим

$$\tau = \frac{4}{3} \pi \frac{r_0^3 \cdot 4\pi\epsilon_0 \rho a^2 v}{6q^2}.$$

Теперь перейдем к численным оценкам. Пусть каждая из капелек несет единичный элементарный заряд $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, температура смеси $T = 260$ К и ее плотность $\rho = 0,9$ кг/м³, а r_0 соответствует плотности следа 50 ионов/см (след β -частицы), т.е. $r_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ м. И конечно, все знают, что $1/(4\pi\epsilon_0) = 9 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл². Тогда

$$\tau = \frac{4}{3} \pi \frac{(2 \cdot 10^{-4})^3 \cdot 0,9 \cdot \sqrt{3 \cdot 8,31 \cdot 260 / (29 \cdot 10^{-3})}}{6 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 9 \cdot 10^9} a^2 \approx \approx 10^{19} a^2 \text{ (с/м}^2\text{)}.$$

Следовательно, для размеров капелек $a \sim 10^{-9}$ м (если такие объекты можно считать капельками) рекомбинация происходит приблизительно за 10 секунд, а для капелек с $a = 10^{-8}$ м – уже за 1000 секунд. Конечно, капли будут расти со временем за счет конденсации пара, диффундирующего к ним из отдаленных уголков камеры, так что это время еще увеличится. Впрочем, можно ведь не ждать, пока капельки сами рекомбинируют или осядут на дно камеры под действием силы тяжести, а догадаться включить электрическое поле, которое растащит их в разные стороны.

Понятно, что с увеличением плотности смеси газов в камере заряженная частица на единицу длины своей траектории будет встречать все больше молекул, ее след будет все короче, что позволит регистрировать все более энергичные частицы в том же объеме камеры. Поэтому имеются камеры с давлением до сотен атмосфер.

За десятки лет при помощи камеры Вильсона были получены многие миллионы фотографий, позволившие глубоко изучить физику ядерных процессов. В настоящее время в экспериментальной ядерной физике стали применять другие, более быстродействующие приборы – пузырьковые и стримерные камеры, диффузионные камеры постоянного действия. (Фотография на рисунке 3 сделана в жидководородной пузырьковой камере.)