отлична от нуля и равна при выполнении условий

$$\begin{cases} v_1 > 0 \\ v_2 > 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} a\omega \sin\omega t > -U \\ a\omega \sin\omega t < U \end{cases}.$$

Изобразим график $v_1(t)$ и отметим те интервалы, в которых выполняется (4) (на рис. заштрихованы).

Так как U мало по сравнению с $a\omega$, то интервал τ также мал по сравнению с периодом колебаний. Поэтому можно считать $\sin\omega\tau \approx \omega\tau$, тогда из (4) получим $a\omega^2\tau = U$, откуда

$$\tau = \frac{U}{a\omega^2}.$$

За время одного периода колебаний $T = \frac{2\pi}{\omega}$, в течение интервала времени 4τ сила трения равна $\mu mg\cos\alpha$, а в остальные моменты она равна нулю. Следовательно, средняя сила трения

$$F_{ср.} = \mu mg\cos\alpha \frac{4\tau}{T} \approx \frac{2U}{\pi a\omega}\mu mg.$$

(здесь учтена малость α, тогда $\cos\alpha \approx 1$).

При установившемся движении эта сила равна проекции силы тяжести на наклонную плоскость :

$$mg\sin\alpha = \frac{2U}{\pi a\omega}\mu mg.$$

Откуда следует (с учетом $\sin\alpha \approx \alpha$)

$$U = \frac{\pi a\omega\sin\alpha}{2\mu} \approx \frac{\pi a\omega\alpha}{2\mu}.$$

Подстановка численных значений приводим к результату

$$U \approx 0{,}25 см / с.$$

Как и следовало ожидать $U << a\omega$, поэтому сделанное ранее приближения вполне обоснованы.

11-2. Пусть на торцах цилиндра индуцировались заряды $q' = \sigma S$, где S – площадь торца, σ – поверхностная плотность заряда. Так как цилиндр является проводником, то напряженность поля создаваемого индуцированными зарядами $E' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ равна (и противоположно направлена) напряженности внешнего поля $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a^2}$.

Следовательно,
$$q' = \frac{qS}{4\pi a^2}.$$
Учитывая, что один заряд (на ближнем торце) находится на расстоянии a, а другой – на расстоянии $a+h$ (где $h << a$ высота цилиндра), найдем силу, действующую на цилиндр
$$F = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{(a+h)^2}\right) \approx \frac{q^2}{8\pi^2\varepsilon_0 a^5}Sh = \frac{q^2}{8\pi^2\varepsilon_0 a^5}V,$$
где $V = Sh-$ объем цилиндра. Здесь учтено, что $\frac{1}{1+\alpha} \approx 1-\alpha,$ если $\alpha << 1$. Отметим, что в однородном внешнем поле сила, действующая на незаряженный проводник равна нулю.

11-3. Рассмотрим взаимодействие фотона и свободного электрона в системе отсчета, в которой электрон до взаимодействия покоился. Обозначим импульс фотона до взаимодействия p_0. Допустим, электрон поглотил фотон, тогда импульс электрона после взаимодействия также равен p_0 (закон сохранения импульса). Запишем уравнение закона сохранения энергии: до взаимодействия – $E = m_0c^2 + p_0c$ (здесь m_0 – масса покоя электрона, p_0c – энергия фотона); после взаимодействия $E = \sqrt{m_0^2c^4 + p_0^2c^2}$. Таким образом:
$$m_0c^2 + p_0c = \sqrt{m_0^2c^4 + p_0^2c^2}. \qquad (1)$$
Это уравнение справедливо только при $p_0 = 0$, что равносильно отсутствию фотона. Итак, мы пришли к противоречию, которое доказывает, что фотон не может быть поглощен свободным электроном.
Интересно отметить, что сделанный вывод является следствием отсутствия внутренних степеней свободы у электрона. В классической физике невозможен абсолютный неупругий удар, при котором никакая часть энергии не переходит в тепловую (опять же отсутствуют внутренние степени свободы). Пусть частица массы m_1, движущаяся со скоростью v, сталкивается с покоящейся частицей массы m_2. Пусть после удара скорости частиц равны U. Запишем уравнения законов сохранения импульса и энергии