Локальное поле вблизи поверхности металлической наночастицы сильно отличается от поля накачки. Рассмотрим металлическую сферу радиуса a с диэлектрической проницаемостью ε_m, которая находится в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_d. На частицу падает плоская монохроматическая волна с напряженностью E_0, волновой вектор которой направлен вдоль оси z, что проиллюстрировано на рис. 2.7.

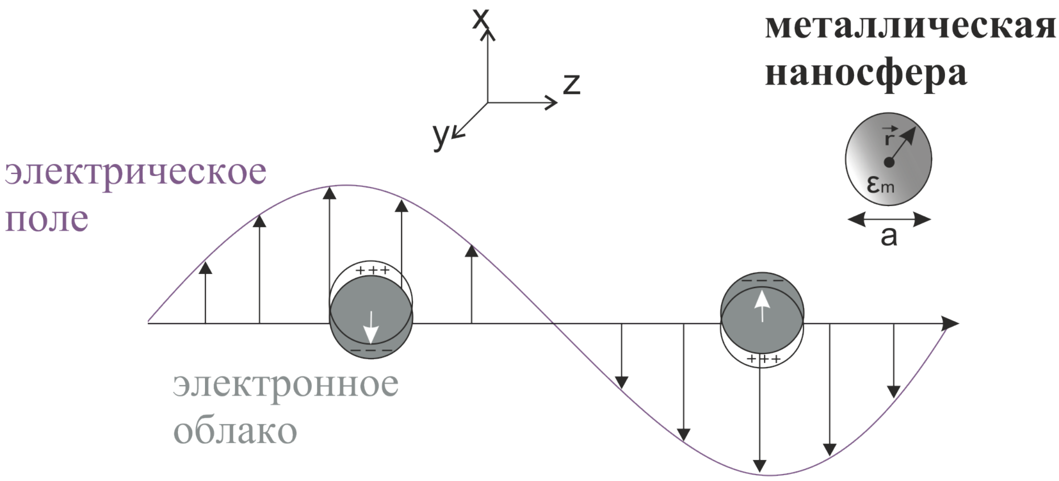

Рис. 2.7: Иллюстрация возбуждения плазмонной моды изолированной металлической сферы.

Решение уравнений Максвелла для поля вне сферы на основании [9] запишется в виде:

$$\bar{E}_{loc}(x, y, z) = E_0\bar{z} - \left(\frac{\varepsilon_m - \varepsilon_d}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_d}\right)a^3 E_0\left(\frac{\bar{z}}{r^3} - \frac{z}{r^3} - (x\bar{x} + y\bar{y} + z\bar{z})\right) \qquad (2.8)$$

Если мы рассмотрим n сфер одинакового радиуса a и одинакового состава, которые находятся на большом расстоянии друг от друга, то при таких условиях световые пучки, рассеянные сферами, не являются когерентными, а полная энергия рассеяния равна произведению энергии, рассеянной одной сферой, на число сфер.

Используя решение Ми для дифракции плоской монохроматической волны на металлической однородной сфере, можем получить выражение для напряженности поля n сфер [10]:

$$\bar{E}_{loc}(\lambda) = \frac{24\pi^2 n a^3}{\lambda \ln(10)}\left(\frac{\varepsilon_m}{(\varepsilon_m + 2\varepsilon_d)^2 + (\varepsilon_m)^2}\right). \qquad (2.9)$$

Здесь, ε_m и ε_m мнимая и реальная часть диэлектрической проницаемости металлической сферы ε_m. Из уравнения (2.9) ясно, что при условии $|\varepsilon_m| << |\varepsilon_m|$ и $\varepsilon_m \approx -2\varepsilon_d$ напряженность электрического поля резонансно возрастает $E_{loc}\ \infty$, что и соответствует возбуждению локальных плазмонов.

Спектральное положение резонансов зависит от формы и размеров наночастиц и расстояния между ними, а также от диэлектрической проницаемости окружающей среды. Поэтому в общем случае напряженность локального поля записывают через фактор локального поля L(ω), т.е $\bar{E}_{loc}(\omega) = L(\omega)E_0$.

Стоит отметить, что при отклонении формы частицы от сферической снимается вырождение и наблюдается частотное расщепление плазмонных мод [11]. На рис. 2.8 приведена зависимость коэффициентов поглощения наночастиц золота разной формы от длины волны. Максимумы поглощения в спектрах соответствуют возбуждению ЛПП.