4646

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P4 - 4646

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И.М.Франк

ОПТИКА И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

1969

P4 - 4646

И.М.Франк

ОПТИКА И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

В своей лекции я хочу рассказать о некоторых проблемах, связывающих оптику с ядерной физикой[x/]. Ядерная физика многие годы своего развития представлялась областью науки, стоящей особняком от других разделов физики. В первую очередь обращали внимание на то, что радиоактивный распад происходит независимо от состояний среды, в которой заключены радиоактивные атомы. То же имеет место и для ядер в ядерных реакциях. Кроме того, энергия ядерных частиц и фотонов гамма-лучей, как правило, очень велика по сравнению с энергией связи электронов в веществе, и поэтому казалось безразличным состояние вещества, через которое они движутся. Учитывались только средние характеристики вещества – его плотность и атомный номер.

Характерной чертой современной науки является не только чрезвычайное усложнение знаний в каждой из областей исследований, требующее узкой специализации для возможности плодотворной работы в ней. Не менее существенно, что все более углубляются и все большее значение приобретают связи различных ранее казавшихся независимыми наук. Теперь каждому очевидно, что ядерная физика не только находит приложения, но в ряде случаев связана с другими областями науки: с фи-

[x/] В основу текста положена (с некоторыми редакционными изменениями) лекция, прочитанная в апреле 1968 г. в Лейпциге на заседании Физического общества ГДР, и лекция на ту же тему, состоявшаяся в июле 1968 г. в Линдау в Кураториуме нобелевских лауреатов.

зикой, и особенно с физикой твердого тела, с химией, биологией, медициной и с многими разделами техники. Как ни странно, медленнее всего развивается понимание глубоких связей между различными разделами самой ядерной физики. Даже и теперь часто делят ядерную физику на области высоких и низких энергий, считая их независимыми. Между тем, с точки зрения существа дела такое деление необоснованно и имеет значение лишь методическое.

Связь между ядерной физикой и оптикой, о которой я буду говорить, в сущности была известна с самого зарождения ядерной физики. Предположение, хотя и ошибочное, о том, что катодолюминесценция рентгеновской трубки может быть причиной испускания рентгеновских лучей, привело, как известно, Беккереля к поискам, при которых была открыта радиоактивность урана. Но уже первые опыты показали, что хотя люминесценция не вызывает появления проникающих излучений, но зато излучение радиоактивных веществ в самом деле способно вызывать люминесценцию. Однако частицы радиоактивного излучения рассматривались главным образом как источник энергии для возбуждения люминесценции. Действительно, как правило, люминесценцию в тех же веществах можно возбуждать и иными методами, например, светом подходящей длины волны. Разумеется, было известно, что свойства люминесценции в той или иной степени связаны с плотностью ионизации и пробегом частицы. Эту связь теперь часто используют в детекторах частиц. Хотя свойства частиц в самом деле влияют на особенности люминесценции, все же они не имеют принципиального значения для ее возникновения.

Между тем есть явления, в которых свойства частицы столь же существенны, как и оптические свойства среды. Впервые это стало очевидным после изучения и выяснения природы явления, открытого Вавиловым и Черенковым. Действительно, направленность излучения определяется известной формулой

$$\beta \, n_0 \cos\theta_c = 1 \, , \qquad (1)$$

содержащей отношение скорости частицы к скорости света в пустоте, $\beta = \frac{v}{c}$, в которую свойства среды входят через показатель преломления n_0 для частоты ω_0, излучаемой под углом θ_c к скорости. При этом плотность энергии излучения определяется теми же величинами и квадратом заряда частицы e^2 и равна

$$W(\omega) = \frac{e^2}{c^2}\,\omega\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right). \tag{2}$$

Не случайно это явление много лет относили к области оптики. Теперь оно нашло широкое применение в исследованиях с частицами высоких энергий и его столь же закономерно рассматривают в ядерной физике. Может быть, стоит обратить внимание и на то, что явление, открытое с помощью гамма-лучей радия, нашло применение в физике элементарных частиц при высоких энергиях. Это один из примеров той связи различных областей ядерной физики, о которой я говорил.

Обращу ваше внимание на формулу $\beta\, n(\omega)\cos\theta = 1$. Ее можно записать так: $\beta\, n(\omega)\cos\theta - 1 = 0$, т.е.

$$\frac{1}{1 - \beta\, n(\omega)\cos\theta} = \infty. \tag{3}$$

Равенство этой величины бесконечности имеет вполне определенный физический смысл. Излучение, идущее под углом θ с частотой ω, когерентно складывается от бесконечно большой длины пути частицы. В этом содержится особенность, имеющая большое значение для излучения быстрых частиц. Для них всегда существует некоторая длина пути ℓ_1, с которой связано излучение. В частности, в эффекте Вавилова–Черенкова она может быть бесконечно большой. Е.Л.Фейнберг назвал эту длину ℓ_1 "длиной формирования фотона" и дал анализ ряда явлений, в которых она проявляется /1/. Лично мне больше нравится называть ее "когерентной длиной", так как здесь имеет место нечто аналогичное зонам Френеля. Однако дело не в терминологии, и гораздо существеннее пояснить, в чем ее значение.

Если частица движется со скоростью v , то волны с частотой ω в направлении θ от различных участков ее пути будут приходить, как правило, не с одинаковой фазой. Если выделить участок $\ell_1 = v t_1$ (см. рис. 1), на котором накапливается разность фаз π (ℓ_1 – это и есть длина когерентности), то получается такое соотношение:

$$a = \frac{\omega t_1}{\pi} = \frac{1}{|1 - \beta n(\omega) \cos\theta|} \,. \tag{4}$$

Величина, стоящая справа, определяет, таким образом, своеобразное изменение масштаба времени, вызванное тем, что движется не только свет, но и частица. Поскольку a – безразмерная величина, я буду называть ее "коэффициентом когерентности"x/. Этот коэффициент всегда входит в формулы излучения для быстро движущейся частицы и в некоторых случаях даже определяет возможность возникновения излучения. Пример этому – эффект Вавилова-Черенкова.

Для нерелятивистской частицы, если β настолько мало, что $\beta n(\omega) \ll 1$, то множитель a равен единице. Для релятивистской частицы коэффициент a для определенных углов велик, и его необходимо учитывать. Кроме того, в вакууме и в преломляющей среде он не одинаков, и это различие может сказываться даже для очень высоких частот, если частица ультрарелятивистская.

Излучение Вавилова-Черенкова возникает при равномерном движении. В свое время это казалось парадоксальным, но в дальнейшем было выясенно, что этот случай не единственный. Теперь хорошо известно предсказанное еще в сороковых годах так называемое переходное излучение/2/. Если частица, двигаясь равномерно, пересекает границу раздела двух сред, например из преломляющей среды попадает в вакуум, то возникает переходное излучение. Плотность энергии переходного излучения в единице телесного угла под углом θ к направлению скорости частицы равна

---

x/ Длина когерентности $\ell_1 = v t_1$, очевидно, равна $\ell_1 = \frac{\pi v}{\omega} a = \beta \frac{\lambda_0}{2} a$, где λ_0 – длина волны в пустоте, соответствующая частоте ω .

$$W(\omega) = \frac{e^2\beta^2}{4\pi c} \sin^2\theta \left| \frac{1}{1-\beta\cos\theta} + \frac{r}{1+\beta\cos\theta} - \frac{1}{n} f \frac{1}{1-\beta n \cos\theta'} \right|^2. \qquad (5)$$

Каждый из членов, стоящих под знаком квадрат модуля, имеет очень простой физический смысл. Третий член в отдельности дает излучение частицы, двигавшейся в среде по нормали к поверхности раздела и мгновенно остановившейся на границе раздела[x].

Первый член в отдельности дает излучение частицы, внезапно начавшей движение у границы раздела и ушедшей в вакуум. Вместе с третьим он дает поле непрерывно движущейся частицы. Величина f – это коэффициент Френеля для преломленной волны, а n – показатель преломления среды. Наличие их объясняется тем, что частица движется в среде, а излучение ее наблюдается в вакууме. Если f и n равны 1, то разность первого и третьего члена точно равна нулю. Наличие среднего члена также обязано наличию границы раздела – это поле электрического изображения частицы, а величина r – коэффициент Френеля для отраженной волны. При отсутствии границы раздела он исчезает. Множителями при всех членах стоят соответствующие коэффициенты когерентности. Для нерелятивистских скоростей они равны единице, но при релятивистских скоростях они могут быть велики и с ними связаны существенные особенности явления.

Ряд лет переходное излучение настолько не привлекало внимания, что даже опечатка, содержащаяся в статье Гинзбурга и моей /2/, оставалась незамеченной. Примерно 10 лет тому назад началось экспериментальное изучение этого явления. Теория хорошо подтвердилась, и теперь можно говорить об исследовании переходного излучения, как об одном из возможных путей исследования оптических свойств твердых тел. Как было показано мной и Пафомовым в работе /3/, для этой цели может оказаться перспективным использование релятивистских частиц. Если сопоставить величины интенсивности излучения под острым (не очень малым) углом и под углом, большим $\frac{\pi}{2}$, то результат оказывается чувствительным к величинам

---

[x] Здесь θ' – угол в среде (вообще говоря комплексный), дающий θ после преломления света в вакуум. Таким образом,

$$n\cos\theta' = \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}.$$

действительной и мнимой части показателя преломления. Из таких измерений они могут быть найдены, если воспользоваться расчётными кривыми, приведенными в/3/. Однако пока никто не проверил, в какой мере этот метод удобен. Все же многое в опытах по переходному излучению уже выяснено, и, как всегда, в ходе исследований рассеялся ряд недоразумений и заблуждений. Видимо, подлинное понимание теории приходит только после того, как явление детально изучено на опыте.

Я не будут говорить обо всем, упомяну только об одном своем собственном заблуждении. Мне казалось несомненным, что переходное излучение – явление, характерное для оптической области спектра.

В самом деле, при переходе к области рентгеновских, а тем более гамма-лучей, коэффициенты f и n стремятся к единице, а r – к нулю. Сразу видно, что по крайней мере для нерелятивистской частицы ($\beta \ll 1$) величина, стоящая под знаком квадрата модуля в (5), при этом практически обращается в нуль. Что касается релятивистских частиц, то заранее это не очевидно для области малых θ. В самом деле, для таких частиц в вакууме, если θ близко к нулю, то коэффициент когерентности велик, так как величина $1-\beta$, стоящая в этом случае в знаменателе (4), мала. Очевидно, при этом достаточно небольшого отклонения n от единицы, чтобы $1-\beta n$ заметно отличалось от $1-\beta$. Такая чувствительность коэффициента когерентности к величине показателя преломления приводит к тому, что даже при f/n, практически равном единице, третий член в (5) может заметно отличаться от первого и, следовательно, переходное излучение под малыми углами будет иметь место. Так, если для нерелятивистской частицы переходное излучение от границы металла много интенсивнее, чем от границы обычного прозрачного диэлектрика (так как в металле велика мнимая часть показателя преломления), то для релятивистской частицы и малых углов это различие несущественно. При этом использование прозрачных слоев может, в частности, облегчить суммирование переходного излучения от многих поверхностей и тем повысить эффективность регистрации частицы по переходному излучению. Все эти особенности, связанные с большой длиной когерентности, были отмечены сразу же при рассмотрении переходного излучения релятивистской частицы/4/. Позже было выяснено, что допустимо использовать не только прозрачные слои, но даже слои с "просветленными" поверхностями [5]. Однако сложившаяся привычность того, что переходное излучение – явление, характерное для оптической области, помешало сразу же заметить, что достаточность для возникновения излучения релятивистской частицы очень малого отличия показателя преломления от единицы (и притом не только в бо́льшую, но, очевидно, и ме́ньшую сторону) означает и возможность появления частот, лежащих вне оптической области. Здесь сказывается так называемый эффект плотности, впервые найденный Тер-Микаэляном для тормозного излучения [6], который определяется различием коэффициентов когерентности среды и вакуума. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Для высоких частот показатель преломления можно положить равным

$$n(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}, \qquad (6)$$

где ω_p – так называемая плазменная или ленгмюровская частота. $\omega_p = \left(\frac{4\pi N e^2}{m}\right)^{1/2}$. Здесь N – плотность электронов в среде и m – масса электрона. Для легких и средних по атомному весу элементов $\hbar\omega_p$ не превышает десятков электронвольт. Таким образом, для частот света, соответствующих, например, рентгеновским лучам с энергией фотонов десятки килоэлектронвольт, отличие показателя преломления от единицы всего лишь порядка миллионной доли. В результате нетрудно убедиться, что в формуле для переходного излучения коэффициент Френеля r для отраженной волны можно положить равным нулю (если θ не очень близко к $\frac{\pi}{2}$), а множители n и f в третьем члене формулы (5) с большой точностью равны единице, и под знаком квадрат модуля останутся только первый и третий член. Если, кроме того, β очень близко к единице и угол θ настолько мал, что можно положить $\sin\theta = 0$ и $\cos\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2}$, то из формулы (5) для очень высоких частот получаем

$$W(\omega) = \frac{e^2}{4\pi c}\theta^2 \left[\frac{1}{1-\beta+\frac{\theta^2}{2}} - \frac{1}{1-\beta+\frac{\theta^2}{2}+\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}}\right]^2. \qquad (7)$$

Переходное излучение, таким образом, определяется разностью коэффициентов когерентности в среде и в вакууме. Для рентгеновских лучей эта разность с большой точностью равна нулю, до тех пор пока энергия частицы не очень велика и, следовательно, $1-\beta$ не очень мала. Таким образом, переходное излучение в самом деле не распространяется на область рентгеновских лучей. Однако с увеличением энергии частицы величина $1-\beta$ уменьшается и, значит, начиная с некоторой энергии (и при достаточно малом θ^2) второй член становится уже отличным от первого даже для больших ω. Чтобы появилось излучение с энергией в десятки кэв, нужна энергия электронов в сотни миллионов электрон-вольт. Чем больше энергия электронов, тем большие энергии фотонов появляются в переходном излучении.

Нетрудно оценить граничную частоту спектра переходного излучения. В самом деле, если $\frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \ll 1-\beta$, то, как видно из (7), величина стоящая в квадратных скобках, становится близкой к нулю даже для $\theta = 0$. Для оценки в качестве эффективной граничной частоты $\omega_{гр}$ можно положить такую частоту, для которой $\frac{\omega_p^2}{2\omega_{гр}^2} = 1-\beta$.

Поскольку
$$1-\beta = \frac{1-\beta^2}{1+\beta} \approx \frac{1}{2}(1-\beta^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^2,$$
где $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – полная энергия частицы, то $\omega_{гр} = \omega_p \frac{E}{mc^2}$, т.е. растет пропорционально E. Этот результат был впервые получен Гарибяном /7/. Это связало переходное излучение с физикой частиц высоких энергий.

При рассмотрении излучения частиц в конденсированных средах часто приходится встречаться с неожиданными результатами, значительно отличающими их от излучения частиц в вакууме. Например, атом или другая система, имеющая одно или несколько возбужденных состояний, при движении в среде может излучать иначе, чем в вакууме. Оказывается, если скорость движения превышает фазовую скорость для излучаемой частоты, то возможен спонтанный переход из невозбужденного состояния в возбужденное с излучением при этом фотона. Энергия заимствуется при этом из кинетической энергии частицы. С точки зрения классической этому соответствует так называемый аномальный эффект Допплера, рассмотренный теоретически более чем двадцать лет тому назад.

Я хотел бы сказать здесь о сравнительно новых результатах, о которых уже имел возможность впервые коротко рассказать осенью 1967 г. в Физическом обществе Японии /14/. В последние годы сильно возрос интерес к опытам на встречных пучках. Частным случаем этого является свет, направленный навстречу пучку быстрых заряженных частиц, например пучку релятивистских электронов. В результате при рассеянии видимый свет может трансформироваться в гамма-лучи и притом тем большей энергии, чем больше энергия частицы (см., например, /10/).

Экспериментально опыт теперь стал осуществим благодаря появлению мощных источников света-лазеров. Такие опыты уже проводятся и в Москве, и в США /11/. Допустим, что первичный свет частоты ω_0 падает под углом θ_0 к направлению скорости электрона и рассеивается под углом θ (рис. 2). Формула для преобразования частоты ω_0, как нетрудно показать, определяется отношением коэффициентов когерентности для рассеянного (т.е. излучаемого) и падающего (т.е. поглощаемого) света. Напишем ее сначала для случая вакуума:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos\theta_0}{1 - \beta\cos\theta}. \tag{8}$$

Если рассеяние происходит на нулевой угол $\theta = \theta_0$, то, конечно, частота остается неизменной: $\omega = \omega_0$. Посмотрим, какая наибольшая трансформация частоты здесь возможна. Очевидно, что для этого первичный свет надо направить навстречу пучку частиц ($\cos\theta = -1$), а рассеянный свет наблюдать в направлении пучка частиц ($\cos\theta = 1$). Тогда получим

$$\omega_{max} = \omega_0 \frac{1+\beta}{1-\beta}. \tag{9}$$

Отсюда для максимальной энергии фотонов имеем

$$h\omega_{max} = h\omega_0 \frac{(1+\beta)^2}{1-\beta^2} \approx 4h\omega_0 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \tag{10}$$

Таким образом, максимальная энергия рассеянных фотонов растет, как квадрат энергии частицы. Для электрона при энергии в несколько Гэв она составляет уже сотни миллионов электронвольт, т.е. порядка 10% его энергии. При этих, а тем более больших энергиях, надо уже принимать во внимание изменение энергии электрона при излучении, и формула (10) в этом случае содержит поправочный член. Я для простоты буду считать, что этой квантовой поправкой можно пренебречь. Тогда вся проблема может рассматриваться классически, совершенно аналогично томсоновскому рассеянию. Такое рассмотрение, пригодное не только для движения частицы в вакууме, но и в среде, было для случая среды проведено Гайлитисом и Цытовичем/12,13/. Здесь мне хочется обратить внимание на формулы для преобразования частоты, которые были проанализированы лишь позже, в/14/. Формулы для преобразования частоты в среде можно по аналогии с (8) написать так:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta n_0 \cos\theta_0}{1 - \beta n(\omega)\cos\theta}; \qquad \begin{array}{l} \beta n_0 \cos\theta < 1; \ \beta n(\omega)\cos\theta < 1; \\ \\ \beta n_0 \cos\theta_0 > 1; \ \beta n(\omega)\cos\theta > 1. \end{array} \tag{11}$$

Здесь n_0 – показатель преломления среды для исходной частоты ω_0, а $n(\omega)$ – показатель преломления для рассеянного света частоты ω. При $n_0 = 1$ и $n(\omega) = 1$, т.е. для вакуума, это уравнение, конечно, переходит в уравнение для случая рассеяния света частицей, движущейся в пустоте (8). В действительности, однако, уравнение (11) содержит две возможности, из которых только одна имеет аналог для рассеяния света в пустоте. В самом деле, если угол θ достаточно велик, то $\beta n_0 \cos\theta_0 < 1$. Тогда числитель положителен, и так как ω – величина положительная, то и знаменатель также должен быть положителен, т.е. $\beta n(\omega)\cos\theta < 1$. Для разреженной среды в случае, если показатель преломления стремится к единице, этот спектр в самом деле переходит в спектр рассеяния света частицей, движущейся в вакууме. В плотной среде при малых θ_0 и при βn_0 достаточно большом $\beta n_0 \cos\theta_0 > 1$ и величина, стоящая в числителе, отрицательна. Отсюда следует, что и знаменатель должен быть отрицателен, таким образом, $\beta n(\omega)\cos\theta > 1$. Такой спектр не имеет аналога при рассеянии света частицей, движущейся в вакууме. Оба эти случая рассеяния света в среде, несмотря на особенности, связанные со средой, можно называть "нормальным рассеянием". Рассеяние света происходит здесь обычным способом, фотон $h\omega_0$ исчезает, и появляется фотон $h\omega$ рассеянного света (рис. 2).

Нетрудно убедиться, что возможен и иной механизм рассеяния света. В самом деле, формулу для частоты рассеянного света можно, очевидно, записать и так:

$$\omega = \omega_0 \frac{\beta n_0 \cos\theta_0 - 1}{1 - \beta n(\omega)\cos\theta}\,; \qquad \frac{\beta n_0 \cos\theta_0 < 1\,; \quad \beta n(\omega)\cos\theta > 1\,;}{\beta n_0 \cos\theta > 1\,; \quad \beta n(\omega)\cos\theta < 1\,.} \tag{12}$$

Мы будем называть этот вид рассеяния аномальным рассеянием. В зависимости от величины θ_0 здесь мы также имеем два случая.

В самом деле, если θ_0 достаточно велико, то $\beta n_0 \cos\theta_0 < 1$, тогда числитель отрицателен и, следовательно, обязательно $\beta n(\omega)\cos\theta > 1$ и наоборот. В обоих случаях либо $\beta n_0 \cos\theta_0 > 1$, либо $\beta n(\omega)\cos\theta > 1$, и, следовательно, аномальное рассеяние не имеет аналога при рассеянии света на частице в вакууме, где обе эти величины всегда меньше единицы.

Нетрудно убедиться, что аномальное рассеяние в самом деле обладает неожиданными особенностями.

Допустим, что исходный пучок света имеет направление скорости частицы ($\cos\theta_0 = 1$) и рассеянный свет наблюдается в том же направлении ($\cos\theta = 1$). Иными словами, угол рассеяния равен нулю, т.е., казалось бы, вообще нет рассеяния. Почти очевидно, что частота света при этом не должна меняться (это обязательно в случае (8) и всегда возможно для (11)). Однако формула (12) приводит к иному результату. Допустим, что частица ультрарелятивистская, т.е. $(1-\beta) \ll 1$. Мы знаем, что в этом случае частота может быть очень велика и $n(\omega)$ при этом практически равно единице. Таким образом, имеем при $\theta_0 = \theta = 0$

$$\omega = \omega_0 \frac{\beta n_0 - 1}{1 - \beta n(\omega)} = \omega_0 \frac{\beta n_0 - 1}{1 - \beta} - \delta . \qquad (13)$$

Поправка δ, учитывающая, что $\beta n(\omega)$ в знаменателе заменено на β, положительна, т.е. несколько уменьшает частоту ω (Действительно, для очень высоких частот $n(\omega)$ меньше единицы (см. (6)), и, следовательно $1-\beta n(\omega)$ в знаменателе (13) немного больше, чем $1-\beta$). Если не учитывать поправку δ, то частота (13) возрастает подобно (10), т.е. как E^2. Что касается поправки δ, то при возрастании E она стремится к постоянной величине[x/]. Таким образом, получаем, что при аномальном рассеянии в самом деле может происходить значительная трансформация частоты из низкой в высокую при нулевом угле рассеяния.

Этот результат не будет казаться парадоксальным, если принять во внимание, что фазовая скорость света частоты ω_0 меньше, чем скорость частицы. Частица обгоняет свет, и в системе координат, связанной с частицей, свет движется навстречу частице. Таким образом, этот случай в некоторой степени эквивалентен случаю рассеяния света на угол π.

Аномальное рассеяние имеет существенно иной механизм, чем нормальное. Из очень простого квантового рассмотрения вытекает следующее /14/. При рассеянии исходный пучок света не ослабляется, а усиливается. Вместо поглощения исходного фотона $h\omega_0$ происходит индуцированное испускание фотона $h\omega_0$, т.е. фотон $h\omega_0$ превращается в два фотона $h\omega_0$, распространяющиеся под углом θ_0, и, кроме того, появляется фотон рассеянного света (рис. 3).

Заранее, без дополнительного анализа нельзя утверждать, что с помощью аномального рассеяния можно усиливать первичный пучок света. В действительности одновременно с аномальным рассеянием будет происходить и нормальное рассеяние, при котором свет ослабляется, и нужно знать, веро-

---

x/ Если принять для показателя преломления, что зависимость $n(\omega)$ от ω определяется (6), то, подставляя ее в (13), нетрудно найти это предельное значение δ, соответствующее большим E:

$$\delta = \frac{\omega_p^2}{2\omega_0(\beta n_0 - 1)} .$$

ятность какого из этих процессов больше. Можно показать, однако, что если свет направлен в направлении скорости электрона и энергия электрона достаточно велика, то вероятность аномального рассеяния в самом деле будет больше, чем нормального рассеяния. Однако вероятность эта того же порядка, как эффективное сечение Томсоновского рассеяния, т.е. очень мала, и поэтому усиление света будет ничтожно по крайней мере в лабораторных условиях. Хотя вероятность процесса мала, но в интенсивном пучке света число случаев аномального рассеяния, т.е. число рассеянных фотонов, должно быть значительным. При этом следует еще учесть ряд нелинейных эффектов, которые могут увеличить вероятность аномального рассеяния, и можно думать, что это явление вполне обнаружимо экспериментально.

Л и т е р а т у р а

1. Е.Л.Фейнберг. УФН, 58, 193 (1956).
2. В.Л.Гинзбург и И.М.Франк. ЖЭТФ, 16, 1 (1946).
3. И.М.Франк. УФН, 87, 189 (1965); В.Е.Пафомов и И.М.Франк. Препринт ФИАН, А-76, Москва, 1965.
4. И.М.Франк. Нобелевская лекция, 1958. См., например, УФН, 68, 397 (1964) или Физматгиз, 1960.
5. В.Е.Пафомов и И.М.Франк. Ядерная физика, 5, 631 (1967).
6. М.Л.Тер-Микаэлян. ДАН СССР, 94, 1033 (1954).
7. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
8. И.М.Франк. Изв. АН СССР, сер.физ., 6, 3 (1942).
9. В.Л.Гинзбург и И.М.Франк. ДАН СССР, 56, 583 (1947).
10. Ф.Р.Арутюнян и В.А.Туманян. УФН, 83, 3 (1964).
11. О.Ф.Куликов, Ю.Я.Тельнов, Е.И.Филиппов, М.Н.Якименко. ЖЭТФ, 47, 1591 (1964); Phys.Lett., 13, 344 (1964);
C.Bemporad, R.H.Milburn, N.Tanaka, M.Fotino. Phys. Rev., 138, 1548 (1965).
12. А.Гайлитис. Радиофизика (Известия высших учебных заведений), 7, 646 (1964).
13. В.Н.Цытович. ДАН СССР, 154, 76 (1964).

14. И.М. Франк. Ядерная физика, 7, 1100 (1968). Препринт ОИЯИ, Е-3760, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1969 года.

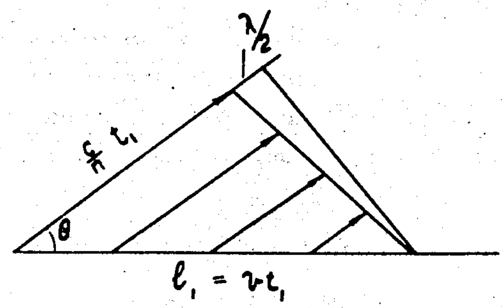

Рис.1

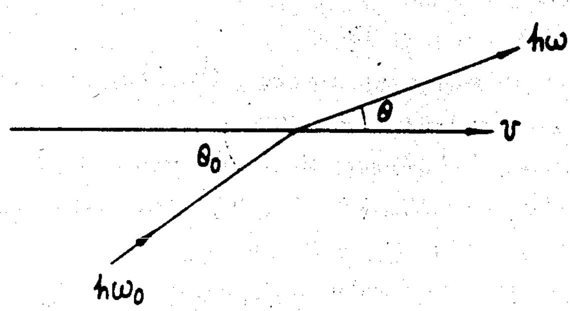

Рис.2

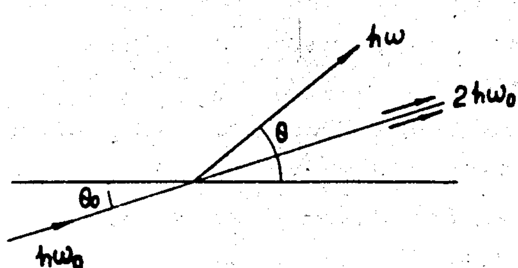

Рис.3