

- [1] Борисов В. М., Высыкайло Ф. М., Кирюгин Ю. Б., Христофоров О. Б. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 10. С. 2110—2112.
- [2] Бельков Е. П. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 9. С. 1946—1951.
- [3] Абросимов Г. В., Клоповский К. С., Польский М. М. и др. // Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 420—422.
- [4] Зобов Е. Н., Сидоров А. Н., Литвинова И. Г. // ЖПМТФ. 1986. № 1. С. 20—23.
- [5] Карлов Н. В., Кислецов А. В., Ковалев И. О. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 617—622.
- [6] Баранов В. Ю., Бреев В. В., Мамота Д. Д., Низьев В. Т. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 9. С. 1861—1866.
- [7] Березин А. Д., Бодайкин Л. В., Гамазейщиков А. М. и др. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986. С. 300—302.
- [8] Журавлев О. А., Муркин А. Л. и др. // Тез. докл. XII Всесоюз. научн.-техн. конф. «Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов». М., 1985. С. 74.
- [9] Журавлев О. А., Муркин А. Л. // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Физика быстропротекающих плазменных процессов». Гродно, 1986. С. 70.
- [10] Дашук П. Н., Зинченко А. К., Ярышева М. Д. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 2. С. 324—332.
- [11] Авдченко А. А., Малев М. Д. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1703—1711.
- [12] Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Голубер С. К. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 6. С. 1926—1931.

Куйбышевский авиационный  
институт им. акад. С. П. Королева

Поступило в Редакцию  
19 мая 1987 г.

03; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989

## ИОНИЗАЦИОННЫЙ ВЫХОД С ТРЕКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

Т. Я. Воронова, М. А. Кирсанов, А. А. Круглов, И. М. Ободовский,  
С. Г. Покачалов, В. А. Шилов, Е. Б. Христич

Ионизационный выход в жидких диэлектриках является предметом интенсивных исследований во многих лабораториях (см., например, [1]). Анализ зависимости ионизационного выхода от напряженности электрического поля дает богатую информацию о структуре трека [2], механизме процесса рекомбинации на треке [3], деталях процессов преобразования энергии излучения в веществе [4].

Ионизационный выход является важнейшей характеристикой ионизационных спектрометров. Зависимость ионизационного выхода от энергии электронов определяет энергетическое разрешение гамма-спектрометров и линейность его калибровочной характеристики.

Информация о зависимости ионизационного выхода от энергии крайне скудна даже для наиболее подробно исследованных жидких углеводородов и жидкого аргона. Тем более она недостаточна для самого перспективного материала гамма-спектрометров — жидкого ксенона.

Для расчетов реальных гамма-спектрометров требуется знание ионизационного выхода при различных значениях напряженности электрического поля. Оказалось, что ионизационный выход хорошо аппроксимируется функцией вида

$$f = (1 + k/E)^{-1}, \quad (1)$$

где  $f = Q/Q_0$  — ионизационный выход;  $Q_0$ ,  $Q$  — заряд, образованный частицей и извлеченный с трека;  $E$  — напряженность электрического поля;  $k$  — единственный параметр, характеризующий ионизационный выход.

Вообще говоря, такой вид аппроксимации следует из теории рекомбинации Яффе, но уже неоднократно отмечалось, что теория Яффе неприменима к конденсированным благородным газам. Соответствие экспериментальных результатов кривой (1) — экспериментальный факт, позволяющий для характеристики ионизационного выхода пользоваться параметром  $k$ .

Нами проведены измерения параметра  $k$  в жидком ксеноне при температуре  $T \sim 170$  К при возбуждении рентгеновскими квантами с энергией в области между  $K$ - и  $L$ -крайми поглощения [5]. Измерения проводились в двухэлектродной камере, описанной в [6]. Значения  $k$  определялись по методике, описанной в [4].

Жидкий ксенон облучался сквозь катод камеры короткими импульсами ( $\sim 0.1$  мкс) от генератора импульсов рентгеновского излучения на трехэлектродной трубке [7]. Квази-мозонэнергетическое излучение получали с помощью фильтров [5]. На рис. 1 приведена типичная зависимость  $Q=f(E)$  в координатах  $1/Q, 1/E$ .

Измеренные значения  $k$ , а также известные ранее представлены в таблице. Индекс « $\gamma$ »

$\epsilon_{\gamma}$ , кэВ	$k_{\gamma}$ , В/см
662 550	$420 \pm 30$ [4] $410 \pm 30$ [8]
$21.4 \pm 0.3$	$1800 \pm 80$
$17.3 \pm 0.2$	$2100 \pm 300$ [5]
$15.3 \pm 0.2$	$2370 \pm 150$

у коэффициента  $k$  показывает, что эти значения получены при рентгеновском и гамма-облучении и соответствуют не какому-либо конкретному треку, а некоторой комбинации треков фото-, комптон- и Оже-электронов, образуемых при поглощении кванта в веществе. Для решения многих практических задач, в частности для расчетов энергетического разрешения, требуется знание коэффициентов, характеризующих выход с трека электронов,  $k_{\beta}$ .

В данной работе вычислены значения  $k_{\beta}$  по измеренным  $k_{\gamma}$ , а также значения  $k_{\gamma}$  при энергиях, где измерений еще не проводилось.

Следует отметить, что подобные расчеты проводились неоднократно для сцинтилляционного выхода (см. одну из последних работ [9]).

Расчеты в настоящей работе проводились с использованием следующей модели преобразования энергии квантов в ксеноне.

Кванты с энергией больше  $K$ -края поглощения (34.5 кэВ) производят фотоэффект только на  $K$ -оболочке, а кванты с энергией между  $K$ - и  $L$ -крайми только на  $L$ -оболочке. Наличием других оболочек и делением оболочки  $L$  на подоболочки пренебрегаем. Вакансия на  $K$ -оболочке заполняется переходом электрона с  $L$ -оболочки с испусканием характеристического кванта с энергией 29.5 кэВ. Этот квант производит фотоэффект на  $L$ -оболочке одного из соседних атомов. Вакансии на  $L$ -оболочке заполняются с испусканием Оже-электронов с энергией 5 кэВ.

Аналогичная упрощенная модель использовалась при расчетах сцинтилляционного выхода для электронов в кристалле NaI—Tl по измеренному сцинтилляционному выходу для гамма-квантов в работе [10]. Там же можно найти обоснование принятых упрощений. В последующих работах (см., например, [11]) было показано, что сделанные упрощения существенно сказываются на результате только в области малых энергий ( $< 3$  кэВ). Для вычисления  $k_{\beta}$  в этой области энергий у нас нет экспериментальных данных, поэтому пока мы считаем возможным ограничиться простой моделью.

Коэффициенты  $k_{\beta}$  и  $k_{\gamma}$  связаны системой уравнений вида

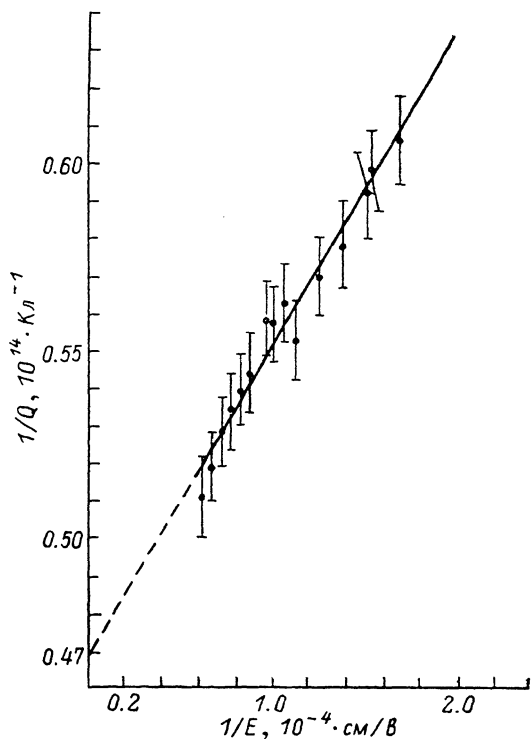


Рис. 1. Зависимость сигнала на выходе ионизационной камеры от напряженности поля  $E$ .

$$f_{\gamma} = \left( \sum_i \varepsilon_{\beta}^i f_{\beta}^i \right) / \varepsilon_{\gamma}, \quad f_{\gamma} = (1 + k_{\gamma}/E)^{-1}, \quad f_{\beta} = (1 + k_{\beta}/E)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь суммирование производится по всем электронам, участвующим в процессе преобразования энергии кванта.

В достаточно узком интервале энергий, далеко от  $K$ - и  $L$ -краев ( $10 \text{ кэВ} < E_{\gamma} < 30 \text{ кэВ}$ ), изменения коэффициентов  $k_{\gamma}$  и  $k_{\beta}$  подобны. Но основной фактор, определяющий зависимость

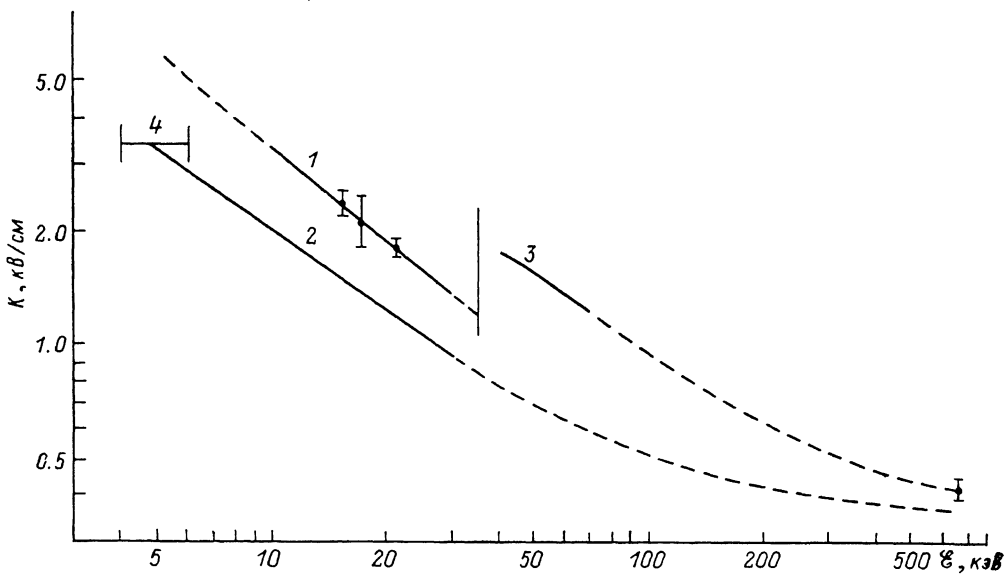


Рис. 2. Зависимость коэффициентов  $k_{\gamma}$  и  $k_{\beta}$  от энергии.

1 — экспериментальные точки для  $k_{\gamma}$  и их аппроксимация в области 10—30 кэВ; 2, 3 — расчетные значения  $k_{\beta}$  в диапазоне 5—30 кэВ и  $k_{\gamma}$  40—69 кэВ соответственно; 4 — значение  $k_{\beta}$ , принятое в [12].

$k_{\beta}$  от энергии, — плотность ионизации. В указанном интервале энергий плотность ионизации связана с энергией степенной функцией. Поэтому через экспериментальные точки для  $k_{\gamma}$  проводилась кривая вида  $k_{\gamma} = a\varepsilon_{\gamma}^b$ . Методом наименьших квадратов найдены значения  $a$  и  $b$ :  $a = 22.0 \pm 2.0 \text{ кВ/см}$ ,  $b = -0.82 \pm 0.03$ . И экспериментальные точки, и расчетная кривая приведены на рис. 2.

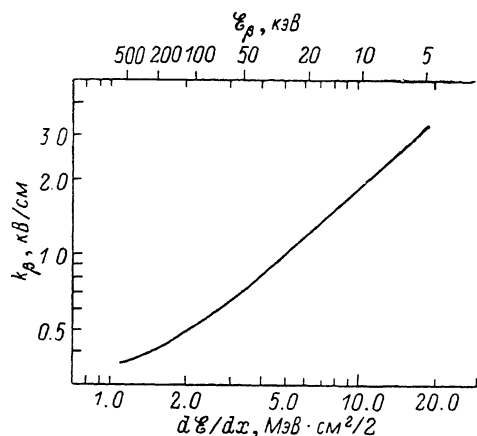


Рис. 3. Зависимость коэффициента  $k_{\beta}$  от плотности ионизации на начальном участке трека электрона.

соединены с расчетными областями пунктиром (рис. 2). Там же приведены значения  $k_{\beta}$  по модели, принятой в [12]:  $k_{\beta} = 3.4 \pm 0.38 \text{ кВ/см}$  при  $4 \text{ кэВ} < \varepsilon_{\beta} < 6 \text{ кэВ}$ . При других энергиях  $k_{\beta} \sim 0$ .

В проделанных расчетах есть одна особенность, с которой не сталкивались физики, проводившие расчеты для сцинтилляционной эффективности [9—11]; в систему (2) входит

напряженность электрического поля. В результате возникает некоторая зависимость  $k_\beta$  от поля, однако она оказывается слабой. Так, при изменении напряженности поля в диапазоне 1—10 кВ/см  $k$  изменяется на 5 %. Поэтому в результатах расчетов приводятся средние значения, а разброс включен в погрешность. Суммарная погрешность определения величин  $k_\gamma$  и  $k_\beta$  составляет  $\sim 10\%$ .

Данных о  $k_\gamma$  для гамма-квантов с энергией больше 0.662 МэВ в литературе нет. Однако в [13] показано, что для гамма-квантов с энергиями в интервале 0.662—2.614 МэВ наблюдается очень хорошая линейность между энергией и выходным сигналом. Это дает основание считать, что при  $\varepsilon_\gamma \sim 0.662$  МэВ коэффициент  $k_\gamma$  практически не меняется, а  $k_\beta$ , следовательно, слегка возрастает (с 0.37 для  $\varepsilon_\beta = 0.627$  МэВ до 0.43 для  $\varepsilon_\beta = 2.585$  МэВ), что естественно, так как растет плотность ионизации в треках фотоэлектронов.

На рис. 3 построена зависимость  $k$  от плотности ионизации в треках электронов. На график нанесены как вычисленные значения  $k_\beta$ , так и взятые с пунктирного участка.

Полученные в данной работе значения  $k_\beta$  могут использоваться для расчетов линейности и энергетического разрешения спектрометров, если напряженность электрического поля в спектрометре превышает несколько кВ/см. В противном случае надо пользоваться непосредственно коэффициентом  $f$  — выходом с трека. Однако в большинстве реальных случаев в спектрометрах стараются работать с большими напряженностями поля, поэтому параметр  $k_\beta$  оказывается вполне подходящим для расчетов.

### Литература

- [1] Mozumder A. // J. Electrostat. 1982. Vol. 12. P. 45—57.
- [2] Huang S., Freeman G. R. // Can. J. Chem. 1977. Vol. 55. P. 1838—1846.
- [3] Gruhn C. R., Mozumder A. // Phys. Rev. B. 1979. Vol. B20. N 8. P. 3520—3522.
- [4] Ободовский И. М., Покачалов С. Г. // ФНТ. 1979. Т. 5. № 8. С. 829—836.
- [5] Воронова Т. Я. // Методы экспериментальной ядерной физики в исследовании процессов и продуктов деления. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 98—108.
- [6] Гуцин Е. М. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1685—1689.
- [7] Григорьев В. А., Ободовский И. М. // ПТЭ. 1969. № 1. С. 188—189.
- [8] Shibamura E. // Nucl. Instr. Meth. 1975. Vol. 131. N 1. P. 249—258.
- [9] Tojo T. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. A241. N 1. P. 177—180.
- [10] Zerby C. D., Meyer A., Murray R. B. // Nucl. Instr. Meth. 1961. Vol. 12. P. 115—123.
- [11] Collinson A., Hill R. // Proc. Phys. Soc. 1963. Vol. 81. N 3. P. 883—892.
- [12] Егоров В. В., Ермилова В. К., Родионов Б. У. Препринт ФИАН. № 166. М., 1982.
- [13] Masuda E. // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 174. N 2. P. 439—446.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
20 мая 1987 г.

## ЧЕРЕНКОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ПУЧКОМ КВАЗИКАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В. В. Белошицкий, Н. Г. Попков

1. В работе [1] было экспериментально обнаружено возбуждение ультразвуковых волн в кристалле алмаза при прохождении через него релятивистского пучка электронов. Проведенные измерения зависимости эффекта от ориентации кристалла показали, что максимальное возбуждение ультразвука наступает при углах влета частиц, равных нескольким углам Линдхарда. Такая ориентационная зависимость, видимо, не может быть объяснена в рамках термоупругой модели [2] (на это справедливо указывается в [1]), где интенсивность звуковых волн оказывается пропорциональной ионизационным потерям, которые, как известно, максимальны в режиме каналирования. В данной работе мы попытаемся дать объяснение этого эффекта с помощью теории черенковского возбуждения звуковых волн.